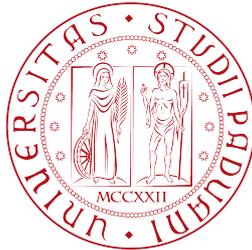


UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA

“GALILEO GALILEI”

Corso di Laurea Magistrale in Astronomia



Il contributo dei QSO a $z \sim 4$ al Fondo Ionizzante Intergalattico

Laureanda:

Napolitano Alessandra

Matricola 1132929

Relatore:

Prof. Alberto Franceschini

Co-relatore:

Dr. Andrea Grazian

Contro-relatore:

Prof. Mauro D'Onofrio

A handwritten signature in black ink, reading 'Alberto Franceschini'.

Anno Accademico 2019/2020

*Twinkle, twinkle, little star,
We know exactly what you are:
Nuclear furnace in the sky,
You'll burn to ashes, by and by.
But twinkle, twinkle, quasi-star,
Biggest puzzle from afar;
How unlike the other ones,
Brighter than a trillion suns.
Twinkle, twinkle, quasi-star,
How we wonder what you are...
after G. Gamov and N. Calder*

Abstract

L'Epoca della Reionizzazione (EoR) segna la fine di quella che i cosmologi chiamano Era Oscura (*Dark Ages*), caratterizzata dall'assenza di sorgenti luminose. La nascita delle prime sorgenti provoca l'immissione di un'ingente quantità di fotoni UV nel Mezzo Intergalattico (IGM). Questi fotoni hanno un'energia maggiore di 13.6 eV e sono in grado così di ionizzare, a $z \sim 7$, gli atomi di idrogeno presenti nell'IGM.

Capire però quali sorgenti forniscano il contributo maggiore a tale effetto di reionizzazione è tutt'ora argomento di grande dibattito nella comunità scientifica. I principali candidati sono state a lungo le stelle della prima generazione, le stelle di Popolazione III (Pop III), e le galassie giovani con un alto tasso di formazione stellare (SFGs). Recentemente è stato sviluppato un ulteriore scenario: quello dei Nuclei Galattici Attivi (AGN). In quest'ultimo scenario, come dimostrato dai recenti lavori presenti in letteratura, l'abbondanza di AGN e Quasar (QSOs) diminuisce andando a redshift più alti fino all'EoR ($z = 6 - 7$) ma non in maniera così drastica come si riteneva in passato. Il contributo degli AGN al Fondo Ultravioletto Ionizzante (UVB) è quantificabile dal tasso di fotoionizzazione Γ_{HI} , che dipende essenzialmente dalla densità spaziale delle sorgenti (derivabile dalla loro Funzione di Luminosità), dall'*escape fraction* dei fotoni ionizzanti (cioè la frazione di fotoni UV emessi da una sorgente in grado di ionizzare gli atomi di idrogeno ed elio presenti nell'IGM) e dal loro libero cammino medio (cioè la distanza fisica che un fotone UV riesce a percorrere prima che il suo flusso si attenui di un fattore $1/e$, corrispondente ad un'opacità pari a $\tau = 1$).

Lo scopo di questa tesi è quello di quantificare il contributo di un campione di AGN a $z \sim 4$ all'UVB calcolando due di questi parametri: l'*escape fraction* e il libero cammino medio. Ciò è stato fatto analizzando 100 spettri di QSO presi dalla XQ-100 Legacy Survey con un redshift compreso tra $3.5 \leq z \leq 4.5$ (in cui la trasmissione dell'IGM è ancora piuttosto alta del 20-30%). Le osservazioni sono state condotte in *service mode* con lo spettrografo ad alta risoluzione XSHOOTER che ha un potere risolutivo, $R = \lambda/\Delta\lambda$, compreso tra 4000-7000. Gli spettri si estendono in un intervallo spettrale dai 3150-25.000 Å. Il campione è costituito da AGN estremamente brillanti ($M_{1450} < -27$) e di Tipo I. Per procedere all'analisi statistica, per ciascuno spettro, utilizzando degli opportuni codici scritti in Python, sono stati calcolati i seguenti parametri: indice di pendenza spettrale α_ν , decrementi di flusso D_A e D_B , l'*escape fraction* dei fotoni ionizzanti e il loro libero cammino medio. I risultati ottenuti per questi valori sono: $\alpha_\nu = -0.532 \pm 0.516$, $D_A = 0.511 \pm 0.102$, $D_B = 0.629 \pm 0.127$, $f_{esc} = 0.486 \pm 0.290$, $\lambda_{mfp}^{912} = 67.13$ Mpc.

Non è stata riscontrata nessuna evoluzione significativa dell'*escape fraction* con il red-

shift, mentre un'importante relazione è stata trovata tra l' f_{esc} e il libero cammino medio. Sorgenti infatti con un basso valore sia di f_{esc} che di mfp ($f_{esc} < 0.1$ e $\lambda_{mfp} < 10$ Mpc) sono spiegate con la presenza di un Assorbitore Associato (AAs) che si frappone tra l'osservatore e la sorgente e che provoca una copertura totale del flusso ionizzante emesso da questa. E' stato verificato che l'82% dei QSOs aventi $\lambda_{mfp} < 10$ Mpc ha evidenza di Assorbitore Associato. Lo studio delle *Narrow Absorption Lines* (NALs), in particolare quelle del CIV (C^{3+}) e del NV (N^{4+}), presente in letteratura ha evidenziato la presenza di AAs in sorgenti che hanno un valore di libero cammino medio piuttosto alto. In letteratura, viene indicata come soglia per distinguere le sorgenti con AAs una densità di colonna pari a $N_{NV} > 0$ e $N_{CIV} > 10^{14}$ cm⁻². I risultati dell'analisi, effettuata con un test di *Kolmogorov-Sminorv* (K-S test), portano ad ipotizzare che gli Assorbitori con alto mfp siano più dovuti ad un effetto di ionizzazione (causato dal fatto che la nube di gas di cui è composto l'assorbitore stesso, a causa del più basso potenziale di ionizzazione dell'idrogeno, possa essere ionizzato in HI ma non in CIV e NV), anziché da un effetto di copertura parziale. I risultati del K-S test dimostrano infatti che le due distribuzioni analizzate (quelle con e senza AAs) appartengano alla stessa popolazione confermando quindi l'ipotesi della ionizzazione.

E' stata inoltre confermata l'ipotesi di un'evoluzione del libero cammino medio con il redshift già presente in letteratura. E' stato infatti trovato un valore di $\lambda_{mfp} = 47.60, 30.60$ pMpc per l'intero campione a $z = 3.85, 4.5$ rispettivamente; mentre per il campione privato invece di AAs sono stati trovati valori pari a $\lambda_{mfp} = 65.27, 34.66$ pMpc agli stessi redshift. Tali dati sono stati poi confrontati con quelli di Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014 e Romano et al. 2019 confermando dunque questo decremento del libero cammino medio con il redshift. La bassa statistica dei dati a disposizione ha però influito sulla fluttuazione dei risultati.

Per verificare la bontà dei risultati ottenuti, sono stati confrontati quelli ottenuti in questo lavoro di tesi per i 44 QSO che la XQ-100 Legacy Survey e la Sloan Digital Survey hanno in comune. E' stata riscontrata una fluttuazione dei risultati, entro le barre d'errore, imputabili alla diversa strumentazione utilizzata per le due survey e la variabilità stessa dei QSOs.

Un'ultima analisi effettuata è stata quella di verificare che la correzione pari a $\Delta\alpha_\nu = 0.72$, proposta in letteratura a causa del cambio di pendenza spettrale che si osserva per $\lambda_{rest} \sim 1000$ Å, sia valida anche per spettri ad alta risoluzione. Si è visto che per il 30% delle sorgenti questa correzione sembra non riprodurre bene tale decremento. Per queste sorgenti, infatti, un valore più attendibile sembra essere $\Delta\alpha_\nu = 0.2$, con una pendenza quindi molto più accentuata e dunque emettono più fotoni ionizzanti rispetto a

quelli con una correzione pari a $\Delta\alpha_\nu = 0.72$.

Infine, utilizzando il valore di libero cammino medio stimato, si è calcolato il tasso di fotoionizzazione Γ_{HI} a $z \sim 4$, parametro strettamente legato al grado di ionizzazione dell'IGM. Sono stati trovati i seguenti valori: $\Gamma_{HI} = 1.05, 1.10$ (espresso in unità di 10^{-12} s^{-1}) rispettivamente a $z = 3.85, 4.5$, in linea con i risultati trovati in letteratura.

L'analisi condotta in questo lavoro sembra confermare che gli AGN contribuiscano in maniera significativa all'UVB a $z \sim 4$, emettendo dunque nell'IGM una quantità di fotoni UV sufficiente a mantenerlo ionizzato.

In futuro, per poter ampliare il campione di AGN a redshift sempre più alti, verranno utilizzati spettrografi a più alta risoluzione come ESPRESSO e CUBES.

Se i risultati che sono stati ottenuti in questo lavoro di tesi verranno confermati a redshift più alti, allora gli AGN sarebbero le sorgenti responsabili della reionizzazione dell'idrogeno neutro a $z \sim 7$.

Indice

1	L'Epoca della Reionizzazione	11
1.1	Breve storia dell'Universo: dal Big Bang ad oggi	11
1.2	Evidenze osservative della Reionizzazione	14
1.2.1	L'Effetto Gunn-Peterson	14
1.2.2	Radiazione Cosmica di Fondo (CMB)	18
1.2.3	Effetto Sunyaev-Zel'dovich	22
1.2.4	Sorgenti Lyman α	23
1.2.5	Galassie Lyman-Break	25
1.2.6	Gamma-Ray Bursts	25
1.2.7	Frazione di pixel oscuri negli spettri dei QSO	26
1.2.8	Le regioni nelle prossimità dei Quasar	27
1.2.9	Riga dell'Idrogeno a 21 cm	28
2	Il Mezzo Intergalattico	33
2.1	La Foresta della Ly α	34
2.1.1	Bassa Risoluzione	35
2.1.2	Risoluzione Intermedia	35
2.1.3	Alta Risoluzione	36
2.2	Distribuzione della Densità di Colonna dell'HI	36
2.2.1	Il Libero Cammino Medio dei fotoni ionizzanti	39
2.3	Il Fondo Ultravioletto Ionizzante	42
2.3.1	La Reionizzazione dell'Universo: semplice modello descrittivo	42
2.3.2	Emissività Ionizzante	44
2.3.3	Tasso di fotoionizzazione	46
3	Sorgenti della Reionizzazione e AGN	51
3.1	Stelle di Popolazione III	51

3.2	Le prime Galassie	54
3.3	Nuclei Galattici Attivi (AGN)	55
3.3.1	Morfologia degli AGN	56
3.3.2	La Distribuzione Spettrale di Energia (SED) degli AGN	59
3.3.3	Il Modello Unificato	60
3.3.4	L'ipotesi della Grande Unificazione	62
3.3.5	Assorbitori Associati e <i>Intervening</i>	63
4	Descrizione e analisi del campione di QUASAR	67
4.1	Il campione di QSO	67
4.1.1	Osservazioni spettroscopiche	68
4.2	Metodi per il calcolo dei parametri fisici dei QSO	71
4.2.1	Calcolo della pendenza spettrale e decremento di flusso	71
4.2.2	Calcolo della Lyman Continuum Escape Fraction	76
4.2.3	Calcolo del Libero Cammino Medio	79
4.2.4	Calcolo del <i>Free Ionization Path</i>	83
5	Contributo dei fotoni UV a $z \sim 4$: Risultati e Discussione	87
5.1	Confronto dei dati SDSS e XQ-100	87
5.1.1	Confronto dei risultati dell'indice di pendenza spettrale	88
5.1.2	Confronto dei risultati dell' <i>escape fraction</i>	90
5.1.3	Confronto dei risultati del Libero Cammino Medio	91
5.1.4	Confronto dei risultati del <i>Free Ionization Path</i>	93
5.2	<i>Escape Fraction</i> dei QSO brillanti	94
5.2.1	Connessione tra l' <i>Escape Fraction</i> e il Libero Cammino Medio . . .	97
5.2.2	L'ipotesi della copertura parziale o dell'effetto di ionizzazione . . .	101
5.3	Implicazioni per il Libero Cammino Medio	104
5.3.1	Studio dell'evoluzione del Libero Cammino Medio con il redshift .	105
5.4	Evoluzione dell'indice di pendenza spettrale degli AGN	109
5.5	Implicazioni della correzione $\Delta\alpha_\lambda$ a $\lambda_{rest} < 1000 \text{ \AA}$	111
5.6	Implicazioni sul tasso di fotoionizzazione Γ_{12}	114
6	Conclusioni e prospettive future	121
	Bibliografia	125

Capitolo 1

L'Epoca della Reionizzazione

1.1 Breve storia dell'Universo: dal Big Bang ad oggi

Le ultime, e più accreditate, teorie cosmologiche prevedono un Universo in espansione che ha avuto origine da una singolarità iniziale: il *Big Bang*. E' ormai largamente accettato dalla comunità scientifica che l'Universo, circa 10^{-35} secondi dopo il Big Bang, ha attraversato una fase iniziale *inflazionaria* in cui ha subito una rapida ed esponenziale espansione. Prima di essa l'Universo era un plasma estremamente denso e caldo, ma quest'espansione inflazionaria ha forzato la materia a raffreddarsi e ad attraversare una serie di rotture di simmetria, le cosiddette *Transizioni di fase*, che hanno portato alla formazione dei primi elementi leggeri, come idrogeno, deuterio, elio e tracce di litio.

Circa 380.000 anni dopo il Big Bang la temperatura è calata abbastanza da permettere ai protoni e agli elettroni di legarsi tra loro per produrre idrogeno neutro (HI). Questa fase è chiamata *Epoca della Ricombinazione* ($z \sim 1100$). Durante questa fase l'Universo passa dall'essere completamente opaco a completamente trasparente alla radiazione elettromagnetica. L'epoca della ricombinazione è anche chiamata *superficie di ultimo scattering per la CMB*¹.

Per l'Universo inizia quella che viene chiamata *Era Oscura* (dall'inglese *Dark Ages*) poiché in questa fase non esistono sorgenti di radiazione. In questa fase l'idrogeno resta largamente neutro. Dopo circa 400 milioni di anni dopo il Big Bang, le disomogeneità presenti nel campo di densità fanno collassare la materia oscura in strutture altamente non lineari (come per esempio aloni). Queste strutture formano delle barriere di potenziale, la cui profondità dipende dalla loro stessa massa, in cui la materia barionica vi cade dentro dando vita alle prime sorgenti cosmiche: le prime stelle, le prime galassie

¹E' la Radiazione Cosmica di Fondo scoperta da Arno Penzias e Robert Wilson nel 1965.

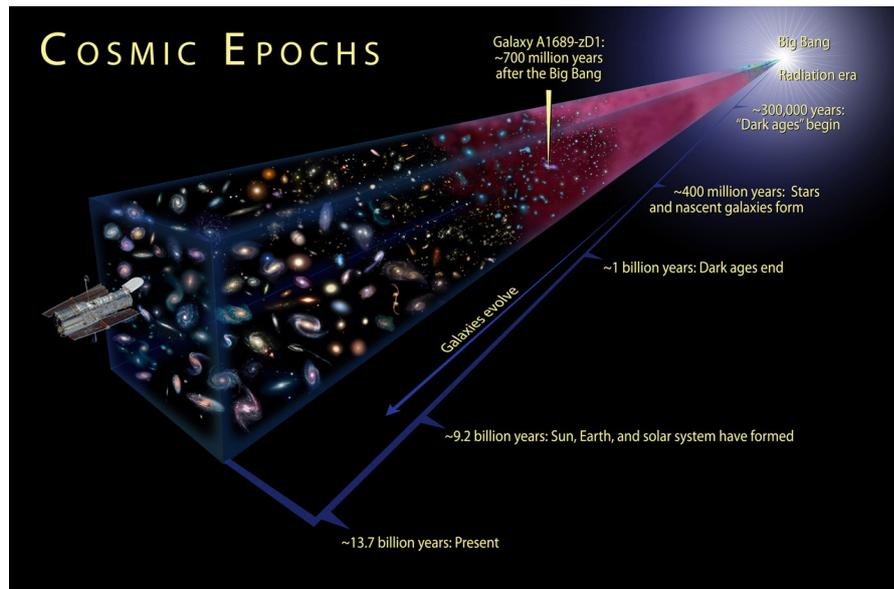


Figura 1.1: Rappresentazione grafica dell'evoluzione dell'Universo, dal Big Bang fino al tempo cosmico attuale.

e i primi Quasars. Le stelle rilasciano una gran quantità di radiazione ultravioletta attraverso le reazioni termonucleari, mentre gli AGN emettono per accrescimento del buco nero centrale. Potrebbe esserci inoltre stato un ulteriore aumento di questa radiazione UV ad opera dei buchi neri primordiali presenti nei primi Quasars, anche se i dati recenti analizzati da Giallongo, Grazian, Fiore, Kodra et al. 2019 sembrano escludere modelli esotici di reionizzazione. Questi fotoni UV hanno un'energia maggiore di 13.6 eV e sono in grado di ionizzare gli atomi di idrogeno che compongono il mezzo intergalattico (IGM: dall'inglese *Intergalactic Medium*). Questo processo dà origine a quella che viene chiamata *Epoca della Reionizzazione* (EoR). In letteratura quest'epoca viene identificata come l'età compresa tra il momento in cui il 10% del gas è ionizzato e quello in cui lo è il 90%. Calcoli analitici (Madau, Haardt e Rees 1999; Wyithe e A. Loeb 2003) e numerici (Razoumov et al. 2002; Ciardi, Stoehr e White 2003; Paschos e Norman 2005) suggeriscono che la Reionizzazione sia avvenuta in diverse fasi (Figura 1.2):

1. *fase di pre-overlap*: è una fase piuttosto lenta in cui ciascuna sorgente, emettendo fotoni UV, produce attorno a sé una regione, una sorta di 'bolla', ionizzata di dimensioni pari al *raggio di Strömgren*². Ogni 'bolla' è immersa in un IGM neutro

²E' il raggio di quella che viene definita *sfera di Strömgren*, cioè la sfera entro cui l'idrogeno è completamente ionizzato che si forma attorno ad una sorgente ionizzante (in particolar modo stelle del tipo spettrale O e B). Esso è pari a: $R_S = (3Q/4\pi n_H^2 \alpha_H)^{1/3}$ dove Q indica il numero di ionizzazioni al

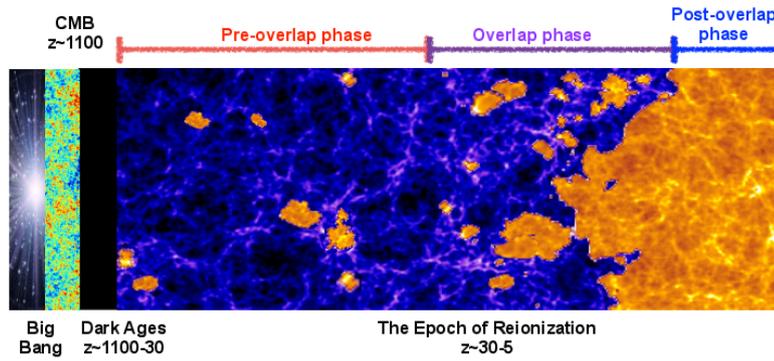


Figura 1.2: Rappresentazione grafica delle tre fasi in cui è stato diviso il processo di Reionizzazione. A $z \sim 1100$ la temperatura si è ridotta fino a 0.29 eV rendendo possibile il disaccoppiamento della radiazione dalla materia e permettendo agli elettroni e protoni di legarsi formando i primi nuclei di idrogeno ed elio (*epoca della ricombinazione*). A ciò segue l'*Era Oscura* che ha termine solo per $z \lesssim 30$ quando si accendono le prime sorgenti. Da qui in poi ha inizio l'EoR che si sviluppa in tre fasi: la fase di 'pre-overlap' in cui ciascuna sorgente produce attorno a sé una 'bolla' ionizzata; la fase di 'overlap' in cui le varie 'bolle' aumentano di numero e si sovrappongono le une alle altre ed infine la fase di 'post-overlap' in cui l'Universo è prevalentemente ionizzato. Immagine presa da Dayal e Ferrara 2018.

e la loro evoluzione può essere trattata indipendentemente;

2. *fase di overlap*: le varie 'bolle' aumentano di dimensioni e di numero e cominciano a sovrapporsi le une alle altre estendendo così la porzione di IGM ionizzata. Secondo le ultime ricerche sembrerebbe che questa fase sia terminata attorno a $z \sim 6 - 8$ finché la frazione di idrogeno neutro $\chi_{HI}(z) = n_{HI}(z)/n_H(z)$, dove n_H e n_{HI} sono le densità di idrogeno e idrogeno neutro rispettivamente, è calata fino a $\chi_{HI} < 10^{-4}$;
3. *fase di post-overlap o post-reionizzazione*: quest'ultima fase ha inizio quando l'Universo è largamente ionizzato a $z \lesssim 6$.

Questo fenomeno di Reionizzazione è stato accompagnato anche da un riscaldamento dell'IGM: gli elettroni liberati dal processo di foto-ionizzazione, infatti, rilasciano nell'IGM l'energia in eccesso dei fotoni ionizzanti.

Al termine di questo processo l'Universo diventa come lo vediamo adesso: caldo, ionizzato e trasparente.

secondo, n_H è la densità di idrogeno ed infine α_H è il coefficiente di ricombinazione che tiene conto di tutte le ricombinazioni degli stati eccitati ($n > 1$).

1.2 Evidenze osservative della Reionizzazione

L'EoR rappresenta, tutt'oggi, uno dei più grandi enigmi della Cosmologia moderna. La maggiore evidenza sperimentale di questo fenomeno è l'effetto Gunn-Peterson osservato negli spettri dei Quasars ad alto redshift. Dallo studio di questi spettri (Fan, Strauss et al. 2006; McGreer, Mesinger e D'Odorico 2015) i risultati sembrerebbero indicare che il processo di Reionizzazione si sia concluso ad un redshift $z \simeq 6$. Un recente risultato in Bosman et al. 2018 pone tale limite a $z \sim 5.5$.

Verranno di seguito discusse le varie evidenze osservative che hanno permesso non solo di identificare il fenomeno della reionizzazione cosmica ma che hanno anche permesso di definirne i limiti temporali.

1.2.1 L'Effetto Gunn-Peterson

L'effetto Gunn-Peterson fu teorizzato nel 1965 (Gunn e Peterson 1965), ma osservato per la prima volta solo nel 2001 nello spettro del Quasar SDSS 1030 + 0524 a $z = 6.58$ (Fan, Narayanan et al. 2001). Questo effetto si presenta come un assorbimento totale del continuo al di sotto delle righe Ly α negli spettri dei Quasars ad alto redshift. Gunn e Peterson decisero di utilizzare le righe in assorbimento della serie di Lyman per stimare la quantità di idrogeno neutro nell'IGM ad alti redshift. Se, lungo la linea di vista, tra l'osservatore e il Quasar è presente dell'IGM con un certo contenuto di idrogeno neutro, il flusso trasmesso dalle righe di emissione della Ly α verso la regione blu dello spettro può risultare attenuato producendo un tratto di assorbimento saturo. Bisogna ricordare che la riga Ly α emette nell'ultravioletto ad una $\lambda_{rest} = 1216 \text{ \AA}$, ma a causa del redshift cosmologico questa viene misurata a lunghezze d'onda maggiori ($\lambda_{obs} = \lambda_{rest}(1+z)$). E' dunque logico supporre che, per oggetti con redshift superiore a quello dell'EoR, i loro spettri dovrebbero presentare un completo effetto Gunn-Peterson per $\lambda_{rest} \lesssim 1216 \text{ \AA}$. La Figura 1.3 mostra l'esempio di uno spettro di un Quasar a $z > 6$ in cui sono evidenziati alcuni aspetti spettroscopici utili per lo studio delle proprietà dell'IGM durante e prima l'EoR, uno dei quali è proprio l'effetto Gunn-Peterson. La linea rossa tratteggiata indica la Ly α a $\lambda_{rest} = 1216 \text{ \AA}$. Prima di questa (per lunghezze d'onde maggiori) sono visibili alcune righe dei metalli come il Carbonio ionizzato tre volte (CIV), l'Ossigeno neutro (OI) e il magnesio ionizzato (MgII). Andando verso lunghezze d'onda minori, fino al Continuo di Lyman (linea tratteggiata blu a $\lambda_{rest} = 912 \text{ \AA}$) sono evidenziate anche le posizioni della riga Ly β a $\lambda_{rest} = 1026 \text{ \AA}$ (linea tratteggiata arancione) e della riga Ly γ a $\lambda_{rest} = 972 \text{ \AA}$ (linea tratteggiata verde). Tra la Ly α e la Ly β sono visibili l'effetto Gunn-Peterson che, come detto, si manifesta con una totale assenza di flusso; e la Fo-

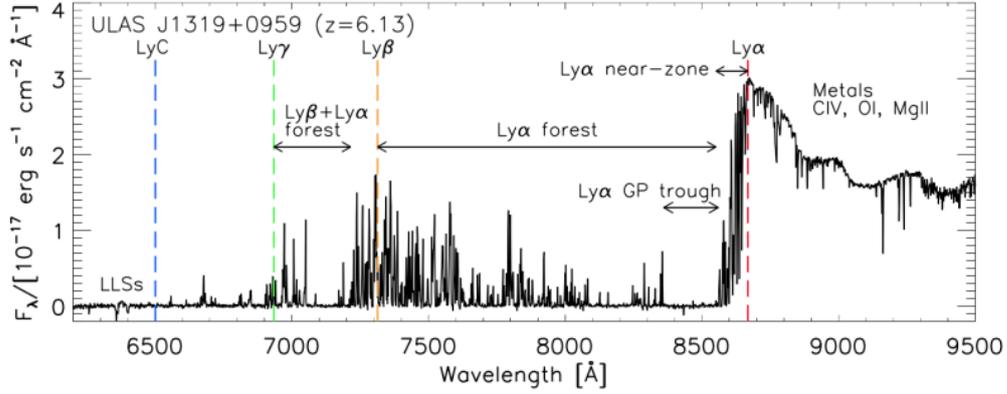


Figura 1.3: Spettro con alto rapporto segnale/rumore (SNR) del QSO ULAS *J1319 + 0959* a $z = 6.13$. L'immagine è stata presa da Becker, Bolton, Madau et al. 2015 che mostra l'effetto Gunn-Peterson e la Foresta di Lyman che sono i principali strumenti per lo studio delle proprietà dell'IGM durante l'EoR. Immagine presa da Becker, Bolton e Lidz 2015

resta di Lyman dovuta all'eventuale presenza di idrogeno neutro lungo la linea di vista. Come detto, la linea tratteggiata blu indica il Continuo di Lyman. Fotoni che hanno una $\lambda_{rest} \leq 912 \text{ \AA}$ hanno energia sufficiente a ionizzare completamente gli atomi di idrogeno. Per comprendere quantitativamente l'effetto Gunn-Peterson si consideri un fotone emesso da un Quasar ad alto redshift z_{QSO} e che attraversa l'IGM avente una certa densità di idrogeno neutro n_{HI} . Quando il fotone attraverserà la regione di idrogeno neutro verrà da questa assorbito e verrà così prodotta la transizione della $Ly\alpha$. Tenendo conto dell'espansione dell'Universo, l'osservatore sulla Terra non misurerà tale transizione per $\lambda_{rest} = 1216 \text{ \AA}$, ma a $\lambda_{obs} = \lambda_{\alpha}(1 + z_{QSO})$ che corrisponde ad una variazione di frequenza $\nu_{obs} = \nu_{\alpha}/(1 + z_{QSO})$, dove λ_{α} e ν_{α} sono rispettivamente la lunghezza d'onda e la frequenza nel sistema di riferimento dell'IGM. La profondità ottica lungo la linea di vista è:

$$\tau_{GP}^{\alpha} = \int_0^{z_{QSO}} \sigma[\nu(1+z)] n_{HI}(z) \frac{dl}{dz} dz \quad (1.1)$$

in cui $dl/dz = -c/[H(z)(1+z)]$ è l'elemento di linea in unità proprie nella metrica di Robertson-Walker, n_{HI} è la densità di idrogeno neutro e σ è la sezione d'urto effettiva di scattering (vengono ignorati i possibili effetti di allargamento delle righe):

$$\sigma[\nu(1+z)] = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} f \phi[\nu(1+z)] \quad (1.2)$$

in cui $f = 0.1462$ è la *forza dell'oscillatore* relativa alla transizione della Ly α ³, ϕ è la funzione rappresentativa del profilo della riga (con normalizzazione $\int \phi(\nu) d\nu = 1$); c è la velocità della luce mentre e e m_e sono rispettivamente la carica e la massa dell'elettrone. Assumendo che la riga della Ly α sia essenzialmente una Delta di Dirac centrata alla frequenza ν_α , per un Universo dominato dalla materia (Modello di Einstein-De Sitter avente $\Omega_m = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$) in cui $H(z) \simeq H_0 \Omega_m^{1/2} (1+z)^{3/2}$ con $H_0 = 100 h km s^{-1} Mpc^{-1}$, la profondità ottica diventa:

$$\tau_{GP}^\alpha = \frac{\pi e^2 f}{m_e H_0 \nu_\alpha} \frac{n_{HI}}{(1+z)^{3/2}} \quad (1.3)$$

E' possibile definire $\langle x_{HI} \rangle = n_{HI} / \bar{n}_H$ come la frazione di idrogeno neutro media in cui \bar{n}_H è pari a:

$$\bar{n}_H = (\rho_{crit}/m_H)(1+Y)\Omega_b h^2 (1+z)^3 \quad (1.4)$$

in cui $\rho_{crit} = 3H_0^2/8\pi G$ è la densità critica; $\Omega_b = \rho_b/\rho_{crit}$ è il parametro di densità barionica al tempo cosmico attuale ($\Omega_b h^2 = 0.0193 \pm 0.0014$) e Y è la frazione in massa dell'abbondanza di elio primordiale pari a $Y = 0.247 \pm 0.02$. Mettendo tutto insieme, si ottiene che la profondità ottica per alti redshift è dunque (Fan, Carilli e Keating 2006; Madau 2002):

$$\tau_{GP}^\alpha \simeq 4.9 \cdot 10^5 \langle x_{HI} \rangle = n_{HI} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.02} \right) \left(\frac{\Omega_m h^2}{0.13} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{1+z}{7} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (1.5)$$

Dall'Equazione 1.5 è evidente che anche una piccola frazione di idrogeno neutro (dell'ordine di $x_H \sim 10^{-4}$) presente nell'IGM può produrre un effetto Gunn-Peterson completo ($e^{-\tau_{GP}^\alpha} \approx 0$).

Come detto precedentemente, sebbene l'effetto Gunn-Peterson sia stato teorizzato nel 1965, è stato osservato solo nel 2001 da Fan, Narayanan et al. 2001. Successivamente, analizzando gli spettri presi dalla survey della Sloan Digital Survey (SDSS), è stata osservata un'evoluzione di tale fenomeno con il redshift. Quanto detto è mostrato in Figura 1.4 dove sono mostrati 19 spettri della survey SDSS a $5.74 < z < 6.42$ (Fan, Strauss et al. 2006). Si noti che per $z \gtrsim 6.1$ le righe della Foresta di Lyman si infittiscono fino a cominciare a bloccare la radiazione di fondo e producono l'effetto Gunn-Peterson che diventa sempre più marcato all'aumentare del redshift. Ciò è dovuto ad un aumento dell'opacità τ_{GP}^α con il redshift con una progressiva diminuzione di idrogeno ionizzato.

³E' una quantità adimensionale che esprime la probabilità di una specifica transizione (in assorbimento o in emissione) tra due livelli energetici di un atomo o di una molecola da parte della radiazione elettromagnetica.

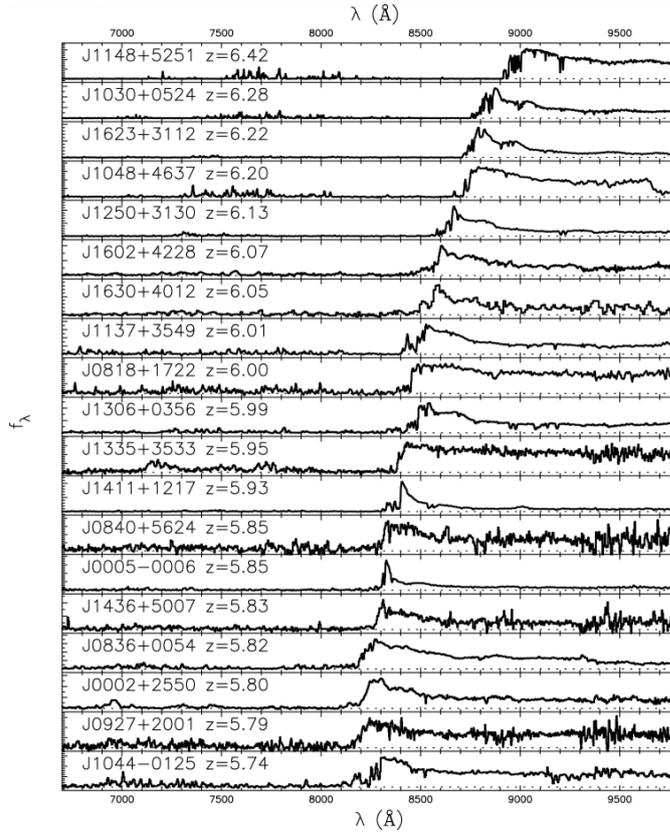


Figura 1.4: Spettri dei Quasar ottenuti dalla Sloan Digital Survey (SDSS) a $5.74 < z < 6.42$. Questi spettri mostrano chiaramente come l'effetto Gunn-Peterson, che si manifesta con zone di assorbimento totale nella regione blu della $\text{Ly}\alpha$, sia sempre più marcato andando ad alti redshift, indicando dunque che l'Universo diventa sempre più neutro andando a questi redshift. Immagine presa da Fan, Strauss et al. 2006.

Questa relazione è maggiormente evidenziata nel grafico in Figura 1.5 che mostra l'evoluzione della profondità ottica effettiva dell'effetto Gunn-Peterson con il redshift. I dati esaminati sono quelli di Fan, Strauss et al. 2006 (cerchi e frecce blu) e quelli di Becker, Bolton, Madau et al. 2015 (quadrati, barre d'errore e frecce nere). E' evidente una forte evoluzione della τ_{eff}^α con il redshift specialmente per $z \simeq 6$ che può lasciar supporre un completo stato di ionizzazione a questi redshift. Comunque la presenza di trasmissione per $z \leq 6$ richiede una reionizzazione completa. Sembra dunque che l'effetto Gunn-Peterson negli spettri di questi Quasars ad alto redshift fornisca un limite inferiore per l'EoR ma bisogna tener comunque conto del fatto che il processo di reionizzazione è altamente disomogeneo (Mesinger, McQuinn e Spergel 2012). Durante la fase di *overlap* infatti, quando ci si avvicina al termine del processo di reionizzazione, le varie 'bolle'

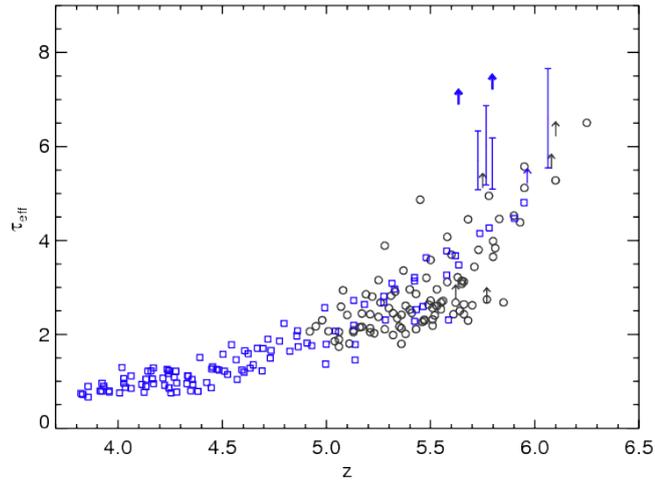


Figura 1.5: Evoluzione della profondità ottica effettiva della Foresta di Lyman con il redshift. I cerchi neri e le frecce sono le misure di Fan, Strauss et al. 2006; mentre i quadrati blu, le barre d'errore e le frecce sono quelle di Becker, Bolton, Madau et al. 2015. Immagine presa da Becker, Bolton e Lidz 2015.

ionizzate formate dalla radiazione UV hanno cominciato a sovrapporsi e le regioni di idrogeno neutro diventano sempre più rare e disomogenee tanto che prima di incontrarne una lungo la linea di vista possono intercorrere decine di Mpc propri (pMpc). Analizzando dunque la Foresta della Ly α degli spettri bisogna saper distinguere quali righe sono dovute alle regioni neutre presenti durante la fase di *pre-overlap*, da quelle dovute a questi residui in fase di *overlap* e *post-overlap*.

In conclusione, benché l'analisi e lo studio della Foresta della Ly α indichi un IGM altamente ionizzato per $z \lesssim 6$, definendo quindi un limite inferiore per la fine dell'EoR, la durata di tale processo è ancora piuttosto discussa.

1.2.2 Radiazione Cosmica di Fondo (CMB)

La Radiazione Cosmica di Fondo (CMB) è un importante strumento per ottenere non solo informazioni sulle condizioni iniziali dell'Universo Primordiale, ma anche sullo sviluppo e la dinamica delle strutture che si sono formate al tempo dell'origine della CMB stessa (*epoca della ricombinazione*) fino ad oggi. In particolar modo, studiando le anisotropie della temperatura e la polarizzazione della CMB, la missione Planck ha datato come limite superiore per l'EoR un redshift pari a $z = 8.5$.

Lo spettro della CMB è rappresentato da una legge di corpo nero con temperatura $T \simeq 2.726$ K. Le anisotropie della CMB si manifestano come una fluttuazione di tempe-

ratura che possono a loro volta essere espresse come funzioni della posizione tramite le due coordinate angolari: $\Theta(\hat{n}) = \Delta T/T(\theta, \phi)$ in cui l'angolo polare è definito nell'intervallo $0 < \theta < \pi$ e la longitudine tra $0 < \phi < 2\pi$. Si distinguono due differenti tipi di anisotropie:

- *primarie*: prodotte da processi che sono avvenuti all'epoca della ricombinazione;
- *secondarie*: prodotte da processi di scattering lungo la linea di vista avvenuti a $z \leq 1100$.

In base alla scala angolare, definita dal termine di multipolo l , è possibile studiare vari effetti delle anisotropie primarie:

- *grandi scale angolari* ($2 < l < 30$): le anisotropie sono dovute alle perturbazioni del potenziale gravitazionale;
- *scale angolari intermedie*: oltre al contributo gravitazionale, le perturbazioni sono causate dalla pressione producendo quelli che nello spettro di potenza angolare sono chiamati picchi acustici;
- *piccole scale angolari*: a queste scale sono due i processi che provocano tali anisotropie. Il primo è una riduzione statistica dell'ampiezza della perturbazione quando essa è più piccola dello spessore della superficie di ultimo scattering; mentre il secondo è lo smorzamento dovuto alla diffusione dei fotoni (*Silk damping*).

Queste anisotropie permettono di studiare il grado di ionizzazione del gas alle varie epoche e la sua transizione da una fase neutra ad una completamente ionizzata. Tale transizione porta ad un aumento della densità numerica degli elettroni liberi che effettuano uno scattering di Thomson con i fotoni della CMB e producono un certo grado di polarizzazione. Per scale angolari più piccole dell'orizzonte della reionizzazione lo scattering smorza la temperatura della CMB lungo la direzione \hat{n} : $T'(\hat{n}) = T(\hat{n})e^{-\tau}$, in cui τ è la profondità ottica di Thomson (dà la probabilità che un fotone possa scatterare):

$$\tau = \int n_e \sigma_T dl \quad (1.6)$$

dove n_e è la densità numerica di elettroni liberi, σ_T è la sezione d'urto di Thomson. Per quantificare tali fluttuazioni nella temperatura della CMB, si supponga un fotone che viaggia lungo la nostra linea di vista e che abbia una temperatura pari a $T[1 + \Theta]$, dove T è la temperatura del fondo. Se il fotone attraversa una regione con profondità ottica τ , solo una frazione pari a $1 - e^{-\tau}$ riuscirà a scappare e a proseguire il suo viaggio; mentre

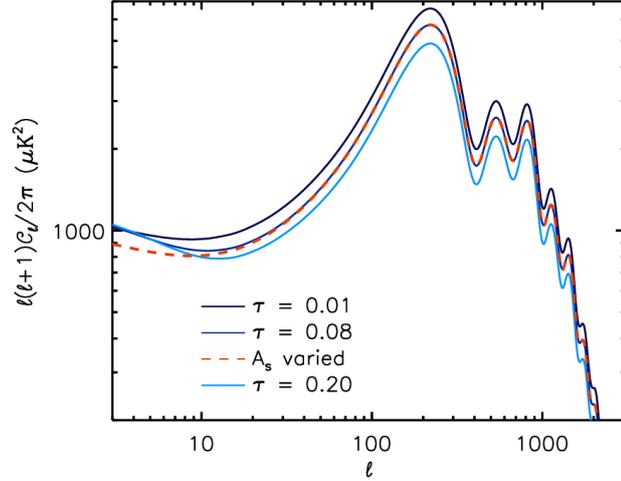


Figura 1.6: Effetto della reionizzazione sullo spettro di potenza angolare delle anisotropie nella CMB in funzione del termine di multipolo l con tre differenti valori della profondità ottica di Thomson. Immagine presa da Reichardt 2016

la regione ionizzata contribuisce di una frazione $e^{-\tau}$. In base a ciò, la temperatura che si osserva al tempo cosmico attuale è:

$$T[1 + \Theta]e^{-\tau} + T(1 - e^{-\tau}) = T[1 + \Theta e^{-\tau}] \quad (1.7)$$

Sottraendo la temperatura media T dall'Equazione 1.7, l'anisotropia nella temperatura osservata è dell'ordine $\Theta e^{-\tau}$ (Dodelson 2003). Pertanto la reionizzazione smorza lo spettro di potenza angolare della fluttuazione di temperatura di un fattore $\sim e^{-2\tau}$, come mostrato in Figura 1.6. Come si vede, esiste però una degenerazione tra l'ampiezza A_s delle perturbazioni scalari dello spettro di potenza e la profondità ottica di Thomson. I due effetti si distinguerebbero solo per scale $l \lesssim 20$, dove però bisogna considerare il forte contributo della *varianza cosmica*⁴. Tale problema non è presente invece nella polarizzazione della CMB che quindi risulta essere una prova più attendibile dell'EoR. La polarizzazione lineare della CMB è prodotta dallo scattering di Thomson di radiazione anisotropa da parte di elettroni liberi presenti nel plasma primordiale e la cui sezione d'urto dipende dalla polarizzazione stessa come:

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{3}{8\pi} |\hat{\epsilon} \cdot \hat{\epsilon}'|^2 \quad (1.8)$$

⁴E' l'incertezza statistica inerente alle osservazioni dell'Universo a distanze estreme. Si basa sull'idea che è possibile osservare solo una parte dell'Universo in un determinato istante, solo $2l + 1$ regioni indipendenti per un dato termine di multipolo. Ciò comporta un inevitabile errore pari a $\sqrt{2/(2l + 1)}$: più grande è la scala (bassi valori di l) e maggiore sarà l'incertezza.

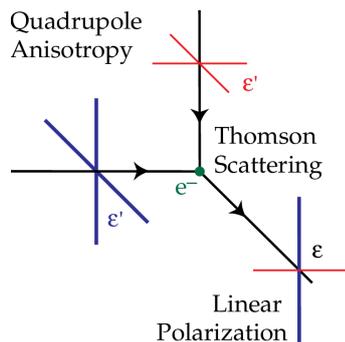


Figura 1.7: Il grafico mostra i due processi di scattering che producono la polarizzazione lineare osservata. Nel dettaglio si osserva lo scattering di Thomson della radiazione con una componente anisotropa di quadrupolo che produce una polarizzazione lineare. Le linee blu rappresentano una radiazione più calda, mentre quelle rosse indicano una radiazione più fredda. Immagine presa da Hu e White 1997.

dove $\hat{\epsilon}$ e $\hat{\epsilon}'$ sono i versori di polarizzazione incidente e diffusa rispettivamente. Come detto la polarizzazione lineare osservata è un effetto secondario prodotto invero da due polarizzazioni: una prima, all'epoca della ricombinazione, in cui la radiazione dipolare viene scatterata generando anisotropie di quadrupolo le quali, a loro volta, tramite un secondo processo di scattering originano, all'epoca della reionizzazione, la polarizzazione lineare osservata (Figura 1.7). In genere il campo di polarizzazione della CMB viene scomposto in due componenti: quella *elettrica* (E) e quella *magnetica* (B). Le due componenti possono essere distinte grazie alla parità: i modi di polarizzazione di tipo E hanno una parità $(-1)^l$ mentre quelli di tipo B hanno parità $(-1)^{l+1}$. Ciò significa che per una riflessione $\hat{n} \rightarrow -\hat{n}$ i modi E conservano la parità, mentre i modi B cambiano segno. Inoltre, i primi sono prodotti da perturbazioni di tipo scalari (cioè indotte da fluttuazioni di densità del fluido cosmico e che portano alla formazione di strutture cosmiche attraverso instabilità gravitazionale), mentre i modi B sono prodotti da perturbazioni tensoriali (perturbazioni trasversali della metrica generate dalla propagazione di onde gravitazionali). Entrambi i modi producono a grandi scale dello spettro di potenza alcune qualità (*reionization bump*), che permettono di distinguere quali dei due sia legato al processo di reionizzazione e quale no (Zaldarriaga 1997). Si evince che sono i modi di polarizzazione E che possono essere prodotti da processi avvenuti durante l'EoR.

La polarizzazione della CMB proveniente dall'EoR venne rilevata negli spettri di potenza angolari di correlazione temperatura-polarizzazione (TE) con il satellite WMAP (Kogut et al. 2003); ed in seguito anche nello spettro di potenza EE (Page et al. 2007). Queste misurazioni rompono la degenerazione tra A_s e τ permettendo di calcolare il redshift dell'EoR.

Il limite superiore dell'EOI è ottenuto dai dati forniti dal satellite Planck (Planck Collaboration, Aghanim et al. 2018) ottenendo per la profondità ottica pari a:

$$\tau = 0.0544^{+0.0070}_{-0.0081} \quad (1.9)$$

da cui è possibile calcolare il redshift per l'EOI tramite la formula:

$$\tau = 0.035 \frac{\Omega_B}{\Omega_m^{1/2}} h z^{3/2} \quad (1.10)$$

con $\Omega_B \approx 0.04$, $\Omega_m \approx 0.3$ e $h = 0.7$ portando ad un valore di $z_{reion} = 7.68 \pm 0.79$.

1.2.3 Effetto Sunyaev-Zel'dovich

L'effetto Sunyaev-Zel'dovich (SZ) induce anisotropie secondarie nello spettro della CMB e ne causa la distorsione. Tale effetto è composto di due componenti principali: quella termica (Sunyaev e Zeldovich 1972) e quella cinematica (Sunyaev e Zeldovich 1980).

L'effetto SZ termico (tSZ) avviene quando la radiazione della CMB attraversa un plasma ad un'elevata temperatura (ad esempio ammassi di galassie). I fotoni scatterano con gli elettroni liberi presenti nel plasma mediante un processo di Compton Inverso (IC) guadagnando energia. Tale effetto dunque comporta un netto trasferimento di energia dagli elettroni ai fotoni, ma siccome il numero dei fotoni è costante, l'unica conseguenza è un trasferimento di fotoni da basse energie (regime di Rayleigh-Jeans) ad alte energie (regime di Wien). La variazione della densità di energia del campo di radiazione sarà pari a:

$$E_r = E_{r0} e^{4Y} \quad (1.11)$$

in cui E_{r0} è la densità di energia iniziale del campo di radiazione e Y è il *parametro di Comptonizzazione* (quantifica la probabilità che un fotone che attraversi un mezzo cambi apprezzabilmente la propria energia) ⁵.

L'effetto SZ cinematico (kSZ) è dovuto allo scattering degli elettroni che si muovono con una certa velocità peculiare rispetto al plasma. Sebbene abbia una dipendenza dal rapporto v/c , quindi simile ad un Effetto Doppler, non sono la medesima cosa:

$$\frac{\Delta T}{T} = \tau \frac{v}{c}. \quad (1.12)$$

⁵Tale equazione è ottenuta a partire dall'Equazione di Kompaneets che definisce l'evoluzione temporale della densità fotonica trascurando i termini relativi all'effetto Compton Ordinario e di Compton Indotto.

Lo spettro di potenza del kSZ può portare dei vincoli sull'EoR (Mortonson e Hu 2010; Mesinger, McQuinn e Spergel 2012). Sono state osservate infatti due diverse componenti del kSZ: una omogenea se la reionizzazione è completa (perturbazione della densità barionica δ_b), e una non omogenea (*patchy*) che si verifica per effetto dei moti propri di ciascuna ‘bolla’ ionizzata formatasi attorno alle sorgenti (perturbazione della densità di frazione ionizzata δ_x). Se la reionizzazione fosse un processo isotropo e istantaneo, il segnale del kSZ non omogeneo dovrebbe essere nullo e si dovrebbe misurare solo quello relativo al kSZ omogeneo. In particolare si ha (Planck Collaboration, Adam et al. 2016):

$$A_{kSZ} \propto \left(\frac{h}{0.7}\right)^{1.7} \left(\frac{\sigma_8}{0.8}\right) \left(\frac{\Omega_b}{0.045}\right)^{2.1} \left(\frac{0.27}{\Omega_m}\right)^{0.44} \left(\frac{0.96}{n_s}\right)^{0.19} \quad (1.13)$$

che misura l’ampiezza dell’effetto kSZ per $l = 3000$ che diventa dunque un osservabile della storia della reionizzazione. Dall’Equazione 1.13 si possono ottenere l’ampiezza del kSZ omogeneo (A_{kSZ}^h) e quella del kSZ non omogeneo (A_{kSZ}^p):

$$A_{kSZ}^h = 2.02 \left(\frac{\tau}{0.076}\right)^{0.44} \quad (1.14)$$

$$A_{kSZ}^p = 2.03 \left[\left(\frac{1 + z_{reion}}{11}\right) - 0.12 \right] \left(\frac{z_{25\%} - z_{75\%}}{1.05}\right)^{0.51} \quad (1.15)$$

Sebbene la risoluzione spaziale del satellite Planck non ponga dei limiti sull’effetto kSZ e sia piuttosto complicato distinguere tra quello omogeneo e non, combinando i dati ottenuti da Planck Collaboration, Adam et al. 2016 e quelli ottenuti dal Telescopio al Polo Sud (SPT) (Crawford et al. 2014) la durata della reionizzazione è stata ridotta a $\Delta z < 2.8$ al 95% CL (cioè del livello di confidenza).

1.2.4 Sorgenti Lyman α

Le sorgenti Ly α (LAEs dall’inglese *Ly α emitters*) sono galassie giovani a $z \simeq 2 - 7$ con un forte tasso di formazione stellare (SFR dall’inglese *star formation rate*) e dunque con una forte emissione della Ly α . Lo studio della loro funzione di luminosità (LF) è molto importante per capire il processo della reionizzazione. In particolare i dati relativi alle osservazioni hanno mostrato che la LF di queste sorgenti non evolve a $3.1 \lesssim z \lesssim 5.7$ (Ouchi, Shimasaku, Akiyama et al. 2008) ma diminuisce repentinamente a $z > 5.7$ (Ouchi, Shimasaku, Furusawa et al. 2010; Matthee et al. 2017). Ciò può essere spiegato solo con un cambio di luminosità o di numero di LAEs a questi redshifts. La Figura 1.8 mostra l’evoluzione della LF delle LAEs a $z = 5.7 - 7.3$. E’ stato trovato che il continuo UV delle

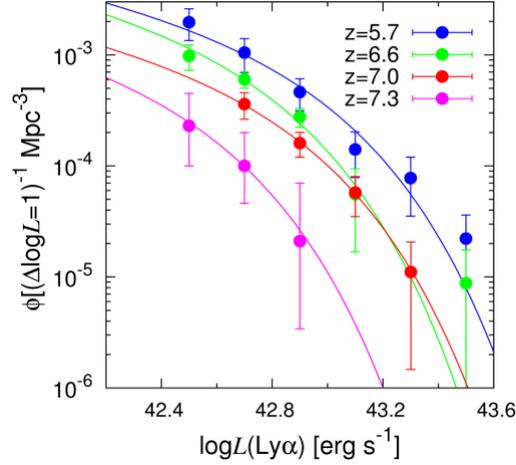


Figura 1.8: Evoluzione della LF delle sorgenti LAEs. I dati a $z = 5.7, 6.6, 7.0, 7.3$ sono rispettivamente presi da Ouchi, Shimasaku, Akiyama et al. 2008, Ouchi, Shimasaku, Furusawa et al. 2010, Ota et al. 2017, Konno, Ouchi, Ono et al. 2014. Le barre d'errore includono anche l'errore Poissoniano e la varianza cosmica. Le linee continue identificano invece il miglior fit con la funzione di Schechter.

LAEs non evolve tra $z = 5.7$ e $z = 6.6$ (Kashikawa et al. 2011) lasciando presupporre una mancanza di evoluzione delle LAEs a questi redshifts. Inoltre recenti osservazioni hanno evidenziato che la decrescita della LF delle LAEs a $z > 5.7$ non è dovuta all'evoluzione delle galassie ma potrebbe essere attribuita ad una attenuazione dell'emissione della $\text{Ly}\alpha$ ad opera dell'idrogeno neutro presente nell'IGM (Ota et al. 2017). Lo studio della densità di luminosità della $\text{Ly}\alpha$ e la sua trasmissione attraverso l'IGM prima e dopo l'EoR, ha fornito un limite del valore della frazione di idrogeno neutro nell'IGM alle varie epoche: $x_{\text{HI}} = 0.3 \pm 0.2$ a $z = 6.6$ (Konno, Ouchi, Shibuya et al. 2018); $x_{\text{HI}} = 0.3 - 0.8$ a $z = 7.3$ (Konno, Ouchi, Ono et al. 2014) e $x_{\text{HI}} = 0.25 \pm 0.25$ a $z = 7$ (Itoh et al. 2018).

Le stesse proprietà di raggruppamento (in inglese *clustering*) delle sorgenti LAEs possono fornire informazioni sull'EoR che sembra, tra l'altro, aumentare con il redshift. L'idea è che se queste galassie hanno reionizzato l'IGM con la produzione di fotoni, anche i loro raggruppamenti influenzeranno l'EoR. Ciascuna sorgente produrrà attorno a sé una regione ionizzata (le cui dimensioni possono arrivare anche al Megaparsec) e, data la vicinanza trovandosi in un ammasso, possono sovrapporsi le une alle altre e l'assorbimento può essere inferiore a quello predetto dai modelli se ciascuna sorgente fosse isolata (McQuinn et al. 2007; Furlanetto, Hernquist e Zaldarriaga 2004). Le proprietà di clustering delle LAEs dipenderanno dalle proprietà stesse dell'alone di materia oscura presente nella galassia ospite e dalla distribuzione delle varie 'bolle' ionizzate (Furlanetto, Zaldarriaga e Hernquist 2006; Ouchi, Shimasaku, Furusawa et al. 2010; McQuinn et al. 2007) e mi-

surando queste due quantità è possibile ottenere il valore di x_{HI} . In particolare Ouchi, Shimasaku, Furusawa et al. 2010 indica un risultato pari a $x_{HI} = 0.15 \pm 0.15$, anche se bisogna tener conto che tale risultato è affetto da un elevato grado di incertezza causato dalla difficoltà di calcolo a cui sono soggette le simulazioni del trasporto radiativo.

1.2.5 Galassie Lyman-Break

Le galassie Lyman-Break (LBGs) sono galassie giovani ad alta formazione stellare che assorbono copiosamente nel continuo UV. Le LBGs mostrano un calo intrinseco nel loro spettro ad una $\lambda_{rest} = 912 \text{ \AA}$. Ad alti redshift le nubi d'idrogeno sono sempre più dense e ciò produce un aumento di assorbimento $Ly\alpha$ che a sua volta comporta un affollamento della Foresta della $Ly\alpha$, la quale diventa otticamente spessa sopprimendo così tutta la luce della galassia per $\lambda_{rest} < 1216 \text{ \AA}$. La ricerca di sorgenti con *Lyman-Break* è dunque fondamentale per lo studio della ionizzazione dell'IGM all'EoR.

Il principale osservabile delle righe di emissione della $Ly\alpha$ è la larghezza equivalente (EW dall'inglese *equivalent width*)⁶. Se un fotone $Ly\alpha$ viene assorbito dal gas neutro presente nell'IGM ciò che si osserva è solo una frazione dell'EW emessa: $EW_{obs} = EW_{em}\tau_{IGM}$ in cui EW_{em} è l'EW emessa e non modificata dalla reionizzazione. In Mason, Treu et al. 2018 sono state confrontate le distribuzioni di EW osservate con i rispettivi modelli per ottenere la frazione di idrogeno neutro nell'IGM. Ciò che è stato trovato è un valore pari a $x_{HI} = 0.59_{-0.15}^{+0.11}$ a $z \sim 7$. Allo stesso redshift Schenker et al. 2014 ha trovato un valore $x_{HI} = 0.34_{-0.12}^{+0.09}$, e $x_{HI} > 0.65$ a $z \sim 8$. Questi risultati confermano che, a questi redshift, la reionizzazione è ancora in corso.

1.2.6 Gamma-Ray Bursts

Anche i Gamma-Ray Bursts (GRBs) possono essere utilizzati come prova della reionizzazione. Questi sono le esplosioni più potenti che avvengono nell'Universo. Sono quindi caratterizzati da un'elevatissima luminosità che permette di rilevarli anche ad altissimi redshifts. La loro alta visibilità non è l'unico vantaggio rispetto ad esempio ai QSOs. I GRBs si trovano infatti in regioni meno dense rispetto ai QSOs e, siccome sono eventi di breve ed intensa durata, la ionizzazione dell'IGM attorno alle galassie che ospitano questi eventi non è influenzata dalla loro stessa emissione.

⁶Rappresenta la base di un ipotetico rettangolo avente area equivalente a quella della riga stessa:

$$EW = \int \frac{F_c - F_\lambda}{F_c d\lambda} \quad (1.16)$$

ove il rapporto all'interno dell'integrale è la profondità della riga stessa.

Come detto nella Sottosezione 1.2.1, una sorgente ionizzante è riconoscibile grazie all'effetto Gunn-Peterson visibile nel suo spettro. Ma per una galassia osservata quando l'IGM che la circonda è ancora principalmente neutro, alcuni fotoni dalla parte rossa dello spettro possono essere scatterati a causa dell'allargamento delle righe dell'effetto Gunn-Peterson stesso (Miralda-Escudé 1998). La profondità del profilo di queste righe allargate fornisce un ottimo metodo per stimare la densità di idrogeno neutro dell'IGM attorno a queste sorgenti (Miralda-Escudé e Rees 1998).

Effettuando un fit tra gli allargamenti di queste righe con vari modelli, in letteratura sono stati ottenuti i seguenti risultati: $x_{HI} \sim 0.06$ a $z = 5.9$ (Totani, Aoki et al. 2016) e $x_{HI} < 0.17$ a $z = 6.3$ (Totani, Kawai et al. 2006).

1.2.7 Frazione di pixel oscuri negli spettri dei QSO

Come detto in precedenza lo studio della riga della $Ly\alpha$ degli spettri dei QSO ad alto redshift è un ottimo strumento per lo studio della ionizzazione dell'IGM all'EoR ma, come detto, è legata al parametro x_{HI} che non è così facile calcolare e bisogna quindi dipendere dalla costruzione di opportuni modelli. Il solo metodo per stimare un limite superiore della frazione di HI e indipendente da qualsiasi tipo di modello si basa sulla statistica dei pixel oscuri negli spettri dei QSO. Sia la Foresta della $Ly\alpha$ che quella della $Ly\beta$ diventano opache per la radiazione ionizzante man mano che ci si approssima all'EoR a causa dell'aumento della densità di idrogeno neutro per la transizione in assorbimento della $Ly\alpha$ o $Ly\beta$. L'idrogeno neutro lungo la linea di vista assorbe i fotoni UV attenuando il flusso osservato della radiazione al di sotto del limite di risoluzione degli strumenti, generando quindi dei pixel 'oscuri' negli spettri dei QSO osservati (McGreer, Mesinger e Fan 2011). Ovviamente con questa tecnica si ottiene solo un limite superiore di x_{HI} perché non distingue tra le regioni in cui vi sono ancora tracce di idrogeno neutro in un IGM ionizzato ($x_{HI} \sim 10^{-5} - 10^{-4}$), dalle regioni in cui la reionizzazione non è ancora completa ($x_{HI} \sim 0.1 - 1$).

In McGreer, Mesinger e D'Odorico 2015 è stata utilizzata la tecnica dei pixel oscuri per stimare un vincolo alla frazione di idrogeno neutro x_{HI} nello studio di spettri di QSO a $z \sim 5 - 6$. Vengono definiti pixel oscuri quei pixel per cui il flusso medio è negativo ($f_i < 0$) e a cui corrisponde una profondità ottica effettiva: $\tau_{eff} = -\ln(\langle \sigma / f_{cont} \rangle)$ in cui σ è il rumore in ciascun pixel e f_{cont} è il flusso del continuo associato. Stimando i pixel oscuri indipendentemente per la Foresta della $Ly\alpha$ e della $Ly\beta$ è stato ottenuto un valore $x_{HI} < 0.09$ a $z = 5.6$; $x_{HI} < 0.11$ a $z = 5.9$ e $x_{HI} < 0.60$ a $z = 6.1$ (Figura 1.9). Questi risultati portano alla conclusione che il processo di reionizzazione si è concluso a $z \sim 6$

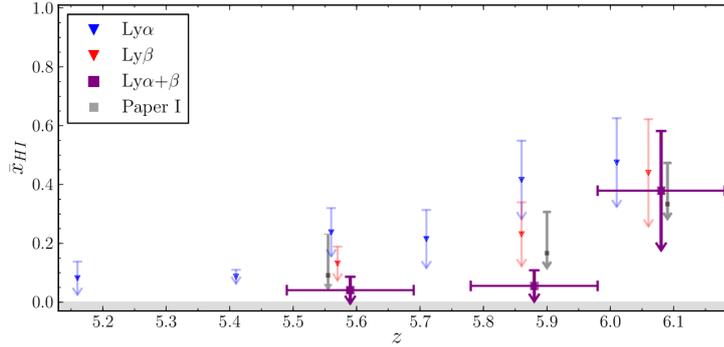


Figura 1.9: Vincoli sulla frazione di idrogeno neutro ottenuti grazie alla tecnica dei pixel oscuri degli spettri dei QSO ad alto redshift. I triangoli blu e rossi indicano le misure della Foresta della Ly α e della Ly β con le rispettive barre d'errore; i quadrati grigi sono invece i risultati ottenuti da McGreer, Mesinger e Fan 2011. I quadrati viola indicano invece il vincolo sulla frazione di idrogeno neutro ottenuto combinando i risultati ottenuti separatamente per la Foresta della Ly α e della Ly β .

(McGreer, Mesinger e D'Odorico 2015).

1.2.8 Le regioni nelle prossimità dei Quasar

Come visto, per $z \gtrsim 6$ la Foresta della Ly α è ormai satura. E' pertanto complicato capire analizzando uno spettro di un QSO ad alto redshift se queste sorgenti osservate si trovano in un Universo completamente ionizzato o meno. Per questi oggetti risulta quindi più semplice studiare la regione altamente ionizzata (sfera di di Strömgren) che si forma attorno ad esse (Mesinger e Haiman 2004). Queste regioni sono evidenziate da delle transizioni lungo la Foresta della Ly α e, la loro forma e dimensione, fornisce alcune informazioni sull'IGM. In particolare, una di queste regioni può essere causata dalla sovrapposizione delle righe allargate dell'effetto Gunn-Peterson con quelle della Foresta della Ly α a causa della presenza di grosse quantità di idrogeno neutro nel mezzo che circonda il QSO.

In Mortlock et al. 2011 è stato studiato il QSO ULAS J1120 + 0641 a $z = 7.085$ e, supponendo che il QSO fosse immerso in un IGM omogeneo, è stato ottenuto un vincolo per la frazione di idrogeno neutro pari a $x_{HI} \gtrsim 0.1$. Questo risultato ha trovato conferma in Bolton, Haehnelt et al. 2011 in cui sono state effettuate, con lo stesso QSO, delle simulazioni in cui è stata considerata la variazione dell'età QSO (tra i $10^6 - 10^7$ anni), del tasso di fotoionizzazione dell'idrogeno neutro (la quantità di fotoni UV prodotti da ciascuna sorgente per unità di tempo), e variazioni in presenza o meno di righe di assorbimento otticamente spesse (sistemi cioè che hanno un'elevata densità di colonna

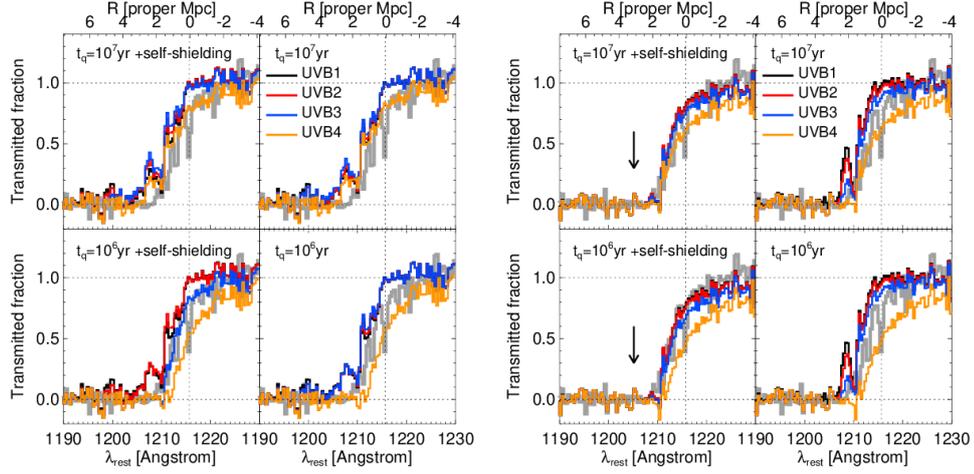


Figura 1.10: Confronto tra il profilo di trasmissione misurato (curva grigia) (Mortlock et al. 2011) e quello simulato (Bolton, Haehnelt et al. 2011) per differenti linee di vista con (pannello di destra) e senza (pannello di sinistra) righe in assorbimento otticamente spesse. Le curve arancioni e blu rappresentano un modello con IGM inizialmente neutro e parzialmente neutro rispettivamente.

dell'idrogeno). La Figura 1.10 mostra il confronto tra il profilo di trasmissione misurato (curva grigia) (Mortlock et al. 2011) e quello simulato (Bolton, Haehnelt et al. 2011) per differenti linee di vista con (pannello di destra) e senza (pannello di sinistra) righe in assorbimento otticamente spesse. Le curve arancioni e blu rappresentano un modello con IGM inizialmente neutro e parzialmente neutro rispettivamente. Si noti come nel caso della variazione in anni minore (10^6 anni) le due curve arancione e blu mostrano un evidente allargamento delle righe nella parte rossa della $\text{Ly}\alpha$. Tali simulazioni hanno confermato dunque il risultato di $x_{HI} > 0.1$ a $z \sim 7.1$ già trovato da Mortlock et al. 2011. Risultati più recenti sono stati trovati da Āurovčikova et al. 2019 in cui sono stati trovati i seguenti valori: $\bar{x}_{HI} = 0.25 \pm 0.05$ a $z = 7.0851$ e $\bar{x}_{HI} = 0.60 \pm 0.11$ a $z = 7.5413$.

1.2.9 Riga dell'Idrogeno a 21 cm

La riga 21 cm è una riga di una transizione dell'idrogeno neutro dovuta allo splittamento iperfine dello stato fondamentale dell'atomo. Lo stato fonadamentale dell'idrogeno neutro è costituito da un protone e un elettrone. Ciascuna delle due particelle ha un proprio spin, che può essere orario o antiorario. Quando le due particelle si trovano ad avere il medesimo senso di rotazione, spin parallelo, l'atomo ha un'energie leggermente superiore rispetto al caso in cui i due sensi di rotazione delle due particelle sia contrario (spin anti-parallelo). La transizione da spin parallelo ad uno spin anti-parallelo causa l'emissione di

fotoni alla lunghezza d'onda di 21 cm. Questa riga sarebbe una *riga proibita* dalle regole di selezione con una probabilità di avvenire di circa $2.85 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$. Il motivo per cui avviene, e dunque la si osserva, è la grande quantità, e dunque l'alta densità, di idrogeno presente nell'Universo. Questa può essere usata per studiare le proprietà dell'IGM neutro prima e durante la reionizzazione. Secondo Furlanetto e Briggs 2004 ci sono numerosi vantaggi sull'usare la riga 21 cm dell'idrogeno:

- a differenza della $\text{Ly}\alpha$ (quindi dell'effetto Gunn-Peterson), la riga 21 cm non diventa satura, mantenendo l'IGM traslucido (Carilli, Gnedin e Owen 2002);
- a differenza delle proprietà di polarizzazione della CMB, la riga dell'HI contiene informazioni tridimensionali sull'evoluzione delle strutture cosmiche ed è possibile mappare direttamente l'idrogeno neutro presente nell'IGM e dunque può essere confrontato con più facilità dai modelli (Furlanetto e Briggs 2004).

L'intensità della riga 21 cm è definita dalla temperatura di spin T_s :

$$\frac{n_t}{n_s} = 3e^{-\frac{T_*}{T_s}} \quad (1.17)$$

in cui n_t e n_s sono i numeri di occupazione degli stati di tripletto e singoletto rispettivamente e $T_* = h\nu/k_B \simeq 0.0681 \text{ K}$ è la temperatura corrispondente alla lunghezza d'onda 21 cm ($\nu = 1420 \text{ Mhz}$). L'Equazione 1.17 descrive la temperatura della radiazione che emerge da una nube di idrogeno neutro. La conversione dalla temperatura all'intensità verrà fatta risolvendo l'equazione del trasporto radiativo. Si consideri la radiazione della CMB che attraversa una nube ad una data temperatura T e ne fuoriesce con temperatura T_b . A basse frequenze (regime di Rayleigh-Jeans) l'equazione del trasporto radiativo sarà quindi scritta come:

$$I(\nu) = \frac{2\nu^2}{c^2} k_B T_b \quad (1.18)$$

L'Equazione 1.18 può essere ulteriormente riscritta in termini della temperatura di brillantezza $T_b(\nu)$ e della profondità ottica τ_ν :

$$\frac{dT_b}{d\tau_\nu} = -T_b + T_{CMB}. \quad (1.19)$$

Risolvendo l'Equazione 1.19 si ottiene la temperatura $T_b(\nu)$ della radiazione emergente dalla nube di idrogeno neutro ad una data frequenza:

$$T_b(\nu) = T(1 - e^{-\tau_\nu}) + T_{CMB}(\nu)e^{-\tau_\nu}. \quad (1.20)$$

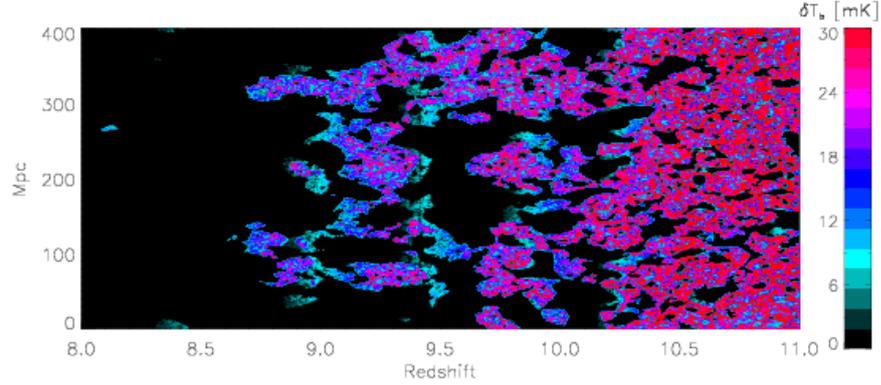


Figura 1.11: Simulazione per δT_b ottenuta con *21cmFAST*. Per $z = 10$ il mezzo è ionizzato esattamente per metà ($x_{HI} = 0.5$). La scala dei colori è mostrata sulla destra della figura. Immagine presa da Zaroubi et al. 2012.

Affinché la riga sia visibile, la temperatura di spin deve differire di molto dalla temperatura della CMB. In particolare, per $T = T_{CMB}$ si ottiene che $T_b(\nu) = T_{CMB}$, dunque per avere informazioni sull'IGM deve essere $T \neq T_{CMB}$. Inoltre se $T \gg T_{CMB}$ la riga è vista in emissione, se $T \ll T_{CMB}$ la riga è vista in assorbimento (Tozzi et al. 2000). Quindi viene misurata la temperatura di brillantezza differenziale pari a $\delta T_b - T_{CMB}$:

$$\delta T_b \approx 28 \text{ mK} (1 + \delta) x_{HI} \left(1 - \frac{T_{CMB}}{T} \right) \left(\frac{dv_r/dr}{H(z)} + 1 \right)^{-1} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.023} \right) \sqrt{\left(\frac{1+z}{10} \right) \left(\frac{0.15}{\Omega_m h^2} \right)} \quad (1.21)$$

dove h è la costante di Hubble in unità di $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, δ è il coefficiente di densità e v_r è la componente della velocità lungo la linea di vista. L'Equazione 1.21 è il risultato ottenuto da Zaroubi et al. 2012. Ciò che si evince è che ad alti redshift, prima che la ionizzazione diventasse significativa ($x_{HI} \approx 1$), la temperatura di brillantezza è proporzionale alle fluttuazioni di densità; a redshift più bassi ($z \leq 7$) la sua misura è fortemente influenzata dalla frazione di idrogeno ionizzato e neutro presente nell'IGM, diventando quindi uno strumento molto potente per la ricerca delle sorgenti astrofisiche che causano tale ionizzazione. La Figura 1.11 mostra una simulazione ottenuta da Zaroubi et al. 2012 per δT_b in funzione di z con *21cmFAST*⁷.

Esistono attualmente un gran numero di radiotelescopi che sfruttano lo studio della riga 21 cm per studiare l'EoR: LOFAR (*LOw Frequency ARray*), GMRT (*Giant Metrewave Radio Telescope*), 21CIMA (*21 CentiMeter Array*), MWA *Murchison Widefield Array* e

⁷E' un pacchetto disponibile al pubblico che usa un approccio semi-analitico per produrre un gran numero di simulazioni sul processo di reionizzazione.

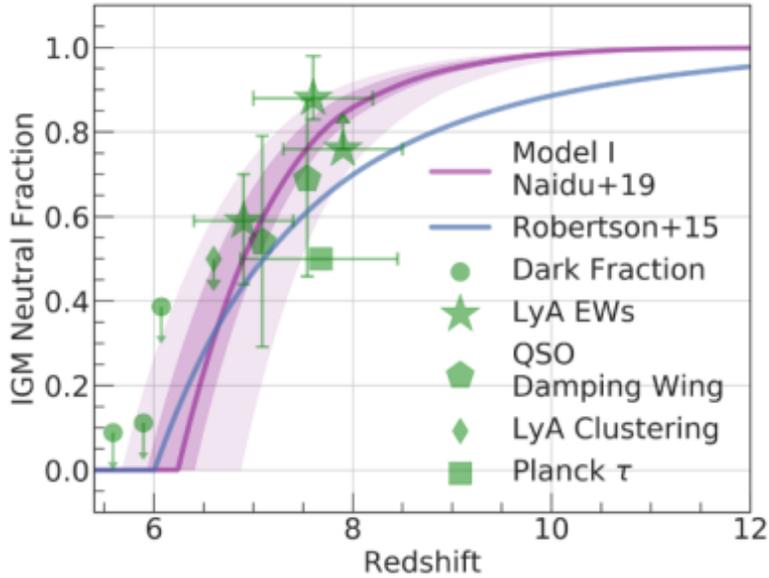


Figura 1.12: Evoluzione della frazione di idrogeno neutro nell'IGM. La storia evolutiva della reionizzazione più probabile è tracciata in viola (le regioni sfumate indicano le incertezze entro 1 e 3 σ). In verde sono indicati i risultati presenti in letteratura. Sembra che la Reionizzazione è iniziata dopo e più velocemente di quanto era suggerito dai precedenti risultati (la linea continua blu indica i risultati ottenuti da Robertson, Ellis et al. 2015). Immagine presa da Naidu, Tacchella et al. 2019.

PAPER (*Precision Array to Probe the EoR*). Sfortunatamente la bassa frequenza a cui operano (150 Mhz a $z \sim 8.5$) e a causa dell'interferenza con i segnali delle telecomunicazioni, nessuno di essi ha un rapporto segnale-rumore (SNR) sufficiente a fornire immagini dell'EoR in funzione del redshift. Un risultato piuttosto recente è quello ottenuto mediante le osservazioni fatte da EDGES (*Experiment to Detect the Global EoR Signature*), con il quale è stato rilevato un profilo di assorbimento appiattito nello spettro radio del cielo, centrato ad una frequenza di 78 MHz. Questo profilo potrebbe essere consistente con il segnale della riga 21 cm indotto dalle prime stelle, ma potrebbe trattarsi di effetti spuri (quali l'interferenza radio) (Bowman et al. 2018).

In un prossimo futuro questi limiti verranno abbattuti dal radiotelescopio SKA (*Square Kilometer Array*) frutto della collaborazione tra Stati Uniti, Regno Unito, Germania, Italia, Paesi Bassi, Polonia, Svezia, Australia, Cina e India. La SKA Organisation ha scelto due siti per la costruzione: la regione di Karoo in Sudafrica e la regione di Murchison in Australia Occidentale. Sarà costituito da migliaia di antenne, con un'area di raccolta di 1km^2 e opererà in un intervallo di lunghezze d'onda che va da 100 Mhz a 25 GHz. Esso sarà in grado di ottenere uno studio tomografico dell'IGM durante l'EoR.

fornendone una distribuzione tridimensionale. In più fornirà l'evoluzione temporale del gas neutro ad alti redshift.

In conclusione in Figura 1.12 è riportata la storia evolutiva della frazione di idrogeno neutro nell'IGM. La storia evolutiva della reionizzazione più probabile è tracciata in viola, mentre in verde sono indicati i risultati presenti in letteratura:

- *Frazione Oscura nelle Foreste della Ly α e della Ly β* (cerchio): $\bar{x}_{HI} < 0.06 \pm 0.05$ a $z = 5.9$ (Mesinger 2010; McGreer, Mesinger e D'Odorico 2015);
- *Distribuzione della larghezza equivalente della Ly α* (stella): $\bar{x}_{HI} = 0.59_{-0.15}^{+0.11}$ a $z \sim 7$ (Mason, Treu et al. 2018), $\bar{x}_{HI} = 0.88_{-0.10}^{+0.05}$ a $z \sim 7.5$ (Hoag et al. 2019), $\bar{x}_{HI} > 0.76$ a $z \sim 8$ (Mason, Fontana et al. 2019);
- *QSO Damping Wing* (pentagono): $\bar{x}_{HI} = 0.48 \pm 0.26$ a $z = 7.09$, $\bar{x}_{HI} = 0.60_{-0.23}^{+0.20}$ a $z = 7.54$ (Davies, Hennawi, Bañados et al. 2018);
- *Ly α Emitter Clustering* (rombi): $\bar{x}_{HI} < 0.5$ a $z \sim 6.6$ (Sobacchi e Mesinger 2014).

Dal confronto dei dati presenti in letteratura di Robertson, Ellis et al. 2015 (linea continua blu), Naidu, Tacchella et al. 2019 (linea continua viola) ha rivelato che la reionizzazione dell'idrogeno sia iniziata dopo e sia stata un processo più rapido di quanto si era stimato precedentemente.

Capitolo 2

Il Mezzo Intergalattico

Tutti i residui di gas diffuso che si trovano nello spazio tra le galassie formano il cosiddetto Mezzo Intergalattico (IGM).

La storia dell'IGM è strettamente legata alla storia della formazione ed evoluzione delle stelle e dei buchi neri supermassicci. Questi infatti, evolvendo, hanno contribuito a riscaldare, ionizzare e arricchire di metalli il mezzo circostante. A loro volta, sia le stelle che i buchi neri acquisiscono materia stessa dall'IGM. Questo meccanismo in cui le variabili in uscita dipendono da quelle in ingresso e viceversa è noto come meccanismo di *feedback*.

Le prime stelle si sono formate in aloni di materia oscura di $10^5 - 10^7 M_\odot$ il cui gas viene raffreddato e condensato eccitando la transizione molecolare dell'idrogeno. Gradualmente poi, sempre più stelle si sono via via formate. Trenti e Stiavelli 2009 hanno stimato che le stelle di Popolazione III, quella che si suppone essere la prima generazione di stelle molto massicce e prive di metalli, si siano formate in mini-aloni il cui tasso di incremento di densità è di $\sim 10^{-5} - 10^{-4} M_\odot \text{ Mpc}^3 \text{ yr}^{-1}$ a $z \sim 20 - 30$. Al termine della loro vita, queste stelle sono esplose come supernovae (o in altri tipi di morti esotiche) e la forza dirompente prodotta durante tale catastrofico evento ha arricchito il mezzo circostante di tutti i materiali prodotti dalle stelle stesse durante la loro vita.

Le prime galassie, invece, si sono formate successivamente in aloni con masse $M \gtrsim 10^8 M_\odot$. Questi aloni vengono raffreddati dalle transizioni atomiche dei metalli che sono stati prodotti dalla nucleosintesi stellare già in atto (Barkana e Loeb 2001; Bromm e Yoshida 2011).

Di come queste sorgenti abbiano poi influenzato la ionizzazione dell'IGM verrà discusso con maggior dettaglio nel prossimo capitolo. In questo capitolo verranno discusse, invece, le principali proprietà fisiche dell'IGM.

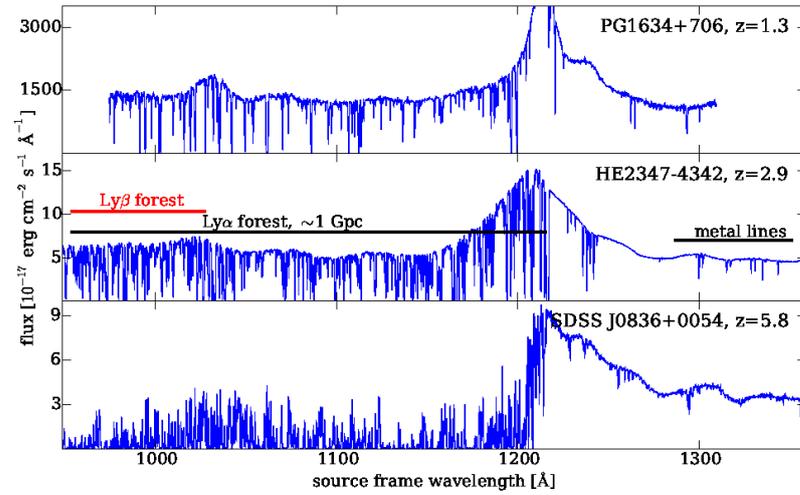


Figura 2.1: Regione spettrale della Foresta di Ly α di tre QSO brillanti. Immagine presa da McQuinn 2016

2.1 La Foresta della Ly α

Subito dopo che Schmidt (1965) osservò degli oggetti quasi-stellari (QSO) a redshift elevati, fu subito chiaro che nei loro spettri fossero presenti delle righe di assorbimento della Ly α causate dal gas presente nell'IGM (Gunn e Peterson 1965). In particolar modo un modello piuttosto ricorsivo è la Foresta della Ly α . La Foresta della Ly α è una regione dello spettro delle sorgenti ad alto redshift caratterizzata da una serie di righe in assorbimento nella regione più blu della Ly α . Queste corrispondono all'assorbimento di nubi di idrogeno neutro che si trovano lungo la linea di vista tra l'osservatore e il QSO. Se ciascuna nube si trova ad un redshift z_1 dall'osservatore, nello spettro del QSO si osserverà una riga in assorbimento a $\lambda_{obs} = 1216(1 + z_1)$ Å. La Figura 2.1 mostra tre spettri dei QSO più brillanti a tre diversi redshifts, mostrando nel dettaglio la struttura della Foresta della Ly α . Questi assorbitori possono essere una qualsiasi concentrazione di massa come le regioni più esterne di una galassia, un alone di gas o semplicemente del mezzo diffuso nell'IGM.

A seconda della risoluzione con cui gli spettri vengono ottenuti, gli assorbitori possono essere descritti da tre quantità fisiche: il redshift z , la densità di colonna dell'HI N_{HI} e la larghezza equivalente EW.

2.1.1 Bassa Risoluzione

L'osservabile più importante della Foresta della Ly α è la quantità che era stata originariamente misurata da Gunn e Peterson 1965: il decremento di flusso del continuo D . In particolare si misurano i decrementi di flusso D_A e D_B . Il primo indica il decremento di flusso medio nella regione tra la Ly α ($\lambda_{rest} = 1216 \text{ \AA}$) e la Ly β ($\lambda_{rest} = 1026 \text{ \AA}$); mentre il secondo è misurato nella regione tra la Ly β e il Limite di Lyman ($\lambda_{rest} = 912 \text{ \AA}$) (Oke e Korycansky 1982). Il decremento di flusso medio è definito come:

$$D_{A,B} = \left\langle 1 - \frac{f_{obs}}{f_{int}} \right\rangle_{A,B} = \langle 1 - e^{-\tau} \rangle = 1 - e^{-\tau_{eff}} \quad (2.1)$$

dove f_{obs} indica il flusso osservato, f_{int} il flusso intrinseco e τ la profondità ottica della riga. Lo studio dei decrementi di flusso permette dunque di stimare in senso statistico la quantità di idrogeno neutro frapposta tra l'osservatore e il QSO ($\tau_{eff} \propto (1+z)^\gamma$). Le incertezze sulla misura di questi due parametri è probabilmente legata all'incertezza che si ha sulla misura del continuo dello spettro dei QSO. Ad ogni modo, le misure dei decrementi di flusso fatte da vari autori per diversi spettri hanno mostrato una chiara evoluzione dei parametri D_A e D_B con il redshift (Giallongo e Cristiani 1990; Madau, Haardt e Rees 1999), causata dall'aumento di idrogeno neutro nell'IGM man mano che ci si avvicina all'EoR.

2.1.2 Risoluzione Intermedia

A più alte risoluzioni cominciano a distinguersi alcune righe di assorbimento che costituiscono la Foresta della Ly α . In questo modo si può ottenere la distribuzione delle righe di assorbimento in termini della loro larghezza equivalente EW e del redshift.

E' stato trovato che per $EW > 0.2 \text{ \AA}$ questa distribuzione è così definita:

$$\frac{\partial^2 N}{\partial EW \partial z} = \frac{EW}{EW_*} e^{-EW/EW_*} (1+z)^\gamma \quad (2.2)$$

dove $EW_* = 0.3 \text{ \AA}$ (Murdoch et al. 1986) è la EW caratteristica e il parametro γ dipende dal tipo di assorbitore ed in generale è compreso in un intervallo di valori $1.5 < \gamma < 3$. La distribuzione dell'EW delle righe della Ly α diventa una legge di potenza per $EW < 0.2 \text{ \AA}$ in modo da riprodurre l'aumento di righe in questi sistemi.

2.1.3 Alta Risoluzione

Negli spettri ad alta risoluzione le righe della $\text{Ly}\alpha$ possono essere risolte individualmente ed è possibile studiarne il profilo. Il profilo di Voigt¹ sembra essere una buona approssimazione per la forma delle righe (Carswell et al. 1984).

Lo studio della forma dei profili di Voigt delle righe può contenere numerose informazioni sulla natura dei sistemi in assorbimento.

2.2 Distribuzione della Densità di Colonna dell'HI

La distribuzione della densità di colonna dell'HI (N_{HI}) è un altro importante strumento statistico direttamente ricavabile dagli spettri dei QSO. La Foresta della $\text{Ly}\alpha$ presenta il valore più basso di densità di colonna pari a $N_{HI} < 10^{17.2} \text{ cm}^{-2}$. Oltre questo limite il gas diventa otticamente spesso alla radiazione UV e provoca una discontinuità marcata al Limite di Lyman ($\lambda_{rest} = 912 \text{ \AA}$). A seconda del valore della densità di colonna lungo la linea di vista gli assorbitori vengono classificati in modi diversi (Figura 2.2):

- *Sistemi Lyman Limit* (LLSs): $10^{17.2} \leq N_{HI} \leq 10^{19} \text{ cm}^{-2}$;
- *Sistemi Super Lyman Limit*: $10^{19} < N_{HI} < 10^{20.3} \text{ cm}^{-2}$;
- *Sistemi 'Damped Ly α '* (DLAs): $N_{HI} \geq 10^{20.3} \text{ cm}^{-2}$.

L'evoluzione con il redshift della distribuzione degli assorbitori presenti nell'Universo è descritta qualitativamente in Madau 1995 ed è di seguito sintetizzata.

Data una distribuzione casuale di assorbitori, la profondità ottica lungo la linea di vista di un dato assorbitore sarà:

$$\langle e^{-\tau} \rangle = \exp \left[\int_0^{z_{em}} dz' \int_0^\infty \frac{\partial^2 N}{\partial N_{HI} \partial z'} (1 - e^{-\tau}) dN_{HI} \right] \quad (2.3)$$

da cui (Paresce, McKee e Bowyer 1980):

$$\tau_{eff} = -\ln(\langle e^{-\tau} \rangle) \quad (2.4)$$

ove τ è la profondità ottica del singolo assorbitore mentre τ_{eff} è la profondità ottica effettiva della distribuzione degli assorbitori. L'attuale distribuzione degli assorbitori è piuttosto incerta, soprattutto nell'intervallo tra $10^{16.3} \lesssim N_{HI} \lesssim 10^{17.3} \text{ cm}^{-2}$, dove

¹E' il risultato della convoluzione di un profilo lorentziano (prodotto da un allargamento di tipo collisionale) e di uno gaussiano (prodotto dall'allargamento Doppler).

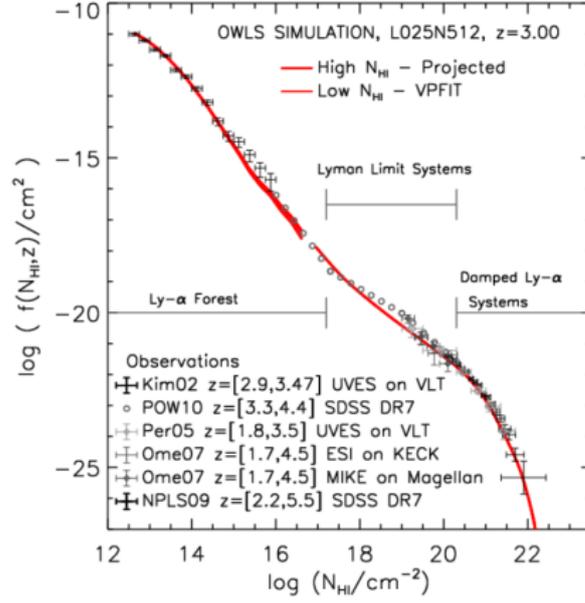


Figura 2.2: Numero di assorbitori per dN_{HI} per $dX \equiv (1+z)^{1/2}\Omega_m^{-1/2}dz$ misurato dalle simulazioni cosmologiche (curva rossa) e dagli spettri dei QSO (punti con le barre d'errore). Immagine presa da McQuinn 2016.

a causa del passaggio da transizioni otticamente sottili ad otticamente spesse c'è un evidente cambio di pendenza (Inoue e Iwata 2008).

Ad alti redshift però una buona approssimazione per la distribuzione degli assorbitori lungo la linea di vista è (Madau, Haardt e Rees 1999):

$$\frac{\partial^2 N}{\partial N_{HI} \partial z} = N_0 N_{HI}^{-1.5} (1+z)^\gamma \quad (2.5)$$

ove N_0 è una costante di normalizzazione. Considerando che tra $1.8 < z < 3.8$ si ha una rapida evoluzione degli assorbitori che costituiscono la Foresta della $Ly\alpha$ (Murdoch et al. 1986); mentre tra $0.7 < z < 3.6$ non si ha praticamente evoluzione dei LLSs (Sargent, Steidel e Boksenberg 1989), la funzione di distribuzione la si può scrivere come (Madau 1995):

$$\frac{\partial^2 N}{\partial N_{HI} \partial z} = \begin{cases} 2.4 \cdot 10^7 N_{HI}^{-1.5} (1+z)^{2.46} & \text{per } 2 \cdot 10^{12} < N_{HI} < 1.59 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \\ 1.9 \cdot 10^8 N_{HI}^{-1.5} (1+z)^{0.68} & \text{per } 1.59 \cdot 10^{17} < N_{HI} < 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2} \end{cases} \quad (2.6)$$

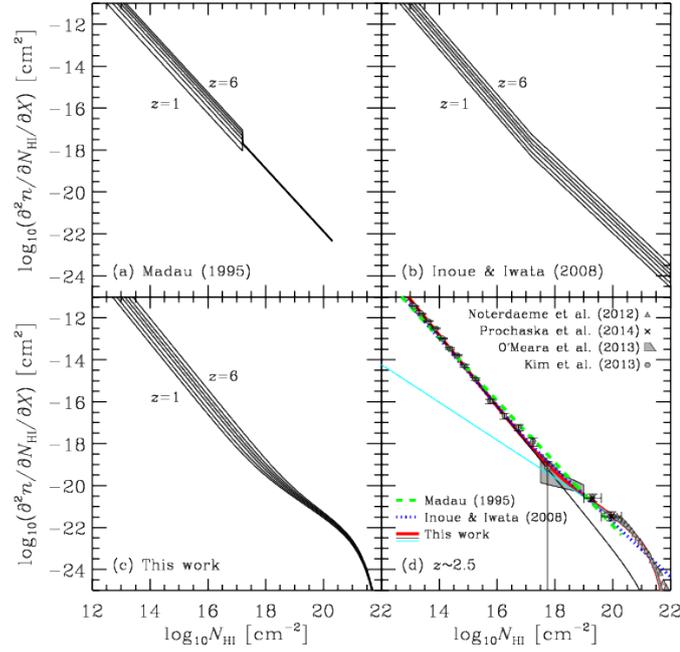


Figura 2.3: Numero degli assorbitori intergalattici per unità di densità di colonna dell'idrogeno neutro e per unità della lunghezza di assorbimento X lungo la linea di vista. Sono riportati diversi modelli: Madau 1995 (pannello *a*); Inoue e Iwata 2008 (pannello *b*); Inoue, Shimizu et al. 2014 (pannello *c*); il pannello *d* mostra il confronto dei modelli appena citati con dei dati osservativi a $z \sim 2.5$ (Noterdaeme et al. 2012; Prochaska, Madau et al. 2014; O'Meara et al. 2013; Kim et al. 2013).

Integrando l'Equazione 2.3 la profondità ottica effettiva diventa una funzione analitica dipendente dal redshift e dalla lunghezza d'onda (Madau, Haardt e Rees 1999):

$$\tau_{eff}(\nu_{obs}, z_{obs}, z) = \frac{4}{3} \sqrt{\pi} \sigma_0 N_0 \left(\frac{\nu_{obs}}{\nu_{912}} \right)^{-1.5} (1 + z_{obs}^{1.5}) [(1 + z)^{1.5} - (1 + z_{obs})^{1.5}] \quad (2.7)$$

con σ_0 è la sezione d'urto di fotoionizzazione dell'idrogeno, pari a $6.3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$, e ν_{912} è la frequenza al Limite di Lyman (non è stato incluso il contributo dell'elio).

Una trattazione più recente, e più dettagliata, è stata fatta da Inoue, Shimizu et al. 2014 in cui la profondità ottica effettiva viene calcolata in maniera numerica a partire dalla funzione di distribuzione degli assorbitori.

Per riassumere quanto visto fino ad ora, in Figura 2.3 sono mostrati diversi modelli analitici trovati da vari autori per la distribuzione della densità di colonna dell'idrogeno neutro.

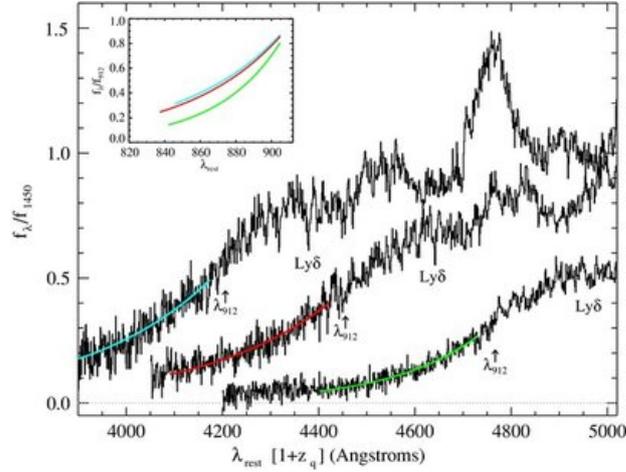


Figura 2.4: Esempi di spettri *stacked* in tre diversi intervalli di redshift (ciano: $z = [3.59, 3.63]$, rosso: $z = [3.86, 3.92]$, verde: $z = [4.13, 4.34]$). Immagine presa da Prochaska, Worseck e O'Meara 2009.

2.2.1 Il Libero Cammino Medio dei fotoni ionizzanti

Una volta ottenuta la distribuzione degli assorbitori lungo la linea di vista è possibile ricavare una quantità molto importante: il libero cammino medio dei fotoni ionizzanti λ_{mfp}^{912} . Questo è definito come la distanza fisica che un fotone UV percorre prima di essere assorbito da un sistema otticamente spesso (può trattarsi sia di un LLS o di un DLA). E' una misura dell'opacità del Limite di Lyman k_{LL} e dunque dello stato di ionizzazione dell'IGM. Diversi autori stimano il libero cammino medio (mfp dall'inglese *Mean Free Path*) dall'Equazione 2.3 e imponendo che $\tau_{912} \sim 1$ e usando l'elemento di linea dl/dz per convertire in lunghezze proprie (Faucher-Giguère, Lidz et al. 2008):

$$\Delta l(\nu_0, z) \approx 85 Mpc \left(\frac{1+z}{4} \right)^{-4} \quad (2.8)$$

Esistono però due principali problemi per calcolare il libero cammino medio in questo modo:

1. le LLSs sono in numero minore rispetto al numero di assorbitori che hanno righe della Foresta della Ly α lungo una determinata linea di vista (Madau 1995);
2. le righe della serie di Lyman giacciono in una porzione piuttosto piatta della curva di crescita e dunque la larghezza equivalente delle righe di assorbimento Ly α delle LLSs non sono molto diverse da quelle dei sistemi che hanno righe di assorbimento nella Foresta della Ly α .

Per ovviare a questo problema recentemente è stata sviluppata un'altra tecnica per calcolare il libero cammino medio direttamente dallo spettro del QSO. In particolar modo, in questo lavoro di tesi, per stimare il libero cammino medio di QSO a $z \sim 4$ è stato utilizzato il medesimo approccio proposto da Prochaska, Worseck e O'Meara 2009.

Prochaska, Worseck e O'Meara 2009 hanno ottenuto l'evoluzione del libero cammino medio dei fotoni UV in funzione del redshift stimando l'opacità al Limite di Lyman per l'HI (k_{LL}) a partire da vari spettri uniti tra loro (*stacked spectra*²). In Figura 2.4 è mostrato un esempio di tre spettri *stacked* nei tre diversi intervalli di redshift in cui gli autori hanno operato. Prima di applicare la tecnica di *stacking*, ciascun spettro viene corretto per la Distribuzione Spettrale di Energia (SED) associata e gli viene associato un redshift di emissione z_q . L'idea di fondo è stata quella di supporre che il decremento osservato negli spettri dei QSO per $\lambda_r < 912 \text{ \AA}$ sia causato principalmente dall'opacità nel continuo dell'IGM. A partire da questa assunzione, è stato poi modellato il flusso al di sotto del Limite di Lyman (LL) come $f = f_{912} e^{-\tau_{eff,LL}}$ con f_{912} definito come il flusso misurato a $\lambda_r = 912 \text{ \AA}$, e $\tau_{eff,LL}$ la profondità ottica del continuo al LL definita come:

$$\tau_{eff,LL}(r, \nu) = \int_0^r k_{LL}(r', \nu) dr' \quad (2.9)$$

in cui r è una distanza propria arbitraria dal QSO. Ovviamente, viaggiando attraverso l'Universo, il parametro k_{LL} varierà sia a causa dell'espansione stessa dell'Universo (aumento delle distanze proprie) che per la diminuzione di opacità con il redshift. L'effetto combinato dei due contributi porta ad un valore di k_{LL} pari a:

$$k_{LL} \equiv \bar{k}_{912}(r) \left(\frac{\nu}{\nu_{912}} \right)^{-3} = \bar{k}_{912}(z) \left(\frac{1+z}{1+z_{912}} \right)^{-3} \quad (2.10)$$

Inserendo adesso l'Equazione 2.10 nell'Equazione 2.9 e considerando una cosmologia di Robertson–Walker in cui:

$$\frac{dr}{dz} \equiv \frac{c}{H(z)(1+z)} = \frac{c/H_0}{(1+z)\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \quad (2.11)$$

²Sono spettri mediati che descrivono dunque il flusso medio delle sorgenti. Per questa tecnica vengono effettuati un gran numero di spettri, successivamente anziché sommarli tra loro, questi vengono appunto mediati, permettendo di ottenere un unico spettro di alta qualità.

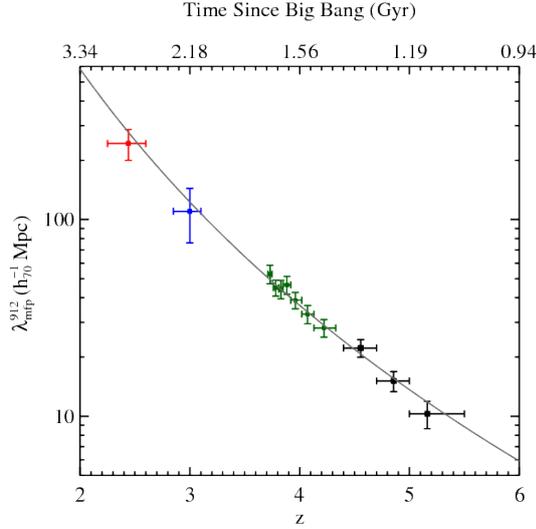


Figura 2.5: Evoluzione del libero cammino medio con il redshift. I dati mostrano le misure fatte con la tecnica *stacking* ottenuti da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014 (punti neri), da Prochaska, Worseck e O'Meara 2009 (punti verdi), Fumagalli et al. 2013 (punti blu) e O'Meara et al. 2013 (punti rossi). La linea indica la legge di potenza che esprime l'evoluzione del libero cammino medio con il redshift trovata da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014.

e, siccome per $z > 3$ si ha a che fare con un Universo dominato dalla materia possiamo approssimare l'Equazione 2.11 a:

$$\frac{dr}{dz} \approx \frac{c}{H_0 \Omega_m^{1/2} (1+z)^{-5/2}}. \quad (2.12)$$

A questo punto, inserendo tutto nell'Equazione 2.9, questa diventa:

$$\tau_{eff,LL}(z_{912}, z_{QSO}) = \frac{c}{H_0 \Omega_m^{1/2}} (1+z_{912})^3 \int_{z_{912}}^{z_{QSO}} \bar{k}_{912}(z') (1+z')^{-11/2} dz'. \quad (2.13)$$

Infine, assumendo un'opacità che non evolva con il redshift ($\bar{k}_{912}(z') = k_{z_q}$), viene ottenuto il miglior fit con i modelli per stimare il valore di k_{z_q} a cui corrisponde un valore per il libero cammino medio pari a $\lambda_{mfp}^{912} = 1/k_{z_q}$. In Prochaska, Worseck e O'Meara 2009 è stato ottenuto un valore pari a $\lambda_{mfp}^{912} = 33.2 h_{72}^{-1}$ Mpc a $z \sim 4$.

Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014 hanno ricalcolato il libero cammino medio calcolato da Prochaska, Worseck e O'Meara 2009 ottenendo dei valori leggermente più alti, estendendo poi il calcolo a $z \sim 5$. La Figura 2.5 mostra il confronto dei risultati ottenuti per il libero cammino medio a diversi redshift da vari autori. In Worseck, Prochaska,

O'Meara et al. 2014 quest'evoluzione è parametrizzata dalla seguente relazione:

$$\lambda_{mfp}^{912}(z) = A \left(\frac{1+z}{5} \right)^\eta \quad (2.14)$$

dove $A = (37 \pm 2)h_{70}^{-1}$ Mpc e $\eta = -5.4 \pm 0.4$. Tale relazione mostra che il libero cammino medio decresce in maniera monotona con il redshift e, secondo Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014, ciò è associato ad un'evoluzione del numero di densità o delle dimensioni fisiche degli assorbitori.

2.3 Il Fondo Ultravioletto Ionizzante

Il fondo ultravioletto ionizzante (UVB dall'inglese *Ionizing Ultraviolet Background*) è una radiazione diffusa che permea l'IGM e che mantiene l'Universo ionizzato. Tale radiazione può provenire da diverse sorgenti, quali QSOs o AGNs o dall'intensa attività di formazione stellare delle galassie giovani. Ovviamente l'intensità e la distribuzione spettrale dipendono molto dalle sorgenti, e quindi dai processi che hanno portato alla sua formazione.

Capire qual è stata la principale fonte di ionizzazione dell'IGM è tutt'oggi argomento di grande dibattito nella comunità scientifica. Un aiuto in tal senso è fornito dalla misura dell'emissività dei fotoni ionizzanti e del tasso di fotoionizzazione che permettono di quantificare il contributo di fotoni UV provenienti dai QSO e quelli provenienti dall'attività stellare delle galassie giovani.

2.3.1 La Reionizzazione dell'Universo: semplice modello descrittivo

La Reionizzazione dell'IGM segna un punto di svolta importantissimo nella storia dell'Universo. La transizione da un IGM totalmente neutro ad uno altamente ionizzato può essere descritta dalle cosiddette 'equazioni della reionizzazione' (Madau, Haardt e Rees 1999; Shapiro e Giroux 1987):

$$\frac{dQ_{HII}}{dt} = \frac{\dot{n}_{ion,H}}{\langle n_H \rangle} - \frac{Q_{HII}}{t_{rec,H}} \quad (2.15)$$

$$\frac{dQ_{HeIII}}{dt} = \frac{\dot{n}_{ion,He}}{\langle n_{He} \rangle} - \frac{Q_{HeIII}}{t_{rec,He}}. \quad (2.16)$$

Entrambe le Equazioni mostrano l'evoluzione temporale del fattore di riempimento (*volume filling factor*) $Q(z)$, dove $Q = 1$ significa che il processo di reionizzazione è completo.

Nelle due Equazioni $\langle n_H \rangle = X_p \Omega_b \rho_c$ rappresenta la densità comovente media degli atomi d'idrogeno ($X_p = 0.75$ è l'abbondanza primordiale dell'idrogeno; Ω_b è il parametro di densità barionica e ρ_c è la densità critica); $\langle n_{He} \rangle = Y_p \Omega_b \rho_c$ è la densità comovente media degli atomi di elio con gli stessi parametri della precedente per l'idrogeno, con unica differenza che stavolta $Y_p = 0.24$ è l'abbondanza primordiale di elio. Infine $t_{rec,H}$ e $t_{rec,He}$ è il tempo di ricombinazione dell'idrogeno e dell'elio mediato sul volume. In particolare si ha:

$$t_{rec,H} = [(1 + \chi) \langle n_H \rangle (1 + z)^3 \langle \alpha_B(T) \rangle C_{HII}]^{-1} \quad (2.17)$$

$$t_{rec,He} = [(1 + 2\chi) \langle n_H \rangle (1 + z)^3 Z \langle \alpha_B(T/Z^2) \rangle C_{HII}]^{-1} \quad (2.18)$$

L'IGM è principalmente composto di idrogeno e elio, ecco perché le due equazioni scindono il contributo che ciascun elemento apporta. Ma siccome l'HeII ha una sezione d'urto di fotoionizzazione molto piccola (a cui si contrappone un rapido tasso di ricombinazione) ad alti redshift il contributo dell'elio può essere trascurato e si possono considerare solo le Equazioni 2.15, 2.17. In particolare nell'Equazione 2.17, α_B è il coefficiente di ricombinazione; $\chi \equiv Y_p/[4(1 - Y_p)] = 0.083$ rappresenta il numero di elettroni liberi nell'HeII; mentre C_{HII} è il fattore di addensamento (*clumping factor*) dell'idrogeno ionizzato, ovvero il rapporto tra la media quadratica ed il quadrato della media della densità di idrogeno ionizzato:

$$C_{HII} = \frac{\langle n_{H^+}^2 \rangle}{\langle n_{H^+} \rangle^2}. \quad (2.19)$$

Il fattore C è dunque un parametro adimensionale che misura dunque la disomogeneità dell'IGM. Infine il parametro \dot{n}_{ion} nell'Equazione 2.15 rappresenta il tasso di emissione comovente dei fotoni in grado di ionizzare l'idrogeno:

$$\dot{n}_{ion} = \int_{\nu_{HI}}^{\infty} \langle f_{esc} \rangle \frac{d\nu}{h\nu} \epsilon_\nu(t) \quad (2.20)$$

dove ν_{HI} è la frequenza al Limite di Lyman; $\langle f_{esc} \rangle$ è l'*escape fraction* media definita come la frazione di fotoni ionizzanti emessi da una sorgente e che influenza l'IGM; infine ϵ_ν [erg s⁻¹ Hz⁻¹ Mpc⁻³] è l'emissività propria. Integrando l'Equazione 2.15 è possibile ottenere l'intera storia della reionizzazione cosmica. Utilizzando degli adeguati parametri, Madau e Haardt 2015 hanno calcolato l'evoluzione dei fattori di riempimento Q_{HII} e Q_{HeIII} in funzione del redshift ipotizzando che il maggior apporto di fotoni ionizzanti provenisse dagli AGN. Tutto ciò è mostrato in Figura 2.6. In tale lavoro si è ottenuto che la reionizzazione dell'idrogeno abbia avuto termine per $z \simeq 5.7$, mentre per l'elio, che viene ionizzato due volte, tale processo si conclude a $z \simeq 4.2$.

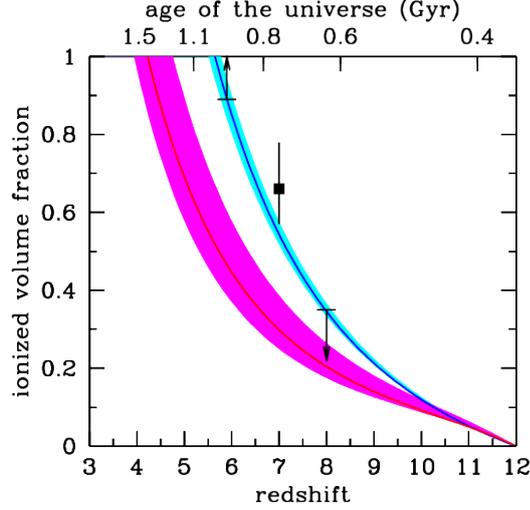


Figura 2.6: Storia della reionizzazione cosmica in uno scenario in cui i fotoni UV siano principalmente emessi da AGN. La regione azzurra mostra l'evoluzione dell'HIII, mentre quella magenta rappresenta l'evoluzione dell'HeIII. L'idrogeno nell'IGM è totalmente ionizzato quando $Q_{HII} = 1$, mentre l'elio viene ionizzato due volte per $Q_{HeIII} = 1$. La linea continua mostra il modello proposto da Madau e Haardt 2015; mentre le regioni colorate mostrano l'effetto della variazione dei parametri di input quali il fattore di addensamento, la temperatura dell'IGM. I punti a $z = 7$ e $z = 8$ mostrano i vincoli sulla frazione dell'idrogeno neutro dell'IGM dedotta principalmente dalla dipendenza in redshift dell'emissione della Ly α (Schenker et al. 2014). Il limite inferiore a $z = 5.9$ corrisponde invece al vincolo ottenuto dallo studio dei pixel oscuri (McGreer, Mesinger e D'Odorico 2015).

2.3.2 Emissività Ionizzante

Come verrà discusso nel prossimo capitolo, le sorgenti che ionizzano l'IGM sono principalmente la forte attività di formazione stellare delle galassie giovani, le stelle di Popolazione III ed infine i Quasar. A seconda dei processi che generano i fotoni ionizzanti, tutte queste sorgenti influenzano in maniera differente l'evoluzione dell'UVB. Tale contributo verrà definito dall'emissività comovente di ciascuna classe di sorgente:

$$\epsilon_\nu(z) = \int_{L_{min}}^{\infty} L_\nu \phi(L_\nu, z) dL_\nu \quad (2.21)$$

dove L_{min} corrisponde al limite di magnitudine specifico della survey. Come si vede dall'Equazione 2.21, l'emissività dipende dalla funzione di luminosità $\phi(L)$ delle sorgenti. Vengono quindi discussi i profili delle due principali sorgenti di ionizzazione: gli AGN e le galassie giovani con un forte tasso di formazione stellare.

Emissività degli AGN

La funzione di luminosità degli AGN è descritta in buona approssimazione dalla seguente legge di potenza (Boyle, Shanks e Peterson 1988):

$$\phi(L, z) = \frac{\phi_*/L_*(z)}{[L/L_*(z)]^{\beta_1} + [L/L_*(z)]^{\beta_2}} \quad (2.22)$$

dove β_1 e β_2 indicano rispettivamente la pendenza per gli AGN deboli e brillanti; ϕ_* è la densità caratteristica mentre L_* è la luminosità caratteristica. In altre parole l'emissività specifica è espressa dalla seguente legge di potenza:

$$\epsilon_\nu(z) = \epsilon_{912}(z) \left(\frac{\nu}{\nu_{912}} \right)^{-\alpha} \quad (2.23)$$

dove ϵ_{912} è l'emissività specifica al Limite di Lyman e α è l'indice di pendenza dello spettro nella parte blu del Limite di Lyman. Diversi autori scelgono due leggi di potenza spettrale per descrivere la SED dei Quasar (Telfer et al. 2002; Bolton e Haehnelt 2007; Giallongo, Grazian, Fiore, Fontana et al. 2015):

$$\epsilon_\nu \propto \begin{cases} \nu^{-0.5} & \text{per } 1050 < \lambda_{rest} < 1450 \\ \nu^{-1.5} & \text{per } \lambda_{rest} < 1050 \end{cases} \quad (2.24)$$

Emissività delle Galassie

Generalmente per le galassie viene scelta come funzione di luminosità un profilo di Schechter del tipo:

$$\Phi(L, z) = \frac{\Phi_*}{L_*} \left(\frac{L}{L_*} \right)^\alpha e^{-L/L_*} \quad (2.25)$$

dove Φ_* e L_* sono la densità numerica e la luminosità caratteristica delle galassie. Osservazioni fatte sulla LF di Quasar deboli hanno prodotto un valore per l'indice di pendenza compreso tra $-1.91 < \alpha < -1.60$ per $0 \lesssim z \lesssim 8$ (Haardt e Madau 2012).

Bisogna anche tener conto di un importante fatto e cioè che, in queste galassie, solo le stelle massicce, la cui vita è dunque estremamente breve, producono un'alta percentuale di fotoni ionizzanti. Questo comporta che l'emissività dell'intera galassia è strettamente legata al tasso di formazione stellare (SFR) $\dot{\rho}_*(z)$ (Faucher-Giguère, Lidz et al. 2008):

$$\epsilon_\nu = K \dot{\rho}_*(1+z)^3 \quad (2.26)$$

dove K è una costante di proporzionalità e il fattore $(1+z)^3$ dipende dall'espansione dell'Universo. Calcolare dunque il parametro $\dot{\rho}_*(z)$ è essenziale per calcolare l'emissività totale della galassia. Un primo passo è quello di calcolare la densità di massa stellare (Robertson, Furlanetto et al. 2013):

$$\rho_*(z) = (1-R) \int_{\infty}^z \eta_{sfr}(z') \rho_{UV}(z') \frac{dt}{dz'} dz' \quad (2.27)$$

dove η_{sfr} è il fattore di conversione ottenuto tramite opportuni modelli tra la luminosità UV e il tasso di formazione stellare; R è la frazione di massa riciclata nel mezzo interstellare (ISM dall'inglese *Interstellar Medium*) da una data popolazione stellare. La densità di massa stellare viene poi convertita in termini della massa stellare:

$$\frac{dn_*}{dm_*} = \Phi[M(m_*)] \frac{dM}{dm_*} \quad (2.28)$$

dove m_* è la massa stellare espressa in M_{\odot} mentre M è la magnitudine assoluta. Da quest'ultima equazione è possibile ottenere infine ρ_* .

2.3.3 Tasso di fotoionizzazione

Lo studio dell'effetto Gunn-Peterson ha mostrato chiaramente che l'IGM è altamente ionizzato. Tale stato di ionizzazione è causato dall'emissione di fotoni ionizzanti da parte delle prime sorgenti cosmiche. Per descrivere quantitativamente lo stato di ionizzazione dell'IGM viene definito il tasso di fotoionizzazione Γ_{HI} definito come l'integrale sull'emissività di tutte le sorgenti che producono fotoni ionizzanti ad un determinato redshift (Schirber e Bullock 2003; Madau, Haardt e Rees 1999; Becker, Bolton, Madau et al. 2015):

$$\Gamma_{HI}(z) = 4\pi \int_{\nu_{912}}^{\infty} \frac{d\nu}{h\nu} J_{\nu}(z) \sigma_{HI}(\nu) \quad (2.29)$$

dove J_{ν} è l'intensità specifica media del fondo cosmico che si ottiene risolvendo l'equazione del trasporto radiativo ottenendo un valore pari a (Madau, Haardt e Rees 1999):

$$J(\nu_{obs}, z_{obs}) = \frac{1}{4\pi} \int_{z_{obs}}^{\infty} dz \frac{dl}{dz} \frac{(1+z_{obs})^3}{(1+z)^3} \epsilon(\nu, z) e^{-\tau_{eff}} \quad (2.30)$$

in cui $\nu = \nu_{obs}(1+z)/(1+z_{obs})$ e dl/dz è l'elemento di linea in una cosmologia dettata dalla metrica di Robertson-Walker, τ_{eff} è quella vista nell'Equazione 2.4.

Supponendo che solo le sorgenti ionizzanti che si trovino all'interno del libero cammino

medio contribuiscano all'UVB, l'intensità specifica verrà scritta:

$$J(\nu, z) \simeq (1+z)^3 \epsilon_\nu \frac{\lambda_{mfp}^{912}}{4\pi} \quad (2.31)$$

Siccome ad alti redshift $\lambda_{mfp}^{912} \ll c/H(z)$ è possibile applicare l'approssimazione 'local source'. In tal modo $J(\nu, z)$ è dipendente dalla sola emissività dell'attività stellare o degli AGN: $J(\nu, z) \propto \epsilon(z) \propto \nu^{-\alpha_{UV}}$. Inserendo tale relazione nell'Equazione 2.29 si ottiene (Schirber e Bullock 2003):

$$\Gamma_{-12}(z) \simeq \frac{12.0}{3 + \alpha_{UV}} J_{-21}(z) \quad (2.32)$$

dove $J_{-21}(z) \equiv J(\nu_H, z)$ in unità di $10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ e $\Gamma_{-12} \equiv \Gamma/10^{-12} \text{ s}^{-1}$.

Ad alti redshift esistono due tecniche per calcolare Γ_{HI} ed entrambe sono legate allo studio delle righe della Foresta della $\text{Ly}\alpha$ negli spettri dei QSO a grandi redshift.

Proximity Effect

Il *proximity effect* è stato discusso da Cooke, Espey e Carswell 1997. Questa tecnica tiene conto alla diminuzione del numero di righe della $\text{Ly}\alpha$ nelle vicinanze di un QSO. Nelle vicinanze di una forte sorgente UV quale può essere un QSO, il tasso di fotoionizzazione dell'idrogeno aumenta localmente migliorando la trasparenza dell'IGM alla radiazione ionizzante ($\tau_\alpha \propto \Gamma_{HI}^{-1}$) ed ha come effetto osservabile una diminuzione dell'affollamento delle righe della Foresta della $\text{Ly}\alpha$. La profondità ottica della $\text{Ly}\alpha$ può essere espressa come funzione della distanza propria r dal Quasar (Becker, Bolton e Lidz 2015):

$$\tau_\alpha^{UVB+Q} = \frac{\tau_\alpha^{UVB+Q}}{1 + \Gamma_{HI}^Q(r)/\Gamma_{HI}^{UVB}} \quad (2.33)$$

dove τ_α^{UVB} è la tipica profondità ottica della Foresta della $\text{Ly}\alpha$; $\Gamma_{HI}^Q(r)$ è il tasso di fotoionizzazione del Quasar mentre Γ_{HI}^{UVB} è il tasso di fotoionizzazione dell'UVB. Se sono noti la magnitudine assoluta, il redshift e la SED del Quasar, tramite l'Equazione 2.29 è possibile calcolare $\Gamma_{HI}^Q(r)$. Misurando poi τ_α^{UVB+Q} e τ_α^{UVB} si ottiene Γ_{HI}^{UVB} . I valori ottenuti sono $\Gamma_{HI} \sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ a $2 \leq z \leq 4$ (Scott et al. 2000), diminuendo notevolmente andando a redshift maggiori: $\Gamma_{HI} \sim 0.71 - 0.17 \cdot 10^{-12}$ a $z \sim 5 - 6$ (Calverley et al. 2011). Bisogna però tener presente che il conto del tasso di fotoionizzazione mediante *proximity effect* è leggermente sovrastimato. Questo può accadere se il QSO si trova in

un ambiente più denso della media, così che le regioni con questo eccesso di ionizzazione finiscano con l'essere più piccole di quanto sarebbero state se il QSO si trovasse in un ambiente con una densità nella media.

Esiste tuttavia un altro tipo di *proximity effect* discusso da Bajtlik, Duncan e Ostriker 1988: il *transverse proximity effect*. Come detto, nelle vicinanze di un QSO ho una diminuzione delle righe della Ly α . Un osservatore, lungo la sua linea di vista, vedrebbe un affollamento della Foresta della Ly α ad eccezione delle regioni più prossime al QSO. Ma se un secondo QSO si trovasse in prossimità della linea di vista, anche questo genererà un *proximity effect* spopolando dunque di righe la Foresta della Ly α . Ciò che quindi l'osservatore osserverà sarà un depauperamento di righe nella Foresta della Ly α nelle vicinanze dei due QSO e di nuovo un affollamento in prossimità dei vari assorbitori posti lungo la linea di vista.

Esistono però alcuni casi in cui il *proximity effect* non è un metodo accurato per calcolare il fattore Γ_{HI} : uno di questi è quando il QSO subisce una magnificazione, cioè un aumento del flusso apparente, a causa del lensing gravitazionale. Il lensing gravitazionale si manifesta quando, a causa di un cospicuo addensamento di materia, la traiettoria della luce proveniente da una sorgente di sfondo può essere curvata. Un QSO altrimenti poco luminoso, potrebbe dunque essere rivelato con un flusso apparente maggiore. Sovrastimare la luminosità del QSO porterebbe a sovrastimare il tasso di fotoionizzazione relativo al QSO (Equazione 2.32). Di conseguenza, come si vede dall'Equazione 2.33, questo implicherebbe una sottostima del tasso di fotoionizzazione dell'UVB. Tale effetto è stato misurato per il QSO 1208 + 10 da Giallongo, Fontana et al. 1999.

Analisi del decremento di flusso

Un altro metodo di utilizzare la Foresta della Ly α per misurare il tasso di fotoionizzazione è quello dell'analisi del decremento di flusso, che consiste nel confrontare il livello medio del flusso nella Foresta della Ly α con uno che invece viene ottenuto tramite delle simulazioni idrodinamiche. Questa tecnica sfrutta la teoria della materia oscura fredda (CDM dall'inglese *Cold Dark Matter*). Essenzialmente queste simulazioni producono una distribuzione della profondità ottica della Ly α che, assumendo un equilibrio di fotoionizzazione, dipende dai parametri di Hubble, il tasso di fotoionizzazione e il parametro di densità barionica (Schirber e Bullock 2003):

$$\tau \propto \frac{(\Omega_b h^2)^2}{\Gamma(z)H(z)}. \quad (2.34)$$

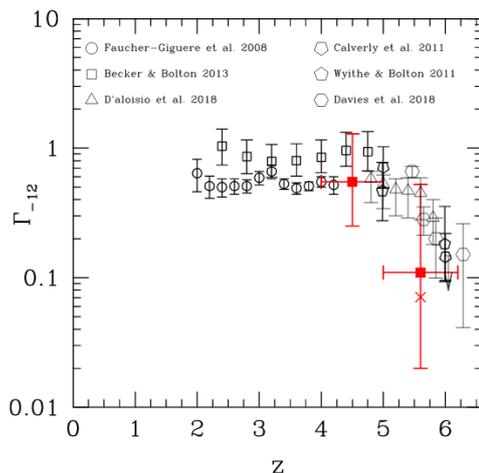


Figura 2.7: Tasso di fotoionizzazione in unità di 10^{-12} s^{-1} . I dati rossi sono i risultati ottenuti da Giallongo, Grazian, Fiore, Kodra et al. 2019. Gli altri simboli sono i risultati presenti in letteratura con cui è stato fatto il confronto. Immagine presa da Giallongo, Grazian, Fiore, Kodra et al. 2019

Variando il valore di $\Gamma_{HI}(z)$ nelle simulazioni è possibile adattare il tasso di fotoionizzazione che meglio predice il valore di profondità ottica della $\text{Ly}\alpha$ osservato (Faucher-Giguère, Lidz et al. 2008; Schirber e Bullock 2003). La Figura 2.7 mostra l'evoluzione del tasso di fotoionizzazione con il redshift. I vari simboli neri sono i risultati presenti in letteratura con cui è stato fatto il confronto. I dati rossi sono i risultati ottenuti da Giallongo, Grazian, Fiore, Kodra et al. 2019 con la seguente formula:

$$\Gamma_{-12}(z) \simeq 0.6 \frac{\epsilon_{24}(z)}{3 + |\alpha_{UV}|} \left(\frac{\lambda_{mfp}^{912}}{65 \text{ Mpc}} \right) \left(\frac{1+z}{4.5} \right)^{3-\eta} \quad (2.35)$$

dove ϵ_{24} è l'emissività ionizzante degli AGN espressa in unità di $10^{24} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ Mpc}^3$; mentre l'indice $-\eta$ descrive la decrescita del libero cammino medio dei fotoni UV in funzione del redshift delle LLSs.

Tutti questi dati sembrano comunque suggerire che, ad alti redshift, gli AGN siano le sorgenti che maggiormente contribuiscano a mantenere un alto grado di ionizzazione dell'IGM.

Capitolo 3

Sorgenti della Reionizzazione e AGN

Fino ad ora si è visto che l'EoR ha un limite inferiore pari a $z \sim 6$ derivante dall'osservazione dell'effetto Gunn-Peterson negli spettri dei QSO ad alto redshift ed un limite superiore pari a $z \sim 8.5$ derivanti dalle misurazioni della profondità ottica di Thomson nella polarizzazione della CMB. Si è dunque misurato quando, più o meno, l'EoR sia avvenuta. E' tuttavia ancora motivo di grande discussione stabilire quali sorgenti ne siano la causa. Come è stato già anticipato nei capitoli precedenti, i principali candidati sono ovviamente le stelle di Popolazione III, le galassie con intensa formazione stellare ad alto redshift (SFGs dall'inglese *star-forming galaxies*) e i Nuclei Galattici Attivi (AGN dall'inglese *Active Galactic Nuclei*).

In questo capitolo verrà affrontata la discussione di ciascun candidato soffermando poi l'attenzione su una particolare categoria: quella degli AGN, oggetto di studio in questo lavoro di tesi.

3.1 Stelle di Popolazione III

Storicamente gli astronomi categorizzano le popolazioni stellari in base alla loro metallicità: vengono definite stelle di Popolazione I (Pop I) le stelle di seconda generazione come il nostro Sole, la cui massa è composta per $\sim 1.3\%$ di metalli; mentre sono definite stelle di Popolazione II (Pop II) le stelle di prima generazione, la cui percentuale di metalli presenti è di $\sim 0.1\%$. Si ritiene che esista tuttavia una popolazione più vecchia, la Popolazione III (Pop III) costituita essenzialmente degli elementi che abbondavano nell'Universo subito dopo il Big Bang: idrogeno, elio e tracce di litio. Si ritiene che siano stelle formatesi da aloni di massa relativamente bassa, i *micro-aloni* di materia oscura ($M_h \simeq 10^6 M_\odot$) e che siano estremamente massive con una massa compresa tra

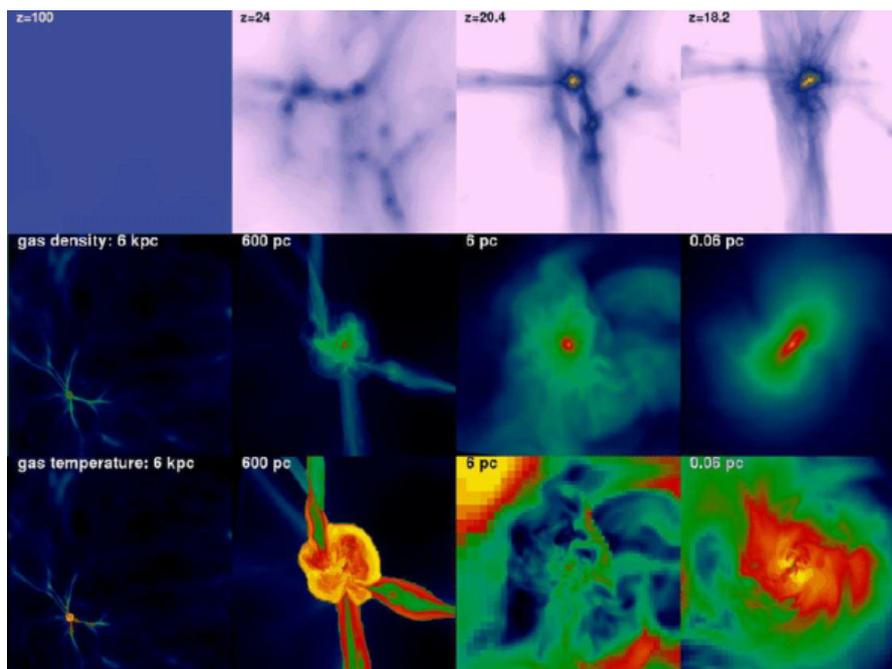


Figura 3.1: Evoluzione e collasso della nube che porta alla formazione delle stelle di Popolazione III. Le immagini sono prese da simulazioni fatte e riportate in Abel, Bryan e Norman 2002.

$M_{\star} = 30 - 300 M_{\odot}$. L'assenza di metalli nella nube primordiale il cui collasso ha originato questa popolazione di stelle diminuisce notevolmente il raffreddamento e il collasso della nube stessa, portando quindi alla formazione di stelle estremamente massicce (Bromm, Ferrara et al. 2001; Abel, Bryan e Norman 2002). Il raffreddamento dell'alone di gas è principalmente imputabile all'idrogeno molecolare (H_2) (McDowell 1961):



dove gli elettroni liberi sono rimasugli dall'Epoca della Ricombinazione (Seager, Sasselov e Scott 2000), o sono prodotti dalla ionizzazione collisionale che avviene durante la formazione delle galassie (Mac Low e Shull 1986). L'idrogeno molecolare può formarsi anche per altre reazioni (Tegmark et al. 1997):



Affinché una stella possa formarsi, la massa totale di gas presente nell'alone deve essere

inferiore ad una massa di soglia, la massa di Jeans (*instabilità di Jeans*), ove la massa di Jeans è definita come:

$$M_J \simeq 500 \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \left(\frac{n}{n_c} \right)^{-1/2} M_\odot \quad (3.3)$$

dove $T_c \sim 200$ K è la temperatura critica dovuta al fatto che la causa del raffreddamento del gas a $T \lesssim 10^3$ K sono le eccitazioni collisionali e i decadimenti radiativi delle transizioni rotazionali; mentre la $n_c \sim 10^4$ cm⁻³ è la densità critica che risulta dal bilanciamento tra i decadimenti radiativi e le diseccitazioni collisionali. Quando la Massa di Jeans supera la massa totale del gas presente nell'alone, quest'ultimo è stabile e si contrae raffreddandosi lentamente. Al contrario quando $M_J < M_{gas}$ il gas diventa instabile e collassa.

Si ritiene che le stelle di Pop III, oltre ad essere stelle estremamente massive e povere di metalli, siano stelle molto calde, quindi più efficienti di altre a reionizzare il fluido cosmico appena la radiazione esce dagli aloni. Quando ciò accade si creano regioni di HII primordiali con una metallicità più bassa rispetto a quelle attuali. Si pensa che le stelle di Pop III producano circa tre volte più fotoni ionizzanti rispetto alle stelle con una metallicità simile a quella del Sole ($Z \simeq Z_\odot$), mentre il loro rapporto del tasso di ionizzazione è pari a $\log(Q(He^+)/Q(H)) \sim -1.4$ rispetto al valore di ~ -2.06 ottenuto per stelle con $Z = 0.25Z_\odot$ (Schaerer 2003). Simulazioni idrodinamiche hanno mostrato che una stella di massa $100M_\odot$ può produrre una regione di idrogeno ionizzato attorno a sé delle dimensioni fino a 3 kpc (Kitayama et al. 2004; Alvarez, Bromm e Shapiro 2006). Si ritiene inoltre che il valore di *escape fraction* f_{esc} aumenti dal 20% per una singola stella di massa pari a $15 M_\odot$ fino a circa il 90% per una singola stella di massa $200 M_\odot$ (Alvarez, Bromm e Shapiro 2006). L'esatto valore di f_{esc} prodotto da una stella di Pop III dipende dalla massa dell'alone, dalla massa totale delle stelle prodotte in tale alone e dalla frazione di gas presente.

A causa della loro enorme massa, la vita di queste stelle di Pop III è destinata ad essere estremamente breve (tra i 3-10 Myr) per poi esplodere in quelle che vengono chiamate *Pair Instability Supernovae* (PISN). Queste avvengono quando la stella ha una massa compresa nell'intervallo $140 < M_\star/M_\odot < 260$ e l'esplosione è talmente violenta che la stella ne viene completamente distrutta (Fraleigh 1968). Questo evento emette fortemente nell'UV e questi fotoni ionizzanti riescono a penetrare maggiormente l'IGM rispetto a quelli prodotti dalla semplice attività stellare, creando regioni parzialmente ionizzate con $x_e = 0.01 - 0.02$ fino a distanze di 100 kpc (Xu et al. 2014).

Un gran numero di autori ritiene che sarà possibile rivelare la presenza di stelle di Pop III ad alto redshift quando il Telescopio Spaziale James Webb (JWST) entrerà in funzione.

Quest'ultimo sarà in grado di individuare le stelle di Pop III in galassie a $z = 8 - 10$ studiando le righe dell' $H\alpha$ e dell' $HeII$ o dai colori peculiari causati dalla presenza di forti righe nebulari di emissione ($Ly\alpha$ e $H\alpha$) e dalla totale assenza di righe metalliche (Pawlik, Milosavljević e Bromm 2011). Oltre alle righe di emissione si stima che il JWST sarà in grado di rivelare numerose PISN (Mesinger, Johnson e Haiman 2006).

3.2 Le prime Galassie

In generale si ritiene che le galassie primordiali si siano formate in grandi aloni con masse barioniche pari a $10^7 - 10^8 M_\odot$, in cui il raffreddamento del gas ad opera di transizioni atomiche (specialmente transizioni che riguardano la $Ly\alpha$) sono molto efficienti. Questi aloni sono generalmente poveri di gas ($f_{gas} \equiv M_{gas}/M_{vir} \simeq 0.05 - 0.01$) e un tasso di formazione stellare \dot{M}_\star compreso tra i $10^{-4} - 10^{-3} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Queste stelle producono $\sim 3 \cdot 10^{49}$ fotoni ionizzanti per secondo. Diversi autori ritengono infatti che siano le SFGs ad alti redshift le principali sorgenti di reionizzazione dell'Universo (Robertson, Ellis et al. 2015; Finkelstein, Ryan et al. 2015; Parsa, Dunlop e McLure 2018; Finkelstein, D'Aloisio et al. 2019).

Le due quantità fondamentali per capire quanto le SFGs abbiano contribuito all'UVB sono l'*escape fraction* e la densità del numero di galassie ad alto redshift. Finkelstein, Papovich et al. 2012; Finkelstein, Ryan et al. 2015 e Bouwens, Smit et al. 2016 hanno ricavato che, per mantenere l'Universo ionizzato a $3 \leq z \leq 7$, tutte le galassie con $M_{1500} < -13$ devono avere $f_{esc} \geq 10 - 20\%$ e la loro LF deve avere una pendenza pari a $\alpha \lesssim -2$ in modo da avere un gran numero di sorgenti deboli. Questi risultati sono stati recentemente confermati da un gran numero di osservazioni (Livermore, Finkelstein e Lotz 2017; Drake et al. 2017). I risultati ottenuti però non sembrano essere conclusivi. Emerge infatti un'inconsistenza nei risultati ottenuti per alti e bassi redshift. Per $z < 2$, Rutkowski et al. 2016 ha trovato un risultato pari a $f_{esc} < 5.6\%$ per galassie con $M_{1500} < -15$ ($L > 0.01L^*$) a $z \sim 1$ lasciando dunque supporre che il contributo delle SFGs all'IGM sia inferiore al 50%. Ad alti redshift, $z > 2$, sono invece stati misurati dei limiti superiori con un $f_{esc} < 2 - 15\%$ (Grazian, Giallongo, Gerbasi et al. 2016; Grazian, Giallongo, Paris et al. 2017; Guaita et al. 2016; Bian e Fan 2020). In Figura 3.2 sono riportati alcuni dei risultati per f_{esc} a $z \simeq 0 - 6$ da diversi autori. La Figura mostra comunque una chiara evoluzione del valore dell'*escape fraction* con il redshift.

Ad ogni modo le incertezze che si ottengono nella misurazione dei parametri fondamentali per il contributo delle SFGs all'IGM lascia supporre che queste sorgenti abbiano solo un contributo secondario.

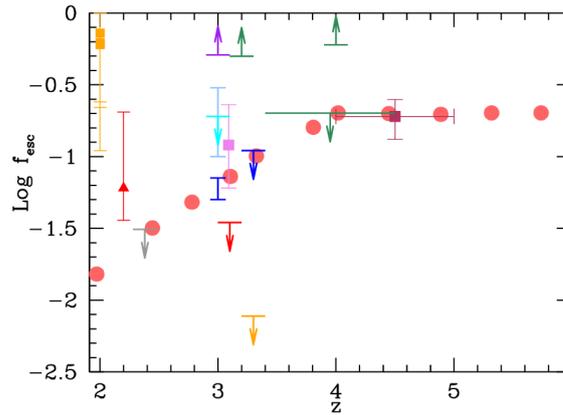


Figura 3.2: Risultati ottenuti da vari autori per l'*escape fraction* che mostrano chiaramente una certa evoluzione con il redshift. I cerchi rossi sono i risultati ottenuti da Inoue, Iwata e Deharveng 2006; il quadrato viola quelli di Nestor et al. 2011; il triangolo rosso quelli di Matthee et al. 2017; i quadrati arancioni quelli di Naidu, Oesch et al. 2017 mentre il quadrato color granata sono i dati ottenuti da Leethochawalit et al. 2016. Le frecce rivolte verso il basso indicano i limiti superiori trovati dai seguenti autori: Vasei et al. 2016 (grigia), Siana et al. 2015 (rossa), Boutsia, Grazian, Giallongo, Fontana et al. 2011 (blu), Grazian, Giallongo, Gerbasi et al. 2016 (arancione), Vanzella, Giavalisco et al. 2010 (verde), Mostardi et al. 2015 (ciano). Le frecce rivolte verso l'alto mostrano invece i limiti inferiori trovati da: Shapley et al. 2016 (viola) e Vanzella, de Barros et al. 2016; Vanzella, Nonino et al. 2018 (verde).

3.3 Nuclei Galattici Attivi (AGN)

Come detto, c'è una terza famiglia di candidati alla Reionizzazione cosmica: gli AGN. Esistono molte prove a sostegno dell'ipotesi che gli AGN abbiano contribuito in maniera importante alla ionizzazione dell'IGM durante l'EoR. Prochaska, Worseck e O'Meara 2009; Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014; Cristiani et al. 2016 hanno dimostrato che QSOs brillanti ($M_{1450} \leq -26$) a $z \geq 3$ sono efficienti produttori di fotoni ionizzanti e possono creare regioni di HI anche fino a distanze di molti Mpc. Ciò che rende equivocabile il risultato è il fatto che la loro densità numerica ad alti redshift, $z > 3$, è troppo bassa per mantenere ionizzato l'IGM (Fan, Carilli e Keating 2006; Haardt e Madau 2012). Ecco perché si ritiene che la maggior parte dei fotoni ionizzanti provenga da una popolazione di AGN poco brillanti. Surveys piuttosto profonde a $z = 3 - 5$ hanno mostrato la presenza di un numero considerevole di AGN poco brillanti ($L \lesssim L^*$) (Glikman et al. 2011; Boutsia, Grazian, Giallongo, Fiore et al. 2018). Questi risultati sono stati confermati ed estesi a $L \lesssim 0.1L^*$ da Giallongo et al. (2015, 2019). In termini dei valori di *escape fraction* sono stati trovati risultati pari a $f_{esc} \gtrsim 75 - 80\%$ (Cristiani et al. 2016; Grazian, Giallongo, Boutsia et al. 2018).

Un'altra prova che sembrerebbe favorire il contributo degli AGN piuttosto che quello delle SFGs alla reionizzazione cosmica è la reionizzazione dell'He (Madau e Haardt 2015). Nella Sottosezione 2.3.1, nelle 'equazioni della reionizzazione', si era visto il contributo di tale ionizzazione al fattore di riempimento dell'HeII, sebbene poi lo si era considerato trascurabile rispetto al contributo apportato dalla ionizzazione dell'HI. Recenti osservazioni mostrano comunque che tra $3 \leq z \leq 5$ sia avvenuta la reionizzazione dell'HeII (Worseck, Prochaska, Hennawi et al. 2016) e solo gli AGN sembrerebbero produrre fotoni energetici a sufficienza da rendere tale processo fattibile ($E > 24.6$ eV).

In questo lavoro di tesi verrà analizzato il contributo di AGN a $z \sim 4$ all'UVB. Verrà di seguito fornita una breve discussione su questi oggetti.

3.3.1 Morfologia degli AGN

Le galassie cosiddette 'normali' costituiscono la maggioranza della popolazione cosmica nell'Universo locale. Negli anni '60 venne individuata, ad elevati redshift, una nuova classe di oggetti la cui energia sembra non essere unicamente frutto di un'intensa attività stellare al loro interno. Questi oggetti sono stati chiamati Nuclei Galattici Attivi (AGN dall'inglese *Active Galactic Nuclei*).

Questi oggetti sono caratterizzati dall'aver al loro centro degli oggetti collassati di massa $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$ e tali oggetti possono solo essere dei buchi neri super massicci (SMBH dall'inglese *supermassive black hole*). Ciò spiegherebbe:

- l'energetica: la sola attività stellare non è in grado di spiegare i 10^{46} erg/s di luminosità che si osservano. Solo la conversione in radiazione dell'energia dovuta all'accrescimento di materia su un oggetto compatto può spiegarlo;
- i brevi tempi scala: questi oggetti mostrano un elevato grado di variabilità di nuovo non spiegabile dalla sola attività stellare;
- l'estrema direzionabilità dei jet radio che sono associati alla maggioranza di questi oggetti.

In breve verrà qui riportato un piccolo modello analitico per spiegare appunto tali luminosità e come queste siano unicamente spiegate dalla caduta di materiale all'interno di un SMBH. La luminosità prodotta per accrescimento (cioè per via del materiale che cade nel BH) può essere scritta:

$$L_{acc} = \eta \dot{m} c^2 \quad (3.4)$$

dove η è il coefficiente di conversione massa-energia e \dot{m} è il tasso di accrescimento di massa. E' possibile ottenere η mediante un approccio Newtoniano, considerando quindi

un elemento di gas di massa m che spiraleggia sul SMBH centrale. A questo viene associata un'energia potenziale pari a:

$$U = \frac{1}{2} \frac{GM_{BH}m}{r} \quad (3.5)$$

a cui corrisponde una luminosità:

$$L \approx \frac{dU}{dt} = \frac{1}{2} \frac{GM_{BH}\dot{m}}{r} \quad (3.6)$$

Imponendo $L \equiv L_{acc}$ si ottiene il coefficiente di conversione massa-energia:

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{GM_{BH}}{rc^2} \quad (3.7)$$

In genere, per un BH non rotante, si impone $r = 3R_S$ dove R_S è il Raggio di Schwarzschild ¹ e cioè che il gas cada nel SMBH a partire dall'ultima orbita stabile. Se cadesse da orbite inferiori e più vicine al buco nero centrale, tutta la materia verrebbe divorata in tempi scala troppo brevi. Per $r = 3R_S$, sebbene una parte di gas cada nel buco nero, una buona parte viene comunque irradiata. Assumendo un valore fisso per η può essere calcolato il tasso di crescita di massa. Per fare ciò si suppone che il gas sia composto di idrogeno ionizzato. La radiazione esercita su ciascun elettrone una forza diretta verso l'esterno:

$$F_{rad} = \frac{L\sigma_e}{4\pi r^2 c} \quad (3.9)$$

dove σ_e è la sezione d'urto di Thomson. Allo stesso tempo il gas è soggetto ad una forza di tipo gravitazionale che lo attira verso le regioni interne:

$$F_{grav} = \frac{GM_{BH}(m_e + m_p)}{r^2} \approx \frac{GM_{BH}m_p}{r^2} \quad (3.10)$$

dove m_p e m_e sono rispettivamente la massa del protone e dell'elettrone, la seconda può essere trascurata. Affinché ci sia accrescimento in massa deve essere $F_{rad} < F_{grav}$ e sostituendo si ottiene un limite sulla luminosità:

$$L \leq L_{Edd} = \frac{4\pi G m_p c}{\sigma_e} M_{BH} \approx 1.3 \cdot 10^{38} \left(\frac{M_{BH}}{M_\odot} \right) \text{erg s}^{-1} \quad (3.11)$$

¹E' il raggio a cui la velocità di fuga dell'oggetto collassato coincide con la velocità della luce. In formule:

$$R_S = 2 \frac{GM}{c^2} \quad (3.8)$$

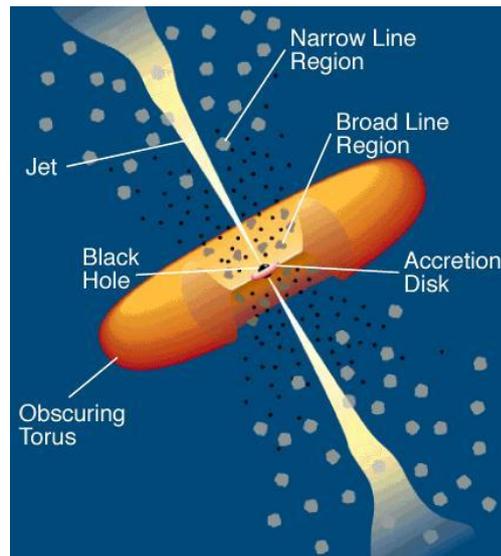


Figura 3.3: Rappresentazione schematica della struttura di un AGN proposta nel modello di Urry e Padovani 1995.

dove L_{Edd} è la Luminosità di Eddington definita come la luminosità massima oltre la quale un sistema viene disintegrato a causa della pressione di radiazione. Inponendo infine che il BH può accrescere in massa fino a raggiungere L_{Edd} si ottiene:

$$\dot{M}_{crit} = \frac{L_{Edd}}{\eta c^2} \quad (3.12)$$

Quest'ultima equazione fornisce dunque il massimo valore di accrescimento che un BH può raggiungere. Va detto che, in tutta questa trattazione, per il calcolo del parametro η si considera un buco nero altamente rotante. L'efficienza di conversione della massa in energia raggiunge il 42% nel caso in cui il BH sia massimamente rotante.

Un modello che spiegasse la struttura degli AGN venne proposto da Urry e Padovani 1995. In Figura 3.3 è mostrata una rappresentazione di ciascuna componente che costituisce un AGN secondo tale modello:

- *Buco Nero Supermassiccio* (SMBH): al centro di ciascun AGN è posto un SMBH con massa $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$ e molto probabilmente rotante;
- *Disco di Accrescimento*: attorno al SMBH centrale (a $\sim 10^{-3}$ pc) si trova un disco di materia avente un certo valore di momento angolare;
- *Toro oscuro*: è un disco geometricamente e otticamente spesso di polveri che si trova a diversi pc dal SMBH centrale, delle dimensioni che vanno da 0.1-10 pc. Questo

toro di polveri intercetta la maggior parte della radiazione prodotta dal disco di accrescimento e la riemette nell'IR diventando quindi la componente responsabile della maggior parte della radiazione IR degli AGN;

- *Corona Calda*: è una corona di plasma ad altissime temperature al di sopra e al di sotto del disco di accrescimento;
- *Broad Line Region* (BLR): è una regione di piccole nubi a $\sim 0.3 - 4$ pc dal SMBH che si muove rapidamente ($\sim 3000 - 20.000$ km/s). Queste regioni riemettono $\sim 10\%$ della radiazione proveniente dal disco e formano delle righe di emissione che vengono poi allargate per effetto Doppler a causa delle alte velocità;
- *Narrow Line Region* (NLR): è una regione che si trova piuttosto lontana dal SMBH (>100 pc). Si muove meno rapidamente con velocità di $\sim 100 - 500$ km/s ed è caratterizzata da righe strette nello spettro;
- *Getti*: $\sim 10\%$ degli AGN è in grado espellere il plasma in due direzioni opposte. Il materiale presente in questi getti si muove a velocità relativistiche.

3.3.2 La Distribuzione Spettrale di Energia (SED) degli AGN

La Figura 3.4 mostra la Distribuzione Spettrale di Energia (SED) degli AGN in funzione della frequenza evidenziando il contributo che ciascuna componente apporta.

Per la maggior parte degli AGN radio-brillanti la componente a basse frequenze (curva gialla) è frutto di un'emissione non termica probabilmente dovuta ad un'emissione di sincrotrone di particelle relativistiche che si muovono in un campo magnetico. La SED di entrambe le classi di AGN è poi piuttosto simile e può essere riconducibile alla convoluzione del contributo di ciascuna componente di cui si è discusso nella Sottosezione precedente. Il disco di accrescimento (curva blu) è composto di un gas che si trova in genere ad una temperatura tra i $10^4 - 10^5$ K. La viscosità interna che si genera tra il gas in movimento causa il picco di emissione termica che si osserva nella regione dell'ottico/UV dello spettro. Questo picco è chiamato *big blue bump*. I fotoni UV prodotti dal disco di accrescimento possono attraversare la corona calda che lo circonda e produrre uno scattering di Compton Inverso (IC) con gli elettroni altamente energetici del plasma di cui è composta la corona (curva color ciano). In questo modo è spiegata la forte emissione di raggi X della corona calda. Una piccola parte dei fotoni X emessi viene riflessa di nuovo nel disco di accrescimento sottostante in cui può nuovamente essere processata. Questo processo viene chiamato 'riflessione compton' (curva verde). Un altro meccanismo di

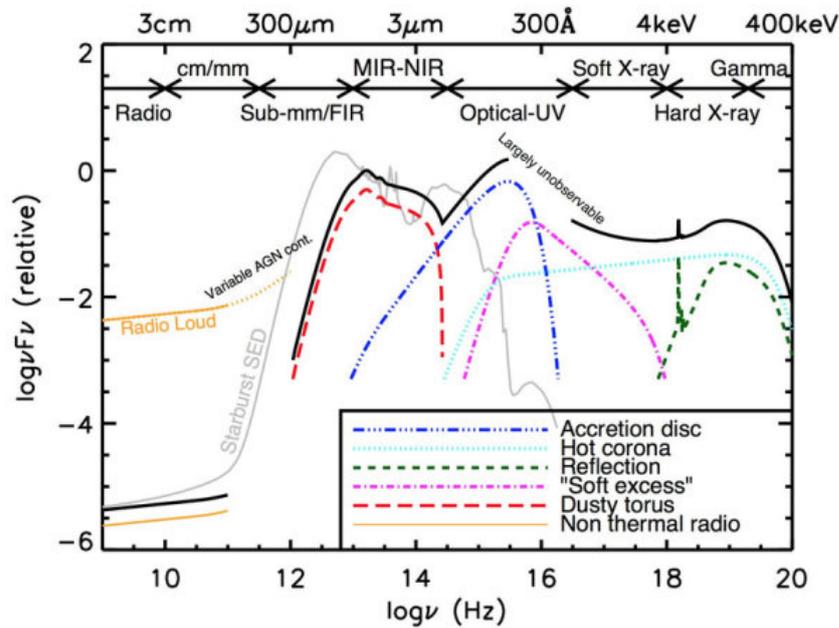


Figura 3.4: Rappresentazione schematica della SED degli AGN. La curva nera indica la SED totale ottenuta sommando i contributi di ciascuna componente di cui l'AGN è costituito (curve colorate).

riscaldamento ed emissione di raggi X è la ricombinazione del campo magnetico che converte l'energia magnetica in energia di particelle termiche. La curva rossa è il contributo del toro di polveri. I fotoni UV emessi dal buco nero centrale attraversano questa regione e vengono assorbiti e poi riemessi nella banda infrarossa dalle polveri presenti.

3.3.3 Il Modello Unificato

Generalmente gli AGN vengono suddivisi in due grandi categorie: gli AGN radio-quieti che comprendono i QSOs ottici e le galassie di Seyfert e gli AGN radio-brillanti che comprendono le radiogalassie, radio-Quasars e i Blazar. Questi ultimi sono caratterizzati dalla presenza di due radio-lobi, collegati a loro volta da getti. Osservazioni in banda ottica/UV mostrano un altro tipo di classificazione (Urry e Padovani 1995):

- AGN di Tipo I: questa classe di AGN mostra sia righe strette che allargate nel proprio spettro (tale allargamento corrisponde ad una velocità di ~ 40.000 km/s). Per gli AGN radio-quieti a questa classe appartengono le galassie di Seyfert 1 e QSOs luminosi; per gli AGN radio-brillanti la distinzione è basata sulla forma del continuo della loro emissione radio. Supponendo che la loro emissione radio sia descritta da una legge di potenza del tipo $F_\nu \propto \nu^\alpha$, se $\alpha > -0.5$ l'AGN è chiamato

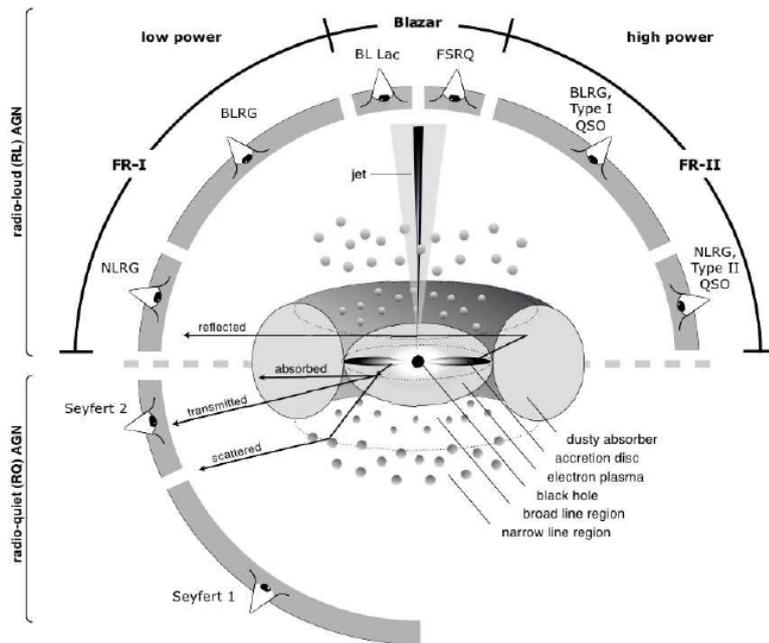


Figura 3.5: Rappresentazione grafica del Modello Unificato in cui, a seconda della linea di vista, l'osservatore vede una porzione diversa della stessa sorgente che appare quindi con proprietà diverse.

Flat-Spectrum Radio Quasar (FSRQ), in caso in cui invece $\alpha < -0.5$ si chiamano *Steep-Spectrum Radio Quasar* (SSRQ);

- AGN di Tipo II: questa classe di AGN mostra solo righe di emissione strette, a cui corrispondono velocità del gas di ~ 1000 km/s. Degli AGN radio-quieti a questa classe appartengono le galassie di Seyfert 2 e galassie NELGs (*Narrow-Emission-Line Galaxies*). Degli AGN radio-brillanti invece ne fanno parte le galassie Fanaroff-Riley di tipo I (FRI), cioè radio galassie con deboli getti radio la cui intensità decresce con l'aumento della distanza dal nucleo; e le galassie Fanaroff-Riley di tipo II, cioè radio galassie con getti radio molto brillanti e che presentano un *hot-spot* alla fine;
- AGN di Tipo 0: a questa classe appartiene un piccolo numero di AGN con caratteristiche spettrali molto inusuali. Questa classe include gli oggetti BL Lacertae (BL Lac), cioè AGN radio-brillanti che mostrano forti righe in assorbimento e emissione (con $EW_\lambda < 5 \text{ \AA}$). A questa categoria fanno parte anche i BLAZAR.

La prima ipotesi che tutte queste classi di oggetti fossero invece le stesse 'facce' dello stesso oggetto osservato solo da diversi angoli venne quando lo spettro di un AGN di Tipo

Il fu osservato in luce polarizzata. Ciò che si osservò in banda ottica, fu una diminuzione dell'intensità del continuo (si perdono $\sim 90\%$ dei fotoni) e nello spettro restano solo righe di emissione molto allargate, proprio come quelle che si osservano negli AGN di Tipo I. Il Modello Unificato, proposto da Urry e Padovani 1995, riesce a spiegare la grande varietà di AGN e le loro differenti proprietà riconducendole tutte allo stesso oggetto, la differenza osservativa è legata alla differente orientazione del toro di polvere rispetto alla linea di vista dell'osservatore. In base a ciò negli AGN di Tipo I la struttura toroidale è vista da un osservatore esterno in direzione polare e quindi la linea di vista non intercetta il toro di polveri; gli AGN di Tipo II, invece, intercettano tale toro lungo la linea di vista, il quale oscura l'emissione UV e le righe allargate prodotte dalla regione nucleare interna. La Figura 3.5 mostra una rappresentazione visiva del Modello Unificato in cui, a ciascuna linea di vista, viene associato l'oggetto osservato con le sue diverse proprietà.

3.3.4 L'ipotesi della Grande Unificazione

Dalle più recenti osservazioni fatte con il Telescopio Spaziale Hubble (HST dall'inglese *Hubble Space Telescope*) è risultato evidente che tutte le galassie di una certa entità ospitano un BH al loro centro, ma, nella maggior parte, tale oggetto è inattivo. La domanda è dunque capire se c'è differenza o meno tra le galassie normali e quelle attive, o se in realtà sono l'una l'evoluzione dell'altra. Un altro quesito è capire perché, sebbene dal punto di vista ottico siano simili, si osservano più AGN radio-quieti che non radio-brillanti (se ne osserva una percentuale pari a $\lesssim 10\%$). Su questo pensiero si basa l'ipotesi della 'Grande Unificazione' (Urry 2003), di cui verrà data in seguito una breve e rapida spiegazione.

Prima di tutto bisogna capire da dove ha origine l'attività nucleare interna delle galassie attive. Lo studio delle regioni interne di questi oggetti è complicato dalla presenza di dense polveri, ma una possibile interpretazione sembra essere legata al fenomeno del *merging tra galassie*. La collisione deve avvenire tra galassie con un'alta percentuale di gas interstellare come le galassie a spirale. In queste galassie l'equilibrio è mantenuto dal moto di rotazione. Durante lo scontro si ha una perturbazione del moto rotazionale della galassia che quindi non è più in grado di sostenere il gas che precipita nelle regioni più interne. Per la conservazione del momento angolare questo gas produce un toro di polveri e un disco di accrescimento che fornirà di plasma il BH trasformando così l'energia gravitazionale in energia fotonica 'accendendo' il BH. Nel momento in cui si accende l'attività nucleare questa comincia a produrre, su tempi scala molto brevi, un'enorme quantità di energia sia sottoforma di energia meccanica (gas in espansione) sia sottoforma

di energia fotonica e di particelle. Si innesca in questo modo un processo di *feedback* in cui l'oggetto viene si acceso da questo flusso in caduta di gas, ma al tempo stesso l'oggetto centrale espelle un flusso di particelle che va ad arricchire di nuovo l'ISM. Inizia la fase di AGN radio-quieto in cui il QSO è brillante in banda ottica. Durante questa fase il disco di accrescimento trasforma l'energia rotazionale in energia fotonica e $\sim 50\%$ dell'energia gravitazionale va ad accrescere l'energia rotazionale del BH. Ad un certo punto, il QSO è troppo luminoso con una pressione di radiazione troppo elevata che blocca completamente il flusso di accrescimento. In questa fase il disco di accrescimento si spegne. L'oggetto è adesso privo di ISM attorno alle regioni centrali in cui c'è ora un BH altamente rotante. Questo oggetto è responsabile della generazione di getti radio che alimentano i radio-volumi estesi. Questa è la fase di AGN radio-brillante (Peterson e Wilkes 2000).

3.3.5 Assorbitori Associati e *Intervening*

Talvolta, la radiazione UV emessa dagli AGN luminosi ($L \sim 10^{45} - 10^{46}$ erg/s) ad alto redshift può essere assorbita da un qualche assorbitore posto tra l'osservatore e l'AGN stesso. Ciò produce diverse righe di assorbimento negli spettri di questi oggetti. Queste righe sono principalmente causate da gas diffuso presente nell'IGM che contiene la maggior parte della componente barionica dell'Universo e che, per $z < 6$, lo si trova raggruppato in sistemi, più o meno estesi, che fungono appunto da assorbitori. Analizzare le righe di assorbimento negli spettri dei QSOs ad alto redshift causate da questi assorbitori permette di separarli in due categorie a seconda velocità osservata v_{obs} che si ricava dai rispettivi profili spettrali. In particolare, nella distribuzione degli assorbitori è stato osservato un eccesso statistico a ~ 5000 km/s a z_{em} (Foltz et al. 1986). Questa velocità è stata dunque presa come valore di soglia per distinguere gli assorbitori in Associati (righe di assorbimento con una $v_{obs} < 5000$ km/s) e *Intervening* (righe di assorbimento con una $v_{obs} > 5000$ km/s).

Gli Assorbitori Associati sono principalmente composti da gas e si trovano nelle immediate vicinanze del SMBH centrale. Il loro studio è intrinsecamente legato ai flussi di gas in uscita dalle regioni centrali (in inglese *outflows*) e permette anche di identificare nel dettaglio il meccanismo di *feedback* in cui è coinvolto il QSO (Schaye et al. 2015; Silk e Rees 1998). A seconda della velocità misurata a partire dalla larghezza delle loro righe, gli Assorbitori Associati si dividono a loro volta in due classi:

1. *Righe di Assorbimento Allargate* (BALs dall'inglese *Broad Absorption Lines*): sono associate a *outflow* con tipiche velocità dell'ordine di 20.000-30.000 km/s;

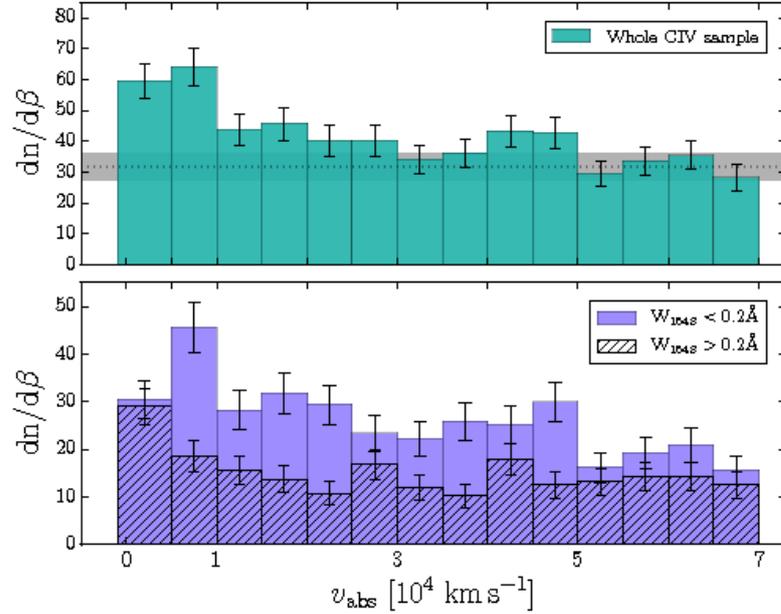


Figura 3.6: Distribuzione delle velocità della riga del Carbonio ionizzato tre volte (CIV) delle NALs. Il pannello superiore mostra la distribuzione dell'intero campione. La riga orizzontale puntinata indica il valor medio ottenuto in intervalli di 5000 km/s, mentre l'area ombreggiata rappresenta l'incertezza entro 1σ . Il pannello inferiore mostra la distribuzione evidenziando le righe deboli (porzione ombreggiata dell'istogramma) da quelle forti (porzione dell'istogramma con righe oblique nere). Immagine presa da Perrotta, D'Odorico, Prochaska et al. 2016.

2. *Righe di Assorbimento Strette* (NALs dall'inglese *Narrow Absorption Lines*): sono invece associate a velocità inferiori di ~ 300 km/s o addirittura meno.

Si ipotizza inoltre che le BALs siano associate alle nubi di gas della BLR, mentre le NALs siano associate a quelle della NLR.

Recentemente è stato misurato un eccesso significativo di NALs con velocità osservate pari a $v_{\text{obs}} \sim 10.000$ km/s, che è un valore ben superiore a quello di soglia prima citato di $v_{\text{obs}} \sim 5000$ km/s (Perrotta, D'Odorico, Prochaska et al. 2016). La Figura 3.6 mostra i risultati ottenuti da Perrotta, D'Odorico, Prochaska et al. 2016 in cui è stata utilizzata la riga del Carbonio ionizzato tre volte (CIV). Il pannello superiore mostra la densità numerica delle righe di CIV presenti nelle NALs per unità di intervallo di velocità in funzione della separazione di velocità rispetto al QSO. Il pannello inferiore, invece, mostra la stessa distribuzione evidenziando le righe deboli con $EW < 0.2 \text{ \AA}$ (porzione ombreggiata dell'istogramma) da quelle forti con $EW > 0.2 \text{ \AA}$ (porzione dell'istogramma con righe oblique nere). In entrambi i pannelli viene evidenziato un eccesso di righe CIV

entro 10.000 km/s dal redshift di emissione del QSO, lasciando supporre quindi un nuovo valore di soglia. In Perrotta, D'Odorico, Prochaska et al. 2016 e in Perrotta, D'Odorico, Hamann et al. 2018 viene evidenziato che anche la riga dell'Azoto ionizzato quattro volte (NV) è uno strumento estremamente efficace per studiare gli effetti sull'IGM a causa della ionizzazione dei QSO.

Gli Assorbitori *Intervening* sono invece assorbitori che si trovano nelle vicinanze del QSO quindi nell'IGM. Per questi tipi di Assorbitori una misura della velocità o del redshift significa misurare direttamente la distanza fisica di questo oggetto.

Dal prossimo capitolo verrà fornita un'attenta analisi degli spettri del campione di QSO che sono stati analizzati in questo lavoro di tesi mediante i quali si è stimato il contributo di queste sorgenti all'UVB a $z \sim 4$.

Capitolo 4

Descrizione e analisi del campione di QUASAR

In questo capitolo viene presentata un'accurata descrizione di un campione di 100 AGN presi dalla XQ-100 Legacy Survey con un redshift compreso tra $3.5 \leq z \leq 4.5$ (López et al. 2016). Si tratta di AGN estremamente brillanti ($M_{1450} < -27$) e di Tipo I. Da qui in poi questi oggetti verranno chiamati Quasars (*Quasi-stellar object*).

Per ciascun QSO è stato visualizzato lo spettro (soffermandosi principalmente nell'intervallo spettrale dell'ultravioletto) e da questo sono stati calcolati i parametri fondamentali necessari per l'analisi statistica effettuata per stimare il reale contributo di fotoni ionizzanti di queste sorgenti all'IGM. Questi parametri fisici sono: indice di pendenza spettrale, decremento di flusso, *escape fraction*, libero cammino medio e *free ionization path*.

4.1 Il campione di QSO

In questo lavoro di tesi è stato analizzato un campione di 100 spettri di QSO con un redshift compreso tra $3.5 \leq z \leq 4.5$, con estensione spettrale che va dai 3150 ai 25.000 Å e un potere risolutivo ($R = \lambda/\Delta\lambda$) compreso tra $4000 \leq R \leq 7000$.

XQ-100 Legacy Survey è la più profonda survey per studiare QSO ad alto redshift con una copertura spettrale anche nell'UV e nell'ottico/IR permettendo quindi numerose ricerche che spaziano dalla cosmologia, all'evoluzione di galassie e agli AGN.

Si è scelto di operare in quel preciso intervallo di redshift per diverse ragioni. Prima di tutto perché a questi redshift la trasmissione dell'IGM è ancora piuttosto alta ($\sim 30\%$) se confrontata con l'opacità misurata a $z \geq 6$ (Fan, Strauss et al. 2006); in secondo luogo per la ricerca di righe di assorbimento, ad esempio con $z \leq 4.5$ si evita un eccessivo

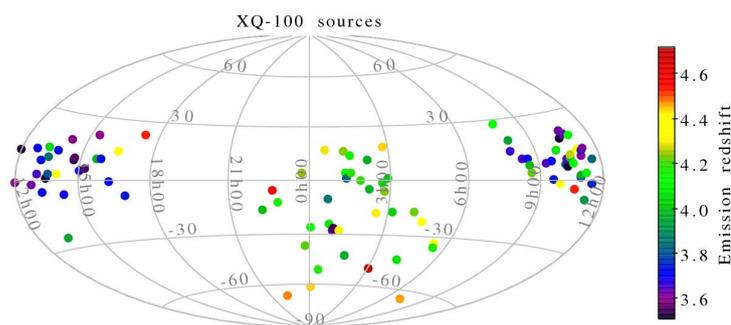


Figura 4.1: Distribuzione in cielo delle sorgenti XQ-100. La scala dei colori indica il redshift. Immagine presa da López et al. 2016

affollamento della Foresta della Ly α (López et al. 2016).

I target della XQ-100 sono stati inizialmente selezionati dal NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) e dal database della Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 (SDSS DR7). Sono stati esclusi oggetti con righe di assorbimento molto larghe e con un possibile effetto di selezione del colore. Figura 4.1 mostra la distribuzione in cielo delle sorgenti XQ-100. La scala di colori descrive la distribuzione del redshift di ciascuna di esse.

4.1.1 Osservazioni spettroscopiche

Le osservazioni sono state condotte in *service mode*¹ tra l'Aprile del 2012 e il Marzo del 2014 con lo spettrografo XSHOOTER installato sull'unità 2 del *Very Large Telescope* (VLT). Lo strumento XSHOOTER fornisce una completa copertura spettrale dal taglio atmosferico nell'UV a $\sim 3150 \text{ \AA}$ fino al vicino infrarosso (NIR: dall'inglese *Near InfraRed*) a $\sim 2500 \text{ \AA}$. Per poter ottenere un'alta efficienza e risoluzione spettrale pur operando in un intervallo spettrale così ampio, lo strumento è fornito di tre spettrografi separati: uno per la banda UV, uno per la banda visibile (VIS) ed infine uno per la banda IR. Sempre per avere un rapporto segnale rumore (SNR) che fosse il più omogeneo possibile, il tempo di esposizione è stato fatto variare per ciascuno dei tre spettrografi. In Tabella 4.1 sono riportate le caratteristiche strumentali per ciascun intervallo spettrale.

Durante le osservazioni 53 sorgenti aventi $z > 4$ sono state osservate utilizzando un filtro che bloccasse la banda-K in modo da ridurre il segnale del fondo cielo; per le restanti 47 sorgenti ($z < 4$) non è stato necessario utilizzare questo filtro in modo tale da includere nello spettro eventuali righe di emissione che cadono nell'IR. Dunque 47 target sono

¹Metodo per ottimizzare il tempo di utilizzo del telescopio destinandolo ad un gran numero di progetti con requisiti diversi, condotto da un gruppo di osservatori dell'ESO.

Tabella 4.1: Caratteristiche strumentali del campione XQ-100

Arm	λ range [Å]	Apertura slit (")	Potere Risolutivo $\lambda/\Delta\lambda$	T_{exp} [s]
UVB	3150-5600	1.0	4350	880
VIS	5400-10.200	0.9	7450	830
NIR	10.000-24.800*	0.9	5300	900

* 10.000-18.000 Å quando viene usato il filtro in banda-K.

forniti di un file aggiuntivo denominato NIR_NOD. Per queste sorgenti la sottrazione del cielo è avvenuta in *nodding mode* in cui l'oggetto osservato viene centrato in due diverse posizioni lungo la fenditura e il cielo viene rimosso sottraendo un fotogramma dall'altro in modo da ottenerne due nuovi. Poi da questi si prosegue in maniera iterativa spostando di una piccola quantità δ la seconda fenditura (Goldoni et al. 2006). Per quanto riguarda gli spettri nel VIS e nel NIR, questi sono stati opportunamente corretti per assorbimento tellurico come descritto da López et al. 2016.

Ciascun target è dunque fornito di:

- uno spettro unidimensionale ridotto nell'UVB;
- uno spettro unidimensionale ridotto nel VIS;
- uno spettro unidimensionale ridotto in *stare mode*² nel NIR;
- uno spettro unidimensionale ridotto in *nodding mode* nel NIR nel caso in cui $z < 4$;
- uno spettro completo, opportunamente riscalato in modo da unire i flussi dei vari rami spettrali misurati singolarmente.

I dati sono stati archiviati in file FITS³. Per visualizzare le sorgenti è dunque necessario convertire questi dati contenuti nel formato FITS in un'immagine. Per ciascun file sono state estratte dal HDU (Header Data Unit) le seguenti informazioni:

- WAVE: lunghezza d'onda [nm];
- FLUX: densità di flusso [$\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{nm}^{-1}$];
- ERR_FLUX: errore associato alla densità di flusso [$\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{nm}^{-1}$];

²Il target viene osservato con posizione fissa nella fenditura e il cielo è stimato direttamente dagli stessi fotogrammi dell'oggetto. E' la procedura standard che viene eseguita per le osservazioni in ottico.

³I file *Flexible Image Transport System* sono un formato standard di dati digitali usati per memorizzare sia immagini che tabelle di dati allo stesso tempo.

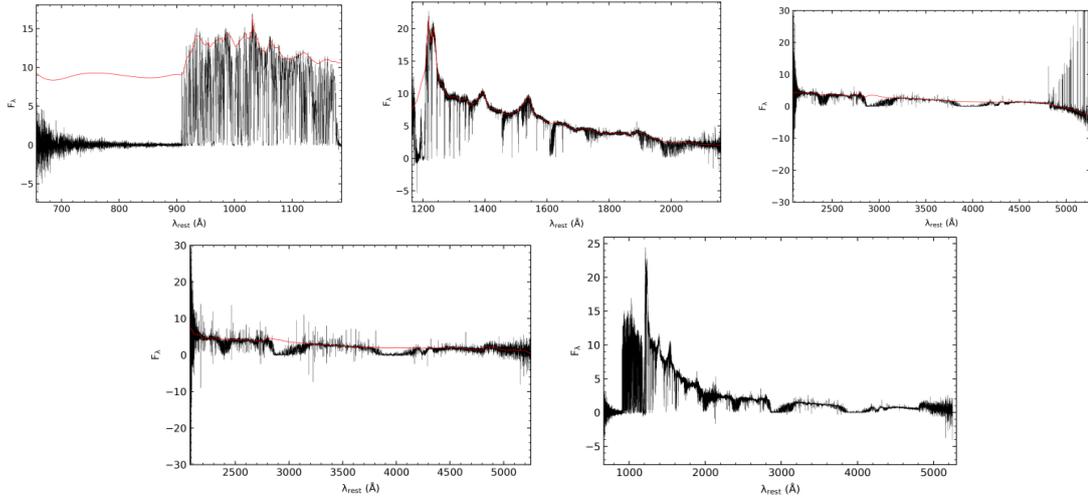


Figura 4.2: Immagini dei quattro spettri nei rispettivi intervalli spettrali più lo spettro riscaldato totale del QSO $J1552 + 1005$ a $z = 3.722$. Nel pannello superiore, a partire da sinistra verso destra, troviamo lo spettro nell'UVB, nel VIS e nel NIR. Nel pannello sottostante, troviamo a sinistra lo spettro NIR_NOD ed infine lo spettro totale riscaldato. Si noti comunque la leggera differenza tra i due spettri NIR e NIR_NOD per $\lambda > 4800 \text{ \AA}$. La linea rossa indica il continuo ottenuto mediante spline cubica. Tutti e cinque gli spettri sono stati riportati nel sistema di riferimento del QSO.

In Figura 4.2 è mostrato lo spettro ottenuto per il QSO $J1552 + 1005$ a $z = 3.722$ per ciascun intervallo spettrale più quello totale riscaldato. Per ciascun plot si è portata la lunghezza d'onda in rest-frame e il flusso è espresso in unità di $[10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}]$. E' stato effettuato un primo rapido esame per visualizzare eventuali problemi che possono essere avvenuti o durante la fase di osservazione o durante quella di calibrazione. E' stato riscontrato un particolare problema con la sorgente $J0937 + 0828$ a $z = 3.704$. Come si può vedere in Figura 4.3, nel pannello di sinistra viene mostrato il grafico del flusso in funzione della lunghezza d'onda in banda UVB. E' evidente che dei valori estremamente negativi del flusso a $\sim 1100 \text{ \AA}$ appiattiscono il grafico rendendo impossibile visualizzare correttamente lo spettro. Sono stati dunque posti a zero tutti quei valori per cui $F_\lambda \leq -3 \times 10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$. Questi pixel esclusi non saranno usati per l'analisi descritta in seguito. Nel pannello di destra si può osservare il risultato finale ottenuto.

Dopo aver visionato uno ad uno lo spettro di ciascuna sorgente, i dati sono pronti per essere analizzati, mediante codici scritti in Python, in modo da ottenere i parametri fondamentali che serviranno per l'analisi statistica dei QSO del campione e del loro contributo di fotoni ionizzanti all'IGM che è lo scopo di questa tesi.

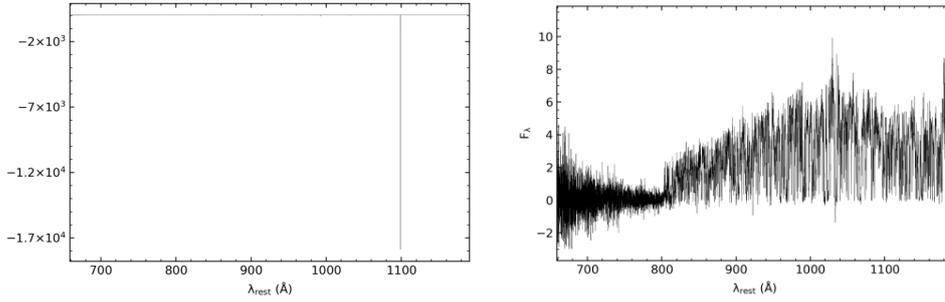


Figura 4.3: Spettro UVB del QSO *J0937+0828* a $z = 3.704$. Nel pannello a sinistra è mostrato il grafico del flusso in funzione della lunghezza d’onda iniziale. Nel pannello di destra si vede invece il grafico del flusso dopo aver messo a zero i valori per cui $F_\lambda \leq -3 \times 10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$.

4.2 Metodi per il calcolo dei parametri fisici dei QSO

In questa sezione verranno presentati i metodi utilizzati per calcolare, per ciascuna sorgente, l’indice di pendenza spettrale, il decremento del flusso, il *Lyman Continuum escape fraction*, il libero cammino medio e il *free ionization path*.

Per il calcolo di ciascun parametro sono stati utilizzati i file FITS che contengono l’immagine riscalata dello spettro (RESCALE) che, come detto, è il risultato dell’unione dei singoli spettri ottenuti nell’UVB. VIS e NIR.

4.2.1 Calcolo della pendenza spettrale e decremento di flusso

Per poter stimare la frazione di fotoni ionizzanti prodotti dai QSO è necessario calcolare l’indice di pendenza spettrale per ciascuno spettro. Ciò è stato fatto fittando la regione più rossa (da qui in poi chiamata red-ward) della riga $\text{Ly}\alpha$ ($\lambda_{rest} = 1216 \text{ \AA}$) con una legge di potenza $F_\lambda = F_0 \lambda^{-\alpha_\lambda}$ e poi estrapolandola nella parte blu dello spettro.

Affinché il calcolo dell’indice di pendenza spettrale fosse il più accurato possibile, e per evitare le regioni dello spettro maggiormente affette da righe di emissione, sono state utilizzate cinque finestre spettrali prive di righe di emissione (Cristiani et al. 2016). In Tabella 4.2 sono state riportate le cinque finestre spettrali usate.

Sono stati dunque scritti dei codici Python ⁴ per ottenere i risultati desiderati. Come prima cosa è stato effettuato un processo iterativo di sigma-clipping ⁵ in modo da elimi-

⁴I codici sono gli stessi che sono stati usati da Romano et al. 2019 per l’analisi di un campione di QSO della Sloan Digital Sky Survey (SDSS) e adattati agli spettri XQ-100.

⁵Tecnica utilizzata per eliminare eventuali outliers che potrebbero contaminare i dati. Viene impostata una certa soglia oltre la quale il valore viene dichiarato anomalo e quindi escluso dall’analisi.

Tabella 4.2: Finestre spettrali libere da righe di emissione usate per fittare la pendenza spettrale nella regione a lunghezze d'onda maggiori della Ly α (Cristiani et al. 2016)

Finestra	λ_{rest}^{start} [Å]	λ_{rest}^{end} [Å]
1	1284	1291
2	1322	1329
3	1440	1465
4	1690	1700
5	1990	2020

nare tutti i picchi rumorosi osservati nel segnale. In ciascuna delle cinque finestre è stata applicata la seguente procedura:

1. Vengono calcolati i valori medi per il flusso, lunghezza d'onda e errore associato al flusso (\bar{f}_{wind}) e le relative deviazioni standard σ associate;
2. Vengono calcolati i residui di ogni valore i -esimo: $r_i = f_{\lambda,i} - \bar{f}_{wind}$;
3. Fissato il σ factor pari a 2, se $|r_i| \geq 2\sigma$ lo i -esimo valore del flusso e della lunghezza d'onda vengono scartati;
4. I passaggi dall'1 al 3 vengono iterati finché tutti i dati nelle finestre non sono minori o uguali a $N\sigma$;
5. I valori medi di flusso e lunghezza d'onda dei dati rimanenti vengono salvati in un nuovo array;
6. Questi valori sono quelli che vengono usati per fittare lo spettro nelle cinque finestre in modo da ottenere la pendenza spettrale della sorgente.

Il codice fornisce come risultato finale il valore di α_λ e il relativo errore associato. Da questo valore è possibile ottenere l'indice di pendenza spettrale in termini di frequenza: $\alpha_\nu = \alpha_\lambda - 2$ (avendo definito $F_\nu = \nu^{\alpha_\nu}$).

Infine estrapolando la legge di potenza nella regione più blu (blue-ward con $\lambda_{rest} < 1216$ Å) della Ly α è stato possibile ricavare due altri parametri fondamentali: i decrementi di flusso D_A e D_B . Come detto nella Sottosezione 2.1.1, questi parametri permettono di misurare il decremento di flusso nel continuo di uno spettro causato dalle righe di assorbimento della Ly α e della Ly β . In particolare D_A indica il decremento di flusso medio nella regione tra la Ly α ($\lambda_{rest} = 1216$ Å) e la Ly β ($\lambda_{rest} = 1026$ Å); mentre D_B è misurato nella regione tra la Ly β e il Limite di Lyman ($\lambda_{rest} = 912$ Å). Applicando

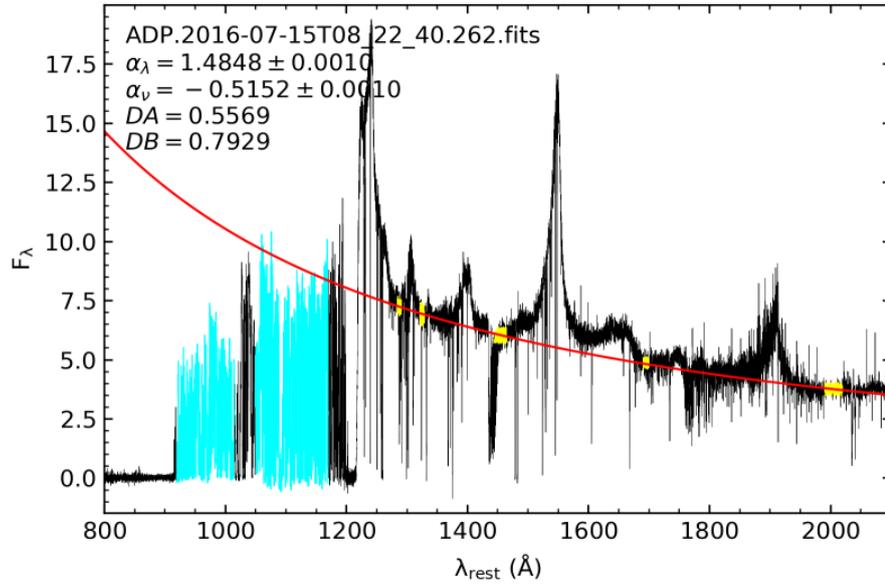


Figura 4.4: Pendenza spettrale e decremento di flusso per il QSO $J0034 + 1639$ a $z = 4.292$. La linea rossa rappresenta il fit della pendenza spettrale; le cinque regioni gialle sono invece le cinque regioni spettrali prive di righe di emissione; mentre le regioni azzurre rappresentano le due regioni spettrali in cui i parametri D_A e D_B sono stati calcolati.

l'Equazione 2.1 (Sottosezione 2.1.1), in cui f_{int} è il flusso intrinseco ottenuto dal fit (in questo caso questo sarà l' i -esimo valore del flusso ottenuto dal fit), si ottengono dunque i valori per D_A e D_B .

In Figura 4.4 è mostrato un esempio del risultato ottenuto per il QSO $J0034 + 1639$ a $z = 4.292$. La linea rossa rappresenta il fit della pendenza spettrale; le regioni gialle indicano le cinque finestre spettrali prive di righe di emissione (Tabella 4.2); mentre le regioni azzurre rappresentano le due regioni spettrali in cui sono stati calcolati i D_A e D_B . Una prima procedura automatizzata ha fornito un'immagine simile per ciascuna sorgente. E' stato poi fatto un controllo di ciascuno spettro che ha rivelato che in alcuni casi, alcuni più estremi di altri, una o più delle cinque finestre fossero contaminate da assorbimento. E' stato dunque opportuno omettere, ove servisse, la finestra spettrale problematica in modo da ottenere un risultato di indice di pendenza spettrale più accurato. In Figura 4.5 sono riportati alcuni esempi di questi casi. La linea rossa rappresenta la pendenza spettrale calcolata utilizzando tutte e cinque le finestre senza righe di emissione, mentre la linea verde indica la stessa ma calcolata con l'omissione della finestra spettrale problematica. La regione gialla indica la finestra che è stata esclusa, mentre quelle blu sono quelle che sono state mantenute per il calcolo. Nel pannello in alto a sinistra viene mostrato

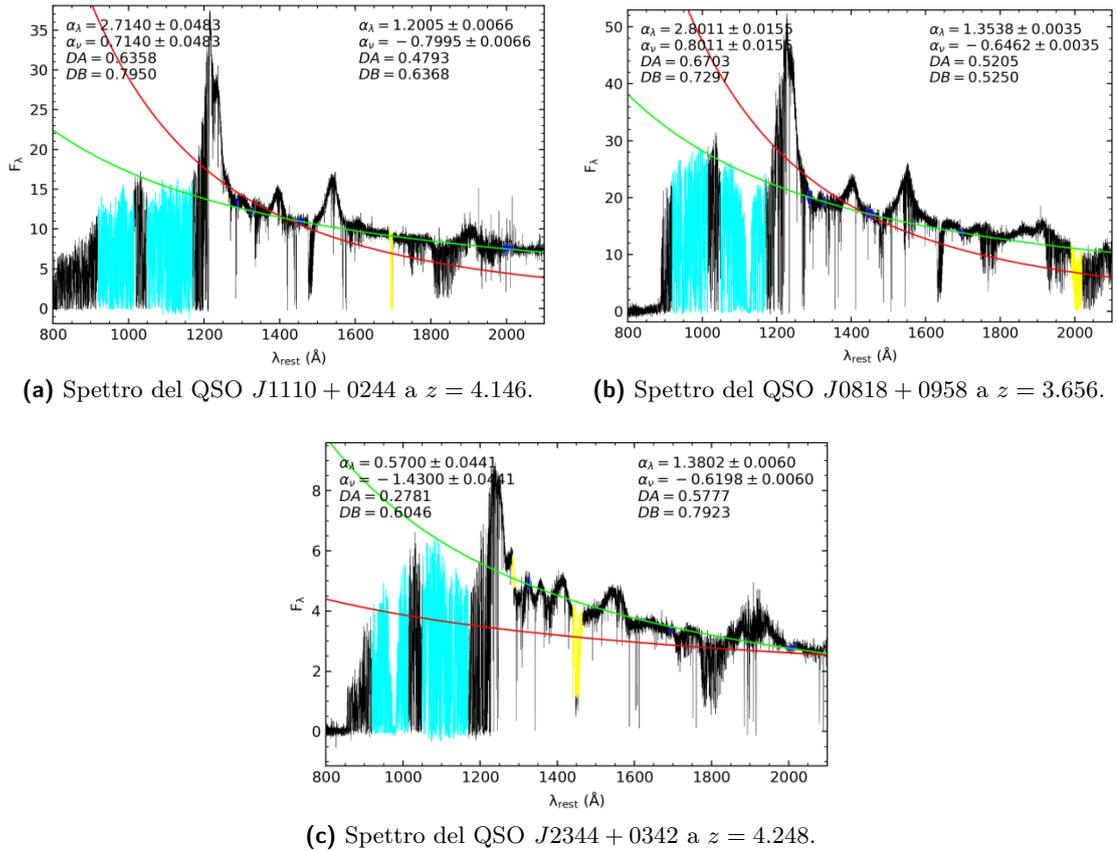


Figura 4.5: Spettri di tre oggetti in cui una delle cinque regioni cadeva ugualmente in una riga di emissione o di assorbimento. La linea rossa indica la pendenza spettrale calcolata su tutte le finestre, mentre la linea verde indica il fit escludendo la finestra problematica.

lo spettro del QSO $J1110 + 0244$ a $z = 4.146$ in cui è stata rimossa la quarta finestra spettrale ($1690-1700 \text{ \AA}$) che cade proprio in una riga di assorbimento piuttosto profonda; nel pannello in alto a destra si osserva lo spettro dell'QSO $J0818 + 0958$ a $z = 3.656$ a cui è stata tolta la quinta finestra ($1990-2020 \text{ \AA}$), anche questa affetta fortemente da assorbimento. Nel pannello in basso viene mostrato un caso estremo (QSO $J2344 + 0342$ a $z = 4.248$) in cui è stato necessario omettere sia la prima finestra ($1284-1291 \text{ \AA}$), in cui sarebbe inutile fittare il livello del continuo, che la terza ($1440-1465 \text{ \AA}$) regione spettrale affetta sempre da assorbimento. Si nota chiaramente come il fit migliora notevolmente nel caso in cui la regione problematica sia stata omessa e, di conseguenza, l'indice di pendenza spettrale viene calcolato con maggior precisione.

Per verificare la bontà delle misurazioni lo stesso procedimento è stato fatto prendendo in considerazione altre finestre spettrali prive da righe di emissione (Natali et al. 1998).

Tabella 4.3: Finestre spettrali libere da righe di emissione usate per fittare la pendenza spettrale nella regione a lunghezze d'onda maggiori della $Ly\alpha$ (Natali et al. 1998)

Finestra	λ_{rest}^{start} [Å]	λ_{rest}^{end} [Å]
1	1420	1480
2	2150	2300
3	2600	2700
4	2950	3100

Queste finestre spettrali hanno il vantaggio, rispetto a quelle prese da Cristiani et al. 2016, di coprire una regione più estesa dello spettro, si ricorda infatti che gli spettri XQ-100 hanno un'estensione spettrale tra i 3150-25000 Å. Lo svantaggio, però, è quello che sono regioni più ampie e quindi possono essere maggiormente contaminate dalla presenza di righe di emissione e/o assorbimento. Come è stato fatto nel caso precedente, dopo un processo automatico, ciascuno spettro è stato guardato e manualmente corretto nel caso in cui una, o più, finestre spettrali andassero omesse.

In Figura 4.6 sono state riportate alcune immagini di spettri. Si può subito notare come le finestre spettrali prive di righe di emissione (regioni gialle) siano più larghe di quelle usate da Cristiani et al. 2016. Questo fatto ha reso maggiormente necessaria l'attenta analisi di ciascuno spettro. In più spettri è stato infatti necessario omettere dal calcolo una di queste quattro finestre. Nei due pannelli in alto sono mostrati due spettri per cui il calcolo della pendenza non ha richiesto alcuna omissione di una delle finestre spettrali. Nei pannelli sottostanti, invece, si possono osservare due casi: a sinistra lo spettro del QSO $J0057 - 2643$ a $z = 3.661$ in cui è stata omessa la quarta finestra (2950-3100 Å); a destra è mostrato lo spettro del QSO $J1658 - 0739$ a $z = 3.750$ in cui, per ottenere un valore accettabile di indice di pendenza spettrale, sono state rimosse la terza (2600-2700 Å) e la quarta finestra (2950-3100 Å) spettrale.

In Figura 4.7 è mostrato un grafico in cui sono stati confrontati i risultati dell'indice di pendenza spettrale ottenuti sia utilizzando le cinque finestre spettrali prive di righe di emissione prese da Cristiani et al. 2016 contro quelli ottenuti utilizzando le quattro finestre spettrali prese da Natali et al. 1998. I punti blu indicano i 100 QSO mentre la linea rossa indica la bisettrice. Come si può vedere, sebbene la discreta correlazione tra i due risultati molti punti comunque si discostino abbastanza dalla linea rossa. Per questo motivo si è deciso, nel capitolo successivo, in cui verrà trattata l'analisi statistica di tutti questi parametri fondamentali calcolati, verrà usato il valore di α_λ ottenuto utilizzando le cinque finestre spettrali prive di righe di emissioni prese da Cristiani et al. 2016. Ciò è

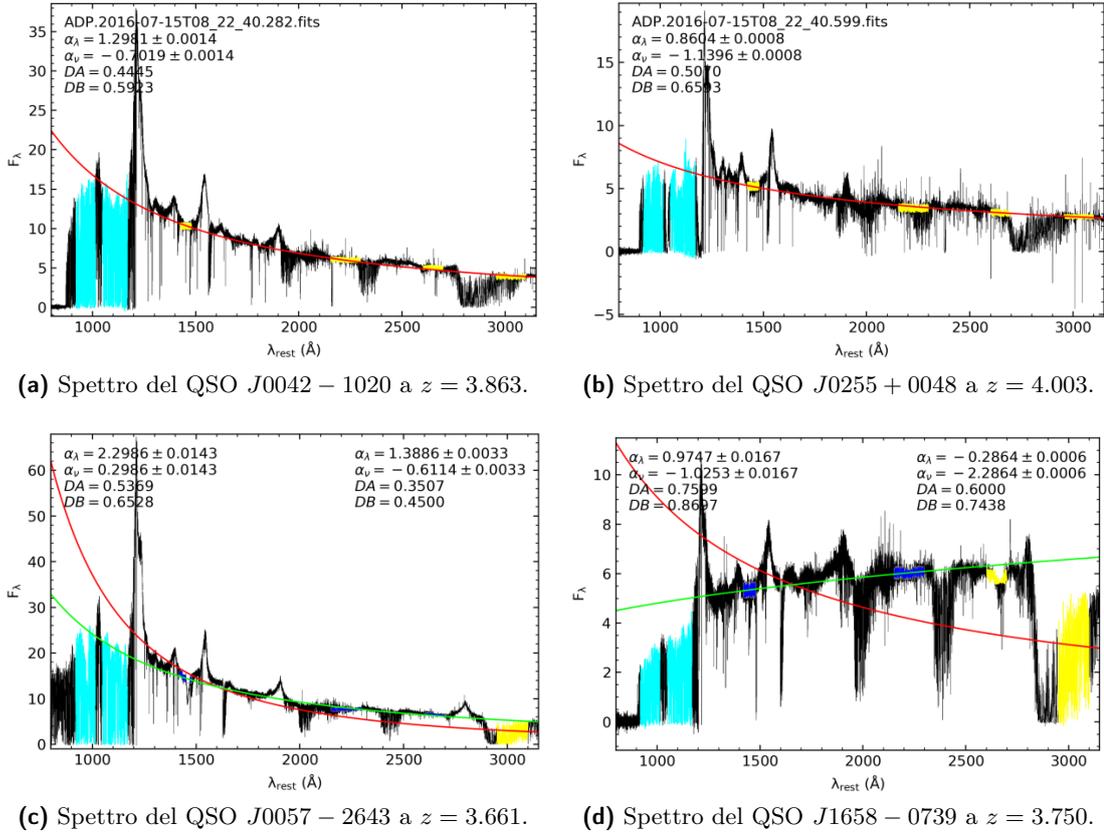


Figura 4.6: Immagini delle pendenze spettrali ottenute utilizzando le quattro finestre spettrali di Natali et al. 1998. Le linee rosse indicano il fit della pendenza spettrale calcolata su tutte e quattro le finestre spettrali prive di righe di emissione; le linee verdi indicano invece il fit ottenuto escludendone una o più di una; le regioni gialle individuano le quattro finestre (in blu sono indicate le regioni usate quando invece ne viene omessa una); le regioni azzurre individuano le due regioni spettrali in cui i parametri D_A e D_B sono stati calcolati.

fatto non solo perché così il confronto con i risultati ottenuti da Romano et al. 2019 per gli spettri SDSS sarà più facile e attendibile; ma anche perché tali finestre sono più strette e quindi il risultato ottenuto molto più accurato e più in linea con i risultati presenti in letteratura (Romano et al. 2019; Cristiani et al. 2016).

4.2.2 Calcolo della Lyman Continuum Escape Fraction

Per capire quanto gli AGN possano aver influito sulla ionizzazione dell'IGM, un parametro fisico che è essenziale calcolare è sicuramente l'*Escape Fraction* dei fotoni UV. Questa quantità può essere calcolata direttamente dallo spettro dell'AGN stesso (Grazian, Gial-

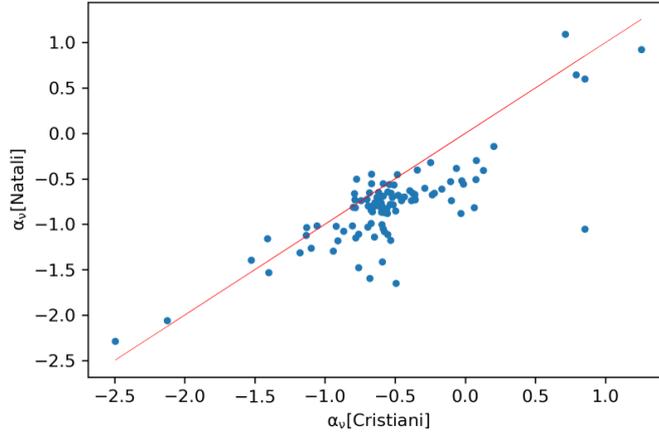


Figura 4.7: Grafico di confronto tra i risultati per l'indice di pendenza spettrale ottenuti utilizzando le cinque finestre prive di righe di emissione prese da Cristiani et al. 2016 contro quelli ottenuti utilizzando le quattro finestre spettrali prese da Natali et al. 1998.

longo, Boutsia et al. 2018).

L'*escape fraction* viene definita come il rapporto tra il flusso medio calcolato appena prima e appena dopo il Limite di Lyman:

$$f_{esc} = \frac{f_{\nu}(900)}{f_{\nu}(930)} \quad (4.1)$$

dove:

- $f_{\nu}(900)$ è il flusso medio calcolato nella regione del Lyman Continuum tra 892 e 905 Å;
- $f_{\nu}(930)$ è il flusso medio calcolato nella regione red-ward del Limite di Lyman tra 915 e 960 Å. Per questa regione è opportuno evitare l'intervallo spettrale 930-940 Å affetto dalla riga di emissione della Ly ϵ .

Per il calcolo del flusso medio è stato applicato un processo iterativo (2σ -clipping) del tutto analogo a quello visto per il calcolo dell'indice di pendenza spettrale. La Figura 4.8 mostra un esempio di come è stata calcolata l'*escape fraction* per il QSO J1103+1004 a $z = 3.607$. Nel grafico il flusso specifico F_{ν} è plottato in funzione della frequenza espressa in Hz. L'immagine mostra l'andamento del flusso nella regione vicina al Limite di Lyman (linea verticale blu). La linea orizzontale rossa mostra invece il flusso medio, $f_{\nu}(900)$, nella regione ionizzante tra 892-905 Å (regione verde) e il flusso medio, $f_{\nu}(930)$, nella regione non ionizzante tra 915-960 Å (regione azzurra). I cerchi gialli sono i dati rimasti

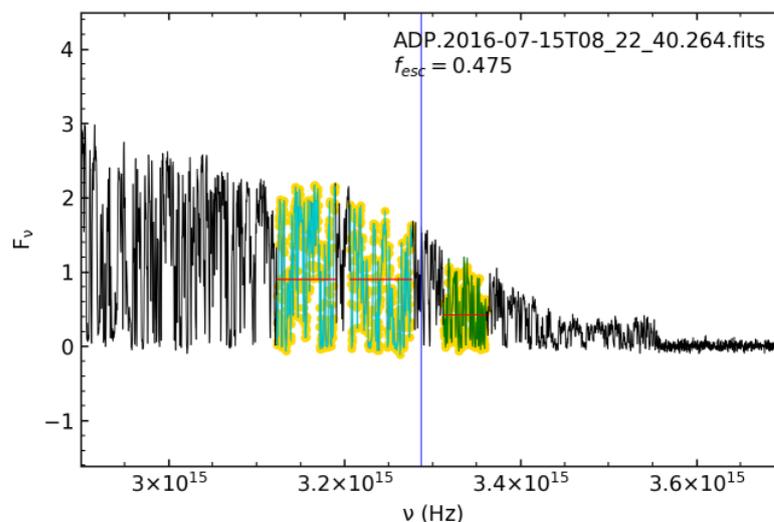


Figura 4.8: Stima della LyC *escape fraction* del QSO $J1103 + 1004$ a $z = 3.607$. Le regioni azzurro e verde sono quelle in cui è stato calcolato il flusso medio (riga orizzontale rossa); la riga verticale blu indica il Limite di Lyman mentre i cerchi gialli indicano i valori rimanenti dopo il processo iterativo del 2σ -clipping.

dopo il processo del 2σ -clipping. In questo caso il valore ottenuto per l'*escape fraction* è $f_{esc} = 0.475$.

Come è stato fatto per il calcolo dell'indice di pendenza spettrale, anche qui è stato necessario controllare uno ad uno ciascuno spettro poiché in alcuni casi alcune sorgenti presentano degli assorbimenti nelle due regioni in cui è stato eseguito il calcolo.

La Figura 4.9 mostra la stima dell'*escape fraction* del QSO $J1312+0841$ a $z = 3.731$. Nel pannello di sinistra viene mostrato il risultato ottenuto effettuando il calcolo del flusso medio nelle regioni spettrali sopra menzionate. Ma, come si può osservare, la regione spettrale in prossimità della Ly ϵ (940-960 Å) è fortemente contaminata da assorbimento. E' stato dunque necessario ridurre tale finestra tra i 950 e i 960 Å in modo da ottenere un risultato più accurato. Per altre sorgenti è stato necessario ridurre una delle due finestre spettrali dopo il Limite di Lyman, per altre ancora è stato necessario addirittura ometterne una delle due qualora fosse troppo contaminata.

Per alcune sorgenti è stato ottenuto come risultato un valore pari a $f_{esc} = 1.000$. Ciascuna di esse è stata controllata visivamente e, qualora fosse necessario, è stata fissata la soglia per il σ -clipping a 3. Come si può notare in Figura 4.10, pannello di sinistra, il processo con $N = 2$ esclude la maggior parte dei valori, mentre nel pannello di destra è possibile vedere come la situazione migliori ponendo la soglia a 3σ . In alcuni casi, invece, sebbene si sia provato ad alzare la soglia del processo del σ -clipping o a ridurre una finestra

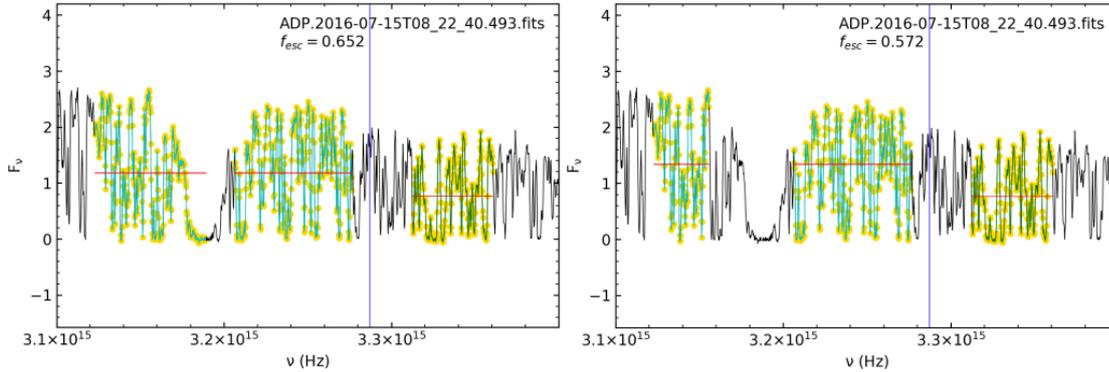


Figura 4.9: *Escape fraction* del QSO $J1312 + 0841$ a $z = 3.731$. Il pannello di sinistra mostra il calcolo dell'*escape fraction* come definito nel testo. Ma si può notare come la finestra spettrale tra 940 e 960 \AA sia pesantemente affetta da assorbimento. Per questo motivo è stata ridotta tra i 950 e 960 \AA e il pannello di destra mostra il nuovo risultato pari a $f_{esc} = 0.572$.

che presentava un assorbimento, il risultato restava ugualmente pari a $f_{esc} = 1.000$ (Figura 4.11).

In questi casi si è mantenuto il risultato ottenuto mediante processo del 2σ -clipping.

4.2.3 Calcolo del Libero Cammino Medio

Il libero cammino medio dei fotoni a 912 \AA è un parametro fondamentale per poter calcolare il tasso di foto-ionizzazione dell'idrogeno neutro (HI). Esso è una quantità direttamente collegata alla quantità di fotoni ionizzanti prodotti da una sorgente per unità di tempo. Anch'esso, come l'*escape fraction* è calcolabile direttamente dallo spettro di ogni sorgente (Romano et al. 2019).

Come già precedentemente detto, il libero cammino medio è definito come la distanza fisica che un fotone UV percorre prima che il suo flusso si atteni di un fattore $1/e$ ⁶, cioè con profondità ottica $\tau_{HI} = 1$.

Per poter effettuare un'accurata analisi statistica, per ciascuna sorgente è stato calcolato il libero cammino medio con la seguente procedura (la stessa che è stata usata da Romano et al. 2019; Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014; Prochaska, Worseck e O'Meara 2009):

⁶In realtà questa sarebbe la definizione del Libero Cammino Individuale (IFP: dall'inglese *Individual Free Path*). Il libero cammino medio è definito come la distanza fisica che in media un fotone UV percorre prima di essere completamente assorbito da un sistema otticamente spesso. Il libero cammino medio sarebbe dunque la media di tutti i liberi cammini individuali, ma per comodità di scrittura da qui in avanti l'IFP verrà chiamato mfp.

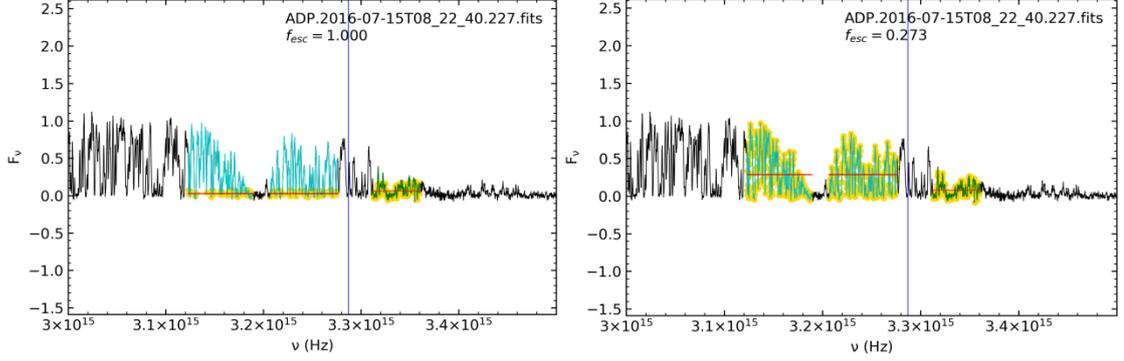


Figura 4.10: Stima dell'*escape fraction* del QSO $J0006 - 6208$ a $z = 4.4400$. Nel pannello di sinistra il conto è stato effettuato con un processo iterativo del 2σ -clipping dando un risultato pari a $f_{esc} = 1.000$. Nel pannello di destra è mostrato invece il risultato effettuato un processo del 3σ -clipping con risultato $f_{esc} = 0.273$.

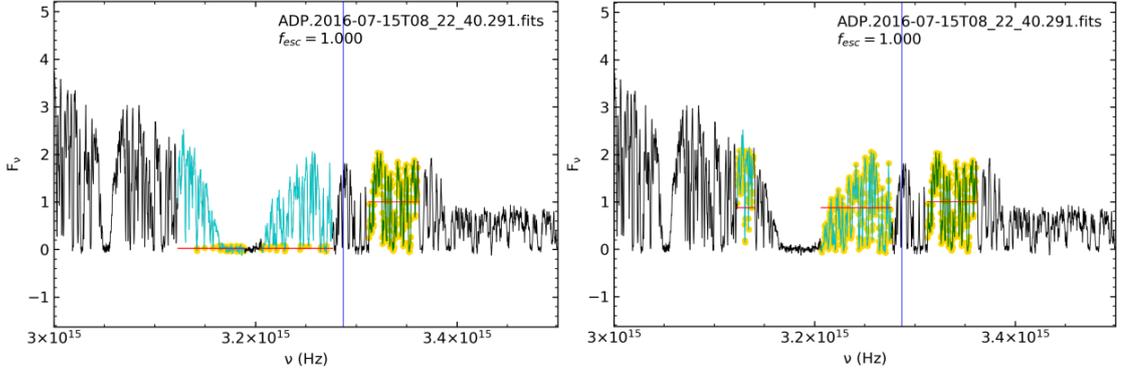


Figura 4.11: Stima dell'*escape fraction* del QSO $J1020 + 0922$ a $z = 3.640$. Nel pannello di sinistra il conto è stato effettuato con un processo iterativo del 2σ -clipping dando un risultato pari a $f_{esc} = 1.000$. Nel pannello di destra è mostrato invece il risultato ottenuto riducendo la finestra spettrale tra $940-960 \text{ \AA}$ in $955-960 \text{ \AA}$. Come si può notare il risultato non cambia.

1. La SED di ciascuna sorgente è stata corretta considerando un'interruzione del continuo a $\sim 1000 \text{ \AA}$ in rest-frame (come trovato da Stevans et al. 2014). E' stato dunque corretto il flusso:

$$F_{\lambda}^{new} = \frac{F_{\lambda}^{old}}{\lambda^{-\alpha_{\lambda}^{new}}} \quad (4.2)$$

dove F_{λ}^{new} è il flusso specifico corretto; F_{λ}^{old} è il flusso specifico non corretto; $\alpha_{\lambda}^{new} = \alpha_{\nu}^{new} + 2$ con $\alpha_{\nu}^{new} = \alpha_{\nu}^{old} - 0.72$ (Stevans et al. 2014; Lusso et al. 2015); α_{ν}^{old} è l'indice di pendenza spettrale calcolato nella sottosezione 4.2.1. Visivamente parlando quello che è stato fatto è abbassare il valore dello spettro di $\Delta\alpha_{\nu}=0.72$

per $\lambda_{rest} \leq 1000 \text{ \AA}$.

2. Iniziando da $\lambda_{in} = 3150/(1+z)$, la regione spettrale al di sotto del Limite di Lyman è stata suddivisa in intervalli di ampiezza $\Delta\lambda=5 \text{ \AA}$ in modo da seguire tutti i tratti dello spettro senza rischiare di sovrastimare, o sottostimare, il calcolo del libero cammino medio. Il limite finale è posto pari a $\lambda_{fin}=\lambda_{in}+\Delta\lambda$. Ad ogni ciclo la finestra spettrale viene spostata di 1 \AA finché non si raggiunge $\lambda_{fin} = 912 \text{ \AA}$.
3. In ciascuna finestra vengono calcolati flusso e lunghezza d'onda medi attraverso un processo iterativo di 2σ -clipping. Diversamente dal calcolo dell'indice di pendenza spettrale, stavolta il clipping sarà di tipo asimmetrico, vengono quindi eliminati solo i valori al di sotto della soglia 2σ . In questo modo si evita di sottostimare il livello del continuo.

Il flusso medio ottenuto nella finestra finale, vicino al Limite di Lyman, f_{912} , viene usato per misurare il flusso ridotto di un fattore $1/e$:

$$f_{red} = \frac{f_{912}}{e} \quad (4.3)$$

4. Il flusso medio viene interpolato usando una *spline*⁷. L'intersezione tra la *spline* e il flusso ridotto definisce la lunghezza d'onda relativa all'assorbitore lungo la linea di vista, λ_{abs} e il redshift viene calcolato a partire dalla seguente Equazione:

$$z_{abs} = \frac{\lambda_{abs}}{912}(1+z) - 1 \quad (4.4)$$

dove z è il redshift del QSO.

5. Viene ricavata la distanza comoving tra l'assorbitore e la sorgente: $D_c = D_c(z) - D_c(z_{abs})$.
6. Viene infine calcolata la distanza propria del QSO e dell'assorbitore: $D_p^{source} = D_c/(1+z)$ e $D_p^{abs} = D_c/(1+z_{abs})$. Il libero cammino medio viene dunque calcolato come:

$$\lambda_{mfp}^{912} = \frac{D_p^{source} + D_p^{abs}}{2} \quad (4.5)$$

.

⁷In analisi matematica, una spline è una funzione, costituita da un insieme di polinomi raccordati tra loro, il cui scopo è interpolare in un intervallo un insieme di punti (nodi della spline), in modo tale che la funzione sia continua almeno fino ad un dato ordine di derivate in ogni punto dell'intervallo.

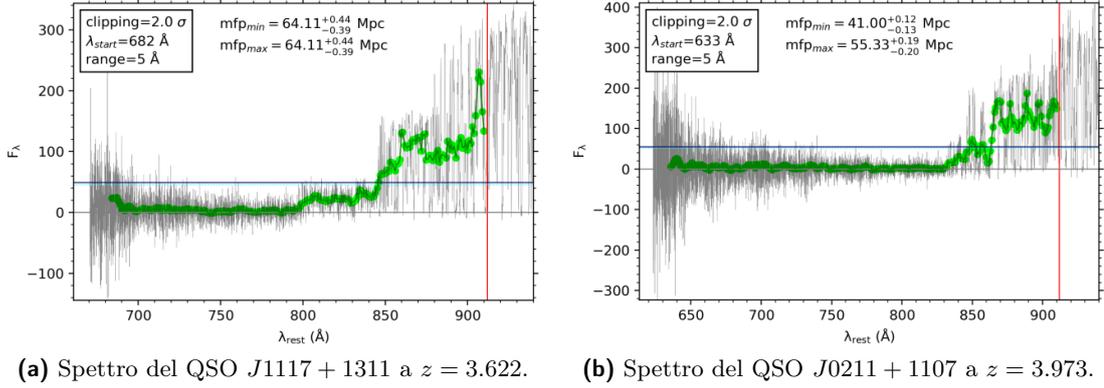


Figura 4.12: Stima del libero cammino medio per due QSO. La linea rossa corrisponde al Limite di Lyman. Le linee orizzontali blu e azzurre sono rispettivamente il flusso a 912 \AA ridotto a $1/e$ e la sua incertezza. Nel pannello di sinistra il valore ottenuto di mfp è unico ed è pari a $\lambda_{mfp}^{912} = 64.11^{+0.44}_{-0.39} \text{ Mpc}$. Il pannello di destra mostra invece un caso in cui è stato misurato un valore minimo ed un valore massimo. Verrà preso solo il valore massimo, in questo caso $\lambda_{mfp}^{912} = 55.33^{+0.19}_{-0.20} \text{ Mpc}$.

In Figura 4.12 sono mostrati due esempi del calcolo del libero cammino medio per due diverse sorgenti. Nei grafici i cerchi verdi rappresentano il flusso medio calcolato in ogni finestra $\Delta\lambda$; la linea verde che li congiunge rappresenta la *spline* che li interpola; la linea grigia orizzontale è il livello del flusso a zero, mentre quella verticale rossa indica il Limite di Lyman. La linea blu orizzontale rappresenta invece il flusso a 912 \AA ridotto di $1/e$; mentre le linee tratteggiate azzurre sopra e sotto di questa ne indicano l'incertezza stimata entro 1σ . Si nota come talvolta il codice fornisce due risultati per il calcolo del libero cammino medio: un valore minimo ed un valore massimo. In alcuni casi, infatti, la *spline* può intercettare f_{red} in più punti e per ciascuno di essi viene calcolato il libero cammino medio, ma solo il valore minimo e massimo vengono salvati come risultati. Il pannello di sinistra della Figura 4.12 mostra quanto appena detto. In questi casi viene salvato come risultato finale solo il valore massimo del libero cammino medio, in quanto il valore minimo potrebbe trattarsi semplicemente di alcuni minimi locali dovuti ad assorbimenti che avvengono vicino al Limite di Lyman.

Analizzando attentamente i risultati si è però visto che 20 sorgenti avevano un valore del libero cammino medio decisamente troppo elevato ($\lambda_{mfp} \geq 200 \text{ Mpc}$). Per alcune di esse è stato preso come risultato il valore minimo del libero cammino medio; per altre non essendo stati trovati grandi problemi nel plot, è stato tenuto quel primo risultato sebbene alto. Per le restanti sorgenti, per evitare la parte più rumorosa dello spettro (tra $680\text{--}750 \text{ \AA}$) si è deciso di far partire il calcolo del libero cammino medio anziché dal limite inferiore dello spettro ($\lambda_{in}^{obs} = 3150 \text{ \AA}$) da 750 \AA in rest-frame. In Figura 4.13 sono riportati due

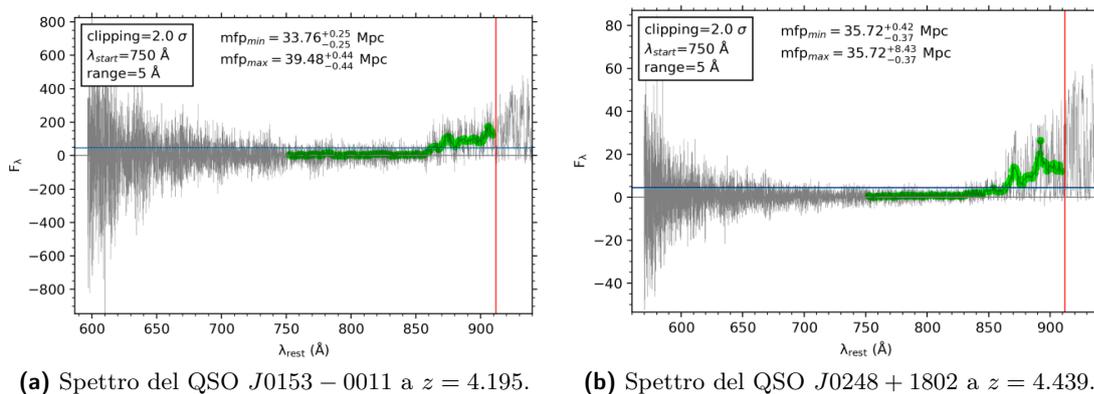


Figura 4.13: Calcolo del libero cammino medio per due spettri il cui primo risultato era un $\lambda_{mfp} \geq 200$ Mpc. Nel pannello di sinistra il nuovo risultato, più credibile, è $\lambda_{mfp}^{912} = 39.48_{-0.44}^{+0.44}$ Mpc; nel pannello di destra invece tale risultato è $\lambda_{mfp}^{912} = 35.72_{-0.37}^{+0.42}$ Mpc.

esempi. Come si può osservare, lo spettro dai 750 Å in giù è molto rumoroso e questo compromette fortemente il risultato finale. Facendo partire il calcolo dal Limite di Lyman fino ai 750 Å invece il risultato migliora. Nel pannello di sinistra viene mostrato il libero cammino medio per il QSO *J0153 - 0011* a $z = 4.195$ ($\lambda_{mfp}^{912} = 39.48_{-0.44}^{+0.44}$ Mpc); nel pannello di destra è riportato invece il risultato per il QSO *J0248 + 1802* a $z = 4.439$ ($\lambda_{mfp}^{912} = 35.72_{-0.37}^{+0.42}$ Mpc).

In Tabella 4.4 sono state riportate le venti le sorgenti problematiche. Il QSO *J0800+1920* a $z = 3.948$ è l'unico per cui il risultato peggiora, come si vede in Figura 4.14. Nel pannello di destra è mostrato il caso in cui il valore del libero cammino medio è stato calcolato tra 912-750 Å. Si noti come subito dopo il Limite di Lyman lo spettro si appiattisca di molto e la linea blu che indica il flusso ridotto a 912 Å e la spline quasi coincidano. Il codice dunque non riesce a definire un'intersezione minima ed una massima, porrà quindi di default come risultato finale per il libero cammino medio quello relativo alla lunghezza d'onda minima (linea tratteggiata arancione). Questa sorgente sarà dunque scartata nella futura analisi statistica che verrà compiuta sul campione di XQ-100.

4.2.4 Calcolo del *Free Ionization Path*

Un altro importante parametro direttamente calcolabile dallo spettro degli AGN è il *free ionization path* (fip).

E' definito come la distanza propria che i fotoni UV possono percorrere prima di essere completamente assorbiti dall'IGM. Il procedimento per il calcolo del *free ionization path*

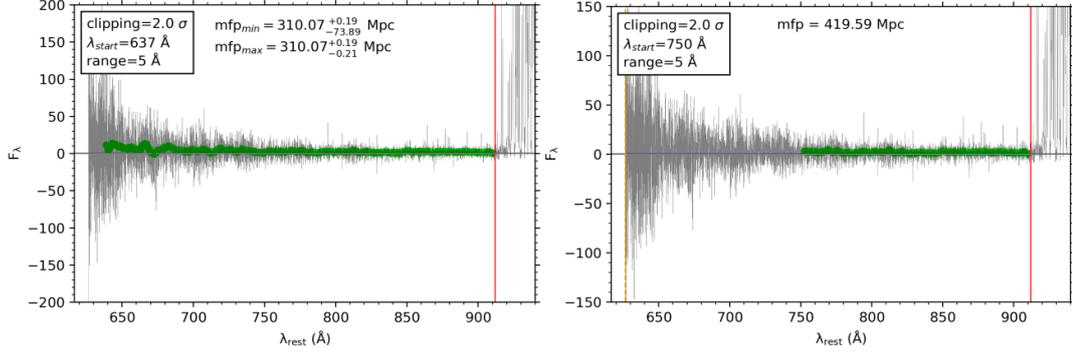


Figura 4.14: Calcolo del libero cammino medio per l’AGN $J0800 + 1920$ a $z = 3.948$. Nel pannello di sinistra è mostrato il risultato calcolando il mfp dal Limite di Lyman fino al limite inferiore spettrale. Questo processo ha fornito un risultato pari a $\lambda_{mfp}^{912} = 310.07^{+0.19}_{-0.21}$ Mpc. Nel pannello di destra invece è mostrato il risultato del conto riducendo la regione spettrale tra il Limite di Lyman e 750 \AA . In questo caso il valore ottenuto è peggiorato rispetto al primo: $\lambda_{mfp}^{912} = 419.59$ Mpc.

è simile a quello del libero cammino medio, l’unica differenza sostanziale è che il flusso ridotto f_{red} è sostituito con il flusso del livello zero f_{zero} calcolato come: $f_{zero} \equiv f_{i-th}$ con $f_{i-th} < 2\sigma/\sqrt{N}$ in cui σ e N sono la deviazione standard e il numero di dati in ciascuna delle i -esime finestre.

In Figura 4.15 viene mostrato il risultato per il QSO $J1352 + 1303$ a $z = 3.706$. Nel pan-

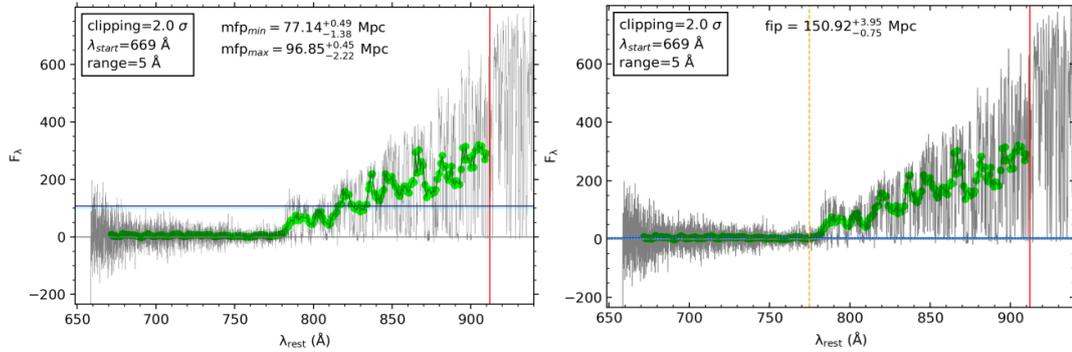


Figura 4.15: Calcolo del libero cammino medio (pannello di sinistra) e del *free ionization path* (pannello di destra) del QSO $J1352 + 1303$ a $z = 3.706$.

nello di sinistra è mostrato il calcolo del libero cammino medio pari a $\lambda_{mfp}^{912} = 96.85^{+0.45}_{-2.22}$ Mpc. Il pannello di destra mostra invece il risultato per il *free ionization path*. La linea tratteggiata arancione individua la lunghezza d’onda a cui il fip viene calcolato, in questo caso pari a $\lambda_{fip} = 150.92^{+3.95}_{-0.75}$ Mpc. Come ci si aspetta il valore del *free ionization path*

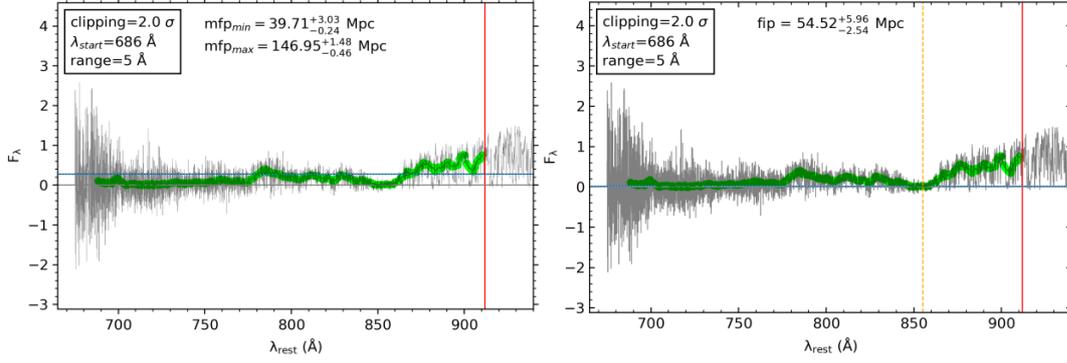


Figura 4.16: Calcolo del libero cammino medio (pannello di sinistra) e del *free ionization path* (pannello di destra) del QSO $J1416+1811$ a $z = 3.593$. Si noti come per il fip si ottiene un valore pari a $\lambda_{fip} = 54.52^{+5.96}_{-2.54}$ Mpc mentre per il mfp $\lambda_{mfp}^{max} = 146.95^{+1.48}_{-0.46}$ Mpc.

è più grande di quello del libero cammino medio. Tuttavia sono presenti alcuni casi in cui risulta essere $\lambda_{fip} < \lambda_{mfp}$ (come mostrato in Figura 4.16). Questo è probabilmente causato dal rumore presente nella parte UVB dello spettro. Ciò produce delle forti fluttuazioni del valore del flusso tali che la spline intersechi f_{red} nuovamente, producendo degli erronei valori di libero cammino medio a basse lunghezze d'onda. In questi casi si è dunque posto $\lambda_{fip} = \lambda_{mfp}$.

Il *free ionization path* è stato utilizzato semplicemente come prova per verificare la bontà del calcolo del libero cammino medio, ma nella successiva analisi che verrà fatto non sarà utilizzato.

Tutto ciò è stato fatto in modo da avere un campione di dati che fosse affetto il meno possibile da eventuali effetti sistematici. Si può ora procedere ad un'analisi statistica su ciascuna di queste sorgenti.

Tabella 4.4: QSO per cui il $\lambda_{mfp}^i > 200$ Mpc. Dopo un controllo visivo dello spettro, per le sorgenti 1,8,11,14,16 è stato mantenuto il valore del mfp calcolato; per le sorgenti 2,6,7,10,13,18 è stato invece preso il valore minimo del libero cammino medio calcolato; mentre infine per le restati sorgenti il conto è stato eseguito tra i 750 Å e il Limite di Lyman. Si noti che per la sorgente $J0800 + 1920$ a $z = 3.948$ il risultato peggiora. Questa sorgente sarà esclusa dall'analisi statistica successiva.

	Nome sorgente	λ_{mfp}^i [Mpc]	λ_{mfp}^f [Mpc]
1	$J1053 + 0103$	248.15	248.15
2	$J1054 + 0215$	386.16	91.28
3	$J0714 - 6455$	477.49	21.31
4	$J0006 - 6208$	460.68	28.67
5	$J0955 - 0828$	473.11	25.46
6	$J0034 + 1639$	397.31	7.23
7	$J0755 + 1345$	309.87	114.32
8	$J0057 - 2643$	228.83	228.83
9	$J0800 + 1920$	310.07	419.59
10	$J1135 + 0842$	321.49	215.03
11	$J1037 + 2135$	276.93	276.93
12	$J0153 - 0011$	431.42	39.48
13	$J1658 - 0739$	346.53	2.09
14	$J1445 + 0958$	303.90	303.90
15	$J0248 + 1802$	473.94	35.72
16	$J1336 + 0243$	254.15	254.15
17	$J0401 - 1711$	438.94	150.53
18	$J0415 - 4357$	371.03	2.19
19	$J2251 - 1227$	461.55	164.90
20	$J0424 - 2209$	457.33	126.84

Capitolo 5

Contributo dei fotoni UV a $z \sim 4$: Risultati e Discussione

In questo lavoro di tesi sono stati analizzati 100 spettri di AGN estremamente brillanti ($M_{1450} < -27$) e di Tipo I. In questo capitolo verrà effettuata un'accurata analisi statistica di questi spettri che costituiscono il campione dell'osservazione XQ-100 utilizzando i quattro parametri fondamentali che sono stati calcolati nella Sezione 4.2. Scopo ultimo di questa analisi è quello di calcolare il tasso di fotoionizzazione degli AGN in modo da poter essere confrontato con i dati presenti in letteratura per stimare il contributo di questi oggetti al fondo ionizzante intergalattico.

5.1 Confronto dei dati SDSS e XQ-100

Un lavoro analogo a quello svolto in questo lavoro di tesi è stato svolto da Romano et al. 2019 utilizzando un campione di 2840 QSO della quattordicesima Data Release della Sloan Digital Sky Survey (SDSS, DR14). Gli spettri dei QSO della survey XQ-100 hanno un'estensione spettrale che va dai 3600-10000 Å e una risoluzione spettrale che varia da ~ 1300 a 3600 Å fino a ~ 2500 a 10000 Å. Sono QSO brillanti con $-29.0 \leq M_{1450} \leq -26.0$ e $3.6 \leq z \leq 4.6$.

In Tabella 5.1 sono riportati i 44 spettri che le due osservazioni hanno in comune, con i rispettivi parametri fondamentali che sono stati calcolati: l'indice di pendenza spettrale α_ν , l'*escape fraction* e il libero cammino medio (poichè in questo lavoro di tesi non è stato utilizzato non sono stati riportati i valori ottenuti per il *free ionization path*).

Qui di seguito verrà proposto un confronto tra i risultati ottenuti da Romano et al. 2019 per la survey SDSS e quelli ottenuti in questo lavoro di tesi per il campione di

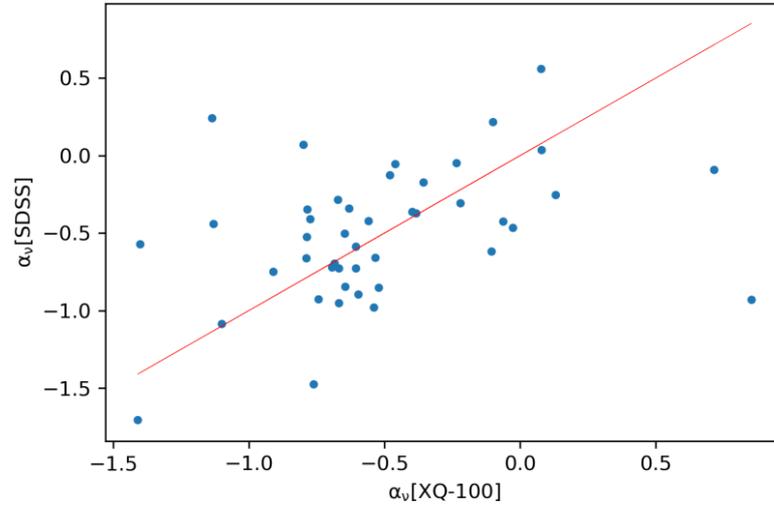


Figura 5.1: Grafico di confronto degli indici di pendenza spettrali ottenuti per SDSS e XQ-100. La linea rossa indica la bisettrice del grafico.

XQ-100.

5.1.1 Confronto dei risultati dell'indice di pendenza spettrale

Per quanto riguarda il valore dell'indice di pendenza spettrale di XQ-100 è stato preso quello ottenuto utilizzando le cinque finestre prive di righe di emissioni prese da Cristiani et al. 2016 in modo da avere un confronto alla pari con i risultati ottenuti da Romano et al. 2019.

In Figura 5.1 è mostrato il grafico di confronto dei risultati ottenuti da Romano et al. 2019 per i dati SDSS con quelli ottenuti per XQ-100 attraverso il procedimento visto nella Sottosezione 4.2.1 del capitolo precedente. I punti indicano i vari QSO mentre la linea rossa indica la bisettrice. Si noti come la maggior parte dei punti si disponga lungo tale linea. Sono presenti comunque dei punti discrepanti. Ciascuno di essi è stato controllato nuovamente per verificare l'effettiva bontà del fit ottenuto. In Figura 5.2 sono mostrati i due casi più estremi. Nel pannello superiore sono riportati i due spettri per il QSO $J1013 + 0650$ a $z = 3.809$, mentre in quello inferiore quelli del QSO $J1552 + 1005$ ¹ a $z = 3.722$. Si nota subito la differenza tra gli spettri SDSS e quelli XQ-100. In entrambi i casi degli spettri SDSS il conto dell'indice di pendenza spettrale è stato fatto omettendo la prima finestra spettrale in quanto contaminata dalla riga di emissione dell'azoto quinto (NV). Si può osservare come i fit fatti sia per SDSS e XQ-100 non presentino particolari

¹Per coerenza di scrittura verrà sempre espresso il nome del QSO riportato per XQ-100.

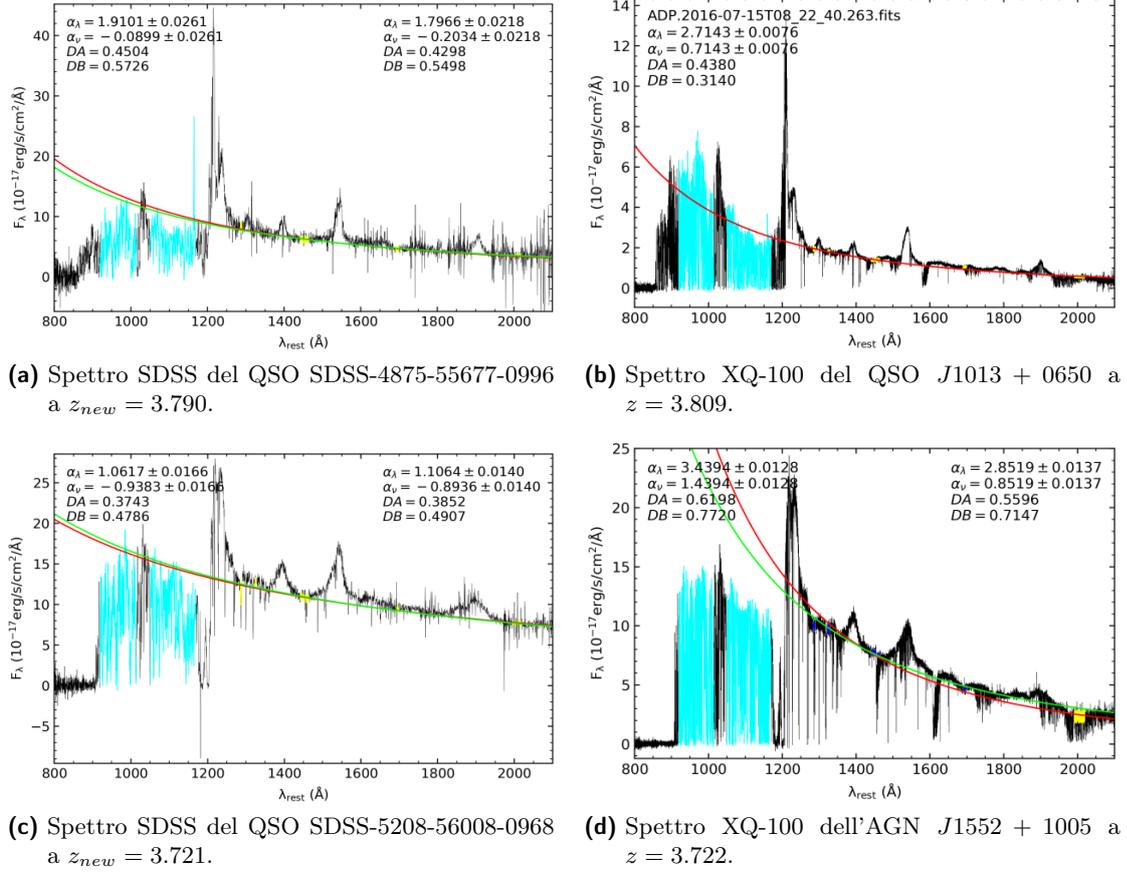


Figura 5.2: Risultati ottenuti per due QSO degli indici di pendenza spettrale. Nei pannelli a sinistra viene riportato il risultato ottenuto per SDSS (Romano et al. 2019); nei pannelli di destra è mostrato invece il risultato per la XQ-100 calcolato con il procedimento visto nella Sottosezione 4.2.1 del capitolo precedente.

problemi pur fornendo risultati così contrastanti. La differenza sarà dunque imputabile ai diversi strumenti utilizzati e, soprattutto, al fatto che i dati XQ-100 sono caratterizzati da un SNR più alto. Un altro fatto che potrebbe spiegare la disparità dei risultati potrebbe essere imputabile alla differenza in redshift, infatti Romano et al. 2019 ha effettuato una correzione sulla misura del redshift per ciascuna sorgente. Per ciascun QSO infatti è stata usata la più forte riga di emissione (in questo caso la riga di emissione dell'ossigeno neutro (OI) a $\lambda_{rest} = 1305.5 \text{ \AA}$) per ricalcolare il redshift: $z_{new} = \lambda_{OI}/1305.5 - 1$. Per gli spettri di XQ-100 tale correzione non è stata invece fatta in quanto l'alta risoluzione di cui sono caratterizzati ha permesso un accurato calcolo del redshift. Per scrupolo è stata fatta una prova ricalcolando l'indice di pendenza spettrale degli spettri di XQ-100 utilizzando il redshift misurato per quelli della SDSS. Come prevedibile il risultato cambia

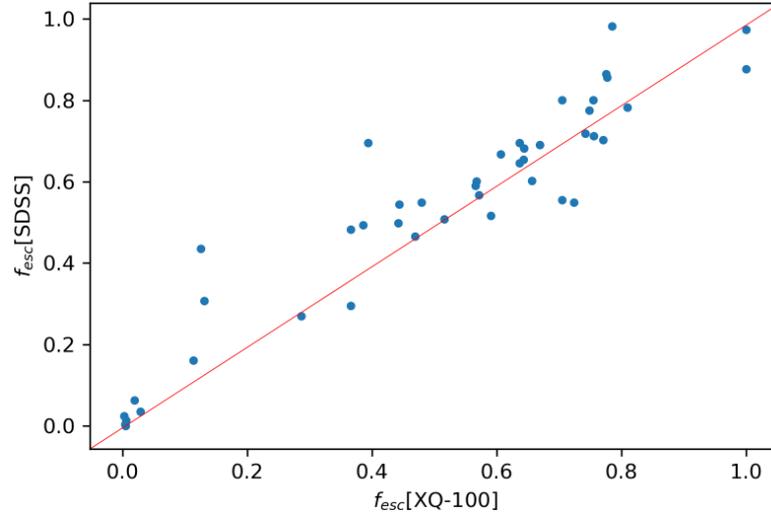


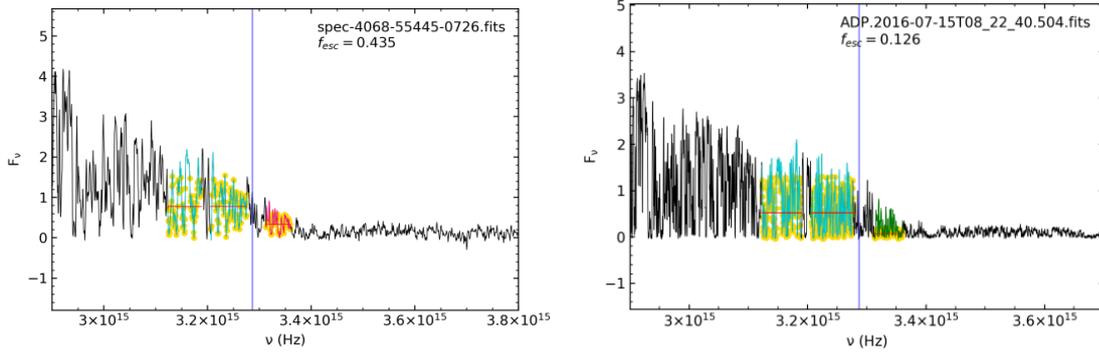
Figura 5.3: Grafico di confronto dei valori di *escape fraction* ottenuti per SDSS e XQ-100. La linea rossa indica la bisettrice del grafico.

impercettibilmente proprio perché, come detto, la misura del redshift per gli spettri di XQ-100 è molto più accurato grazie all’alta risoluzione degli stessi.

Un’altra causa che spiegherebbe queste differenze, potrebbe essere legata alla variabilità dei QSO stessi. Le due survey sono infatti state fatte in periodi diversi (dall’Aprile del 2012 a Marzo del 2014 per XQ-100 e Luglio del 2016 per l’SDSS) e la differenza che si osserva nello spettro può dipendere da una variabilità intrinseca dell’attività dei QSO.

5.1.2 Confronto dei risultati dell’*escape fraction*

In Figura 5.3 viene mostrato il grafico di confronto tra i risultati ottenuti con il metodo visto in 4.2.2 per l’*escape fraction* per i QSO delle osservazioni di SDSS e XQ-100. I punti rappresentano le sorgenti mentre la riga rossa indica la bisettrice del grafico. Si nota subito come questa volta ci sia una maggiore correlazione tra i risultati. In Figura 5.4 vengono mostrati i due grafici dei risultati ottenuti per SDSS (pannello di sinistra) e per XQ-100 (pannello di destra) per il QSO $J1633 + 1411$ a $z = 4.365$. Di nuovo non si evidenziano grandi problemi lasciando di nuovo supporre che la differenza di risultato sia imputabile alla differenza di caratteristiche strumentali che sono state utilizzate per le due osservazioni e la variabilità dell’attività dei QSO.



(a) Stima del valore dell'*escape fraction* per il QSO SDSS-4068-55445-0726 a $z_{new} = 4.382$. (b) Stima del valore dell'*escape fraction* per il QSO $J1633 + 1411$ a $z = 4.365$.

Figura 5.4: Risultati ottenuti per il QSO $J1633 + 1411$ a $z = 4.365$ per SDSS (pannello di sinistra) e per XQ-100 (pannello di destra).

5.1.3 Confronto dei risultati del Libero Cammino Medio

In Figura 5.5 è mostrato il grafico di confronto per i risultati ottenuti del libero cammino medio. Come sempre i punti blu indicano i 44 QSO che le due osservazioni hanno in comune, mentre la riga rossa indica la bisettrice del grafico.

Si possono subito notare sei sorgenti che si discostano fortemente dalla bisettrice. I quattro punti in alto a destra (alti valori di libero cammino medio per i dati XQ-100 e più basso valore per quelli SDSS) corrispondono ai QSO: $J1037 + 2135$, $J1053 + 0103$, $J1135+0842$, $J1336+0243$; i due punti in basso al centro (elevati valori di libero cammino medio per i dati XQ-100 e bassi valori per SDSS) sono invece i QSO: $J1126 - 0124$ e $J1416 + 1811$. Dei primi quattro QSO se n'è già parlato nella Sottosezione 4.2.3 del capitolo precedente in quanto presentano un valore di libero cammino medio superiore a 200 Mpc. Questo valore è stato reputato anomalo rispetto alla distribuzione di libero cammino medio osservata in Romano et al. 2019. Di questi solo per il QSO $J1135 + 0842$ era stato preso il valore minimo del libero cammino medio che il codice calcolava per via del rumore piuttosto alto a $\lambda_{rest} \leq 700 \text{ \AA}$. In Figura 5.6 sono riportati quattro grafici in cui è stato calcolato il libero cammino medio per le sorgenti SDSS (pannello di sinistra) e per quelle XQ-100 (pannello di destra). I primi due pannelli in alto mostrano i risultati che sono stati ottenuti per il QSO $J1135 + 0842$ a $z = 3.834$. Questo è uno dei quattro punti a cui corrispondono un elevato valore di libero cammino medio calcolato per XQ-100 ($\lambda_{mfp} = 215.03 \text{ Mpc}$) ed un corrispettivo più basso per SDSS ($\lambda_{mfp} = 159.25 \text{ Mpc}$). I due pannelli in basso invece riportano i risultati per il QSO $J1126 - 0124$ a $z = 3.765$. Questo è invece uno dei due punti corrispondenti ad elevato valore di libero cammino medio per

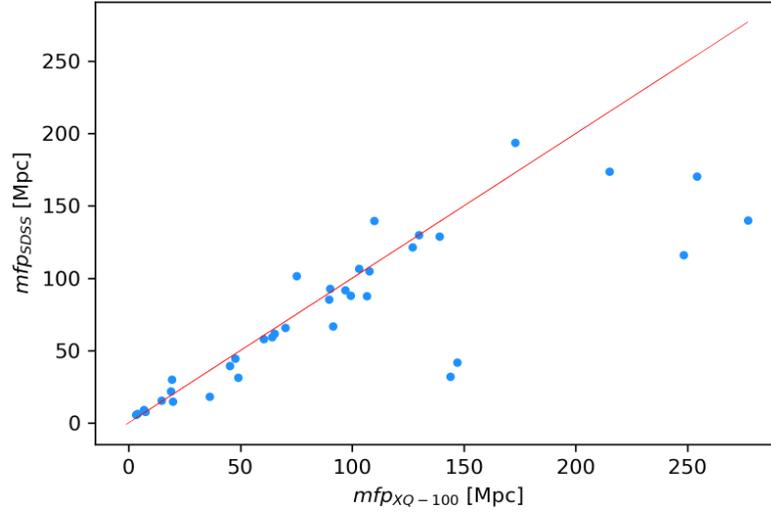
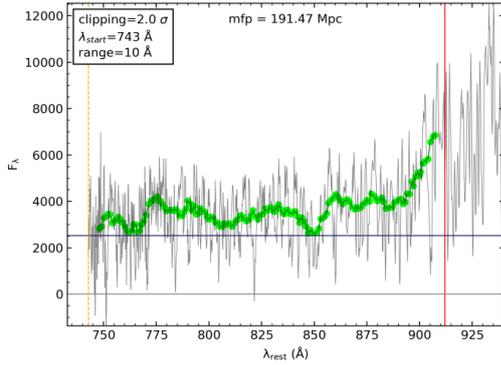


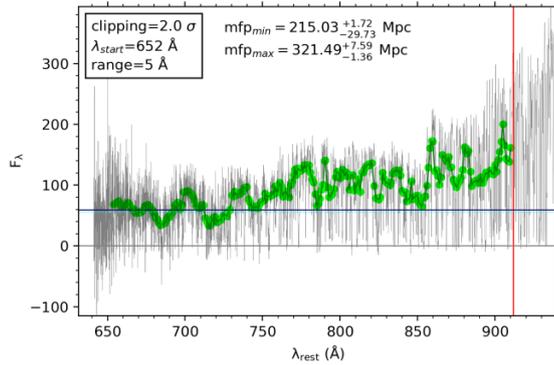
Figura 5.5: Grafico in cui viene mostrato il confronto dei risultati ottenuti per il libero cammino medio per le osservazioni SDSS e XQ-100. La linea rossa indica la bisettrice del grafico.

i dati XQ-100 ($\lambda_{mfp} = 143.86$ Mpc) e un basso valore per SDSS ($\lambda_{mfp} = 32.51$ Mpc). Si osservi come i risultati si discostino maggiormente gli uni dagli altri. E' importante sottolineare che, per il calcolo del libero cammino medio, è necessario utilizzare il risultato precedentemente ottenuto per l'indice di pendenza spettrale (Sottosezione 4.2.1). Se questo dunque era già discordante ovviamente è logico supporre che questo si rifletta poi anche nei conti successivi. Va anche notato che gli spettri XQ-100 avendo una risoluzione molto più alta sono caratterizzati da una variazione pixel a pixel molto alta e quindi la *spline* che interpola i valori medi del flusso interseca più volte il livello del flusso a 912 \AA . Per ovviare a questo, nel caso degli spettri XQ-100 era stato preso come intervallo $\Delta\lambda = 5 \text{ \AA}$ mentre per quelli SDSS è stato usato un $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$.

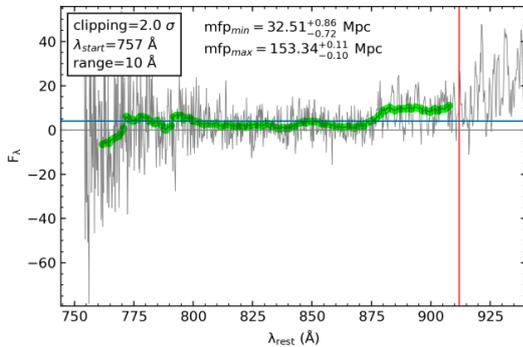
Va detto che in Figura 5.6 non è presente il QSO $J0800 + 1920$. Di questo oggetto si è già parlato nella Sottosezione 4.2.3 del capitolo precedente. In Figura 5.7 sono mostrati i due risultati ottenuti sia per SDSS (pannello di sinistra) che quello ottenuto per XQ-100 (pannello di destra). Nel caso SDSS è stato preso come valore per il libero cammino medio quello minimo pari a $\lambda_{mfp}^{min} = 15.40^{+11.55}_{-7.64}$ Mpc. Entrambi i grafici mostrano come lo spettro si appiattisca repentinamente dopo il Limite di Lyman. Probabilmente la risoluzione più bassa dello spettro SDSS ha permesso al codice di individuare un punto minimo e un punto massimo in cui la *spline* intersecasse la linea blu che indica il flusso ridotto a 912 \AA , mentre nel caso dello spettro XQ-100 la convergenza non è raggiunta e il libero cammino medio calcolato è il valore relativo alla lunghezza d'onda minima (linea



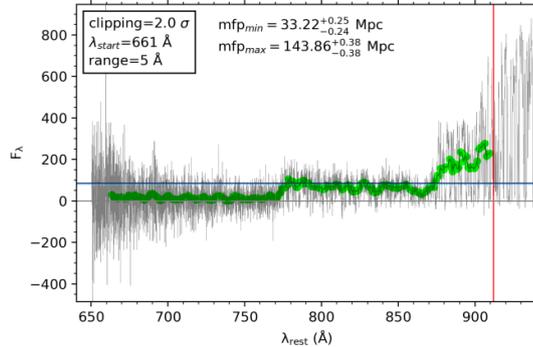
(a) Spettro del QSO SDSS-5374-55947-0955 a $z_{new} = 3.851$.



(b) Spettro del QSO J1135 + 0842 a $z = 3.834$.



(c) Spettro del QSO SDSS-3789-55269-0522 a $z_{new} = 3.757$.



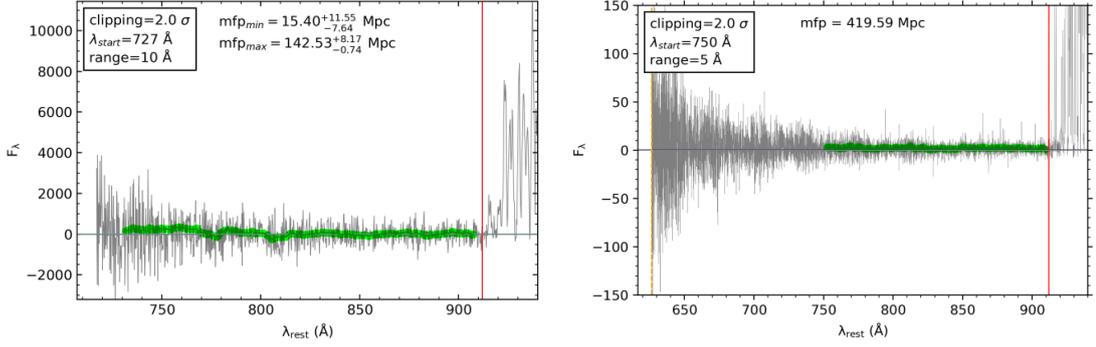
(d) Spettro del QSO J1126 - 0124 a $z = 3.765$

Figura 5.6: I quattro grafici mostrano il risultato del libero cammino medio per due QSO, nel pannello di sinistra è mostrato il risultato ottenuto per gli spettri SDSS, mentre in quello di destra lo stesso risultato per le sorgenti XQ-100.

tratteggiata arancione). (Sottosezione 4.2.3).

5.1.4 Confronto dei risultati del *Free Ionization Path*

In Figura 5.8 è mostrato il grafico che mette a confronto i risultati del *free ionization path* ottenuti per SDSS e per XQ-100. I punti blu rappresentano i 43 spettri che le due osservazioni hanno in comune (di nuovo è stato omesso dal grafico il QSO J0800 + 1920), mentre la linea rossa è la bisettrice del grafico. Si noti come in questo caso sono presenti molti più punti discrepanti rispetto ai plot precedenti. I motivi sono sostanzialmente gli stessi che sono stati discussi per il libero cammino medio. I risultati stessi del *free ionization path* ottenuti nella Sottosezione 4.2.4 erano apparsi molto contraddittori con errori associati piuttosto alti.



(a) Spettro del QSO SDSS-4482-55617-0083 a $z_{new} = 3.954$. (b) Spettro del QSO $J0800 + 1920$ a $z = 3.948$.

Figura 5.7: Calcolo del libero cammino medio per il QSO $J0800 + 1920$ a $z = 3.948$. Si noti come nel pannello di destra, in cui è riportato il risultato per XQ-100 il conto era stato fatto nell'intervallo spettrale dal Limite di Lyman fino a 750 \AA in modo da evitare il rumore nella parte più blu dello spettro.

In Figura 5.9 sono mostrati due esempi di confronto tra i risultati ottenuti per SDSS e XQ-100 per il QSO $J1248 + 1304$. Si può subito notare la differenza del risultato. La linea tratteggiata arancione indica la lunghezza d'onda a cui il *free ionization path* viene calcolato. Nel pannello di sinistra questo è stimato per $\lambda_{fip} = 73.96^{+61.23}_{-2.26} \text{ Mpc}$. Nel pannello di destra, in cui si ricorda è mostrato il risultato per XQ-100, il segnale si appiattisce notevolmente intorno agli 850 \AA impedendo dunque al codice di misurare un'effettiva intersezione con il valore a zero del flusso. Per questo motivo, di default, il codice ha impostato come risultato finale il valore relativo alla lunghezza d'onda finale pari a $\lambda_{fip} = 370.95 \text{ Mpc}$. Casi come questi erano numerosi e, per questa ragione, nel grafico riportato in Figura 5.8 sono presenti molti più outliers.

5.2 *Escape Fraction* dei QSO brillanti

Sebbene il catalogo di XQ-100 contenga un campione di soli 100 QSO, questi sono tra loro vari e con caratteristiche fisiche diverse. Questo ha prodotto delle differenze sostanziali nel calcolo dell'*escape fraction*, ci sono infatti sorgenti che hanno un valore di f_{esc} molto piccolo e altre che invece lo hanno piuttosto elevato.

In questa sezione verrà analizzato il motivo di queste differenze e le varie implicazioni fisiche che ne conseguono.

Usando l'Equazione 4.1 vista nella Sottosezione 4.2.2 del capitolo precedente è stato misurato un valore medio per l'*escape fraction* pari a $f_{esc} = 0.486 \pm 0.290$. In Figura 5.10 è mostrata la distribuzione di *escape fraction* ottenuta su tutto il campione di XQ-

Tabella 5.1: Oggetti in comune tra la SDSS e XQ-100 e i risultati per i tre parametri fondamentali.

XQ-100 name	α_{ν_SDSS}	α_{ν_XQ-100}	f_{esc_SDSS}	f_{esc_XQ-100}	mfp_{SDSS} [Mpc]	mfp_{XQ-100} [Mpc]
J0042 – 1020	-0.342	-0.631	0.601	0.568	28.68	28.68
J0124 + 0044	-0.619	-0.106	0.544	0.444	34.57	30.27
J0134 + 0400	-0.587	-0.606	0.000	0.005	5.66	5.43
J0214 – 0518	0.036	0.080	0.508	0.516	29.87	28.88
J0255 + 0048	-0.501	-0.648	0.063	0.019	9.68	8.33
J0747 + 2739	-1.707	-1.410	0.695	0.394	21.82	17.16
J0755 + 1345	-0.440	-1.132	0.590	0.566	106.05	114.32
J0800 + 1920*	-0.283	-0.673	0.013	0.006	15.24	419.59
J0818 + 0958	-0.845	-0.646	0.549	0.480	21.79	18.97
J0833 + 0959	-0.125	-0.480	0.646	0.637	121.32	126.99
J0835 + 0650	-0.524	-0.787	0.024	0.003	5.74	3.41
J0839 + 0318	0.561	0.076	0.035	0.029	8.92	6.89
J0920 + 0725	-0.173	-0.357	0.695	0.637	106.47	103.07
J0935 + 0022	-0.895	-0.597	0.682	0.644	65.73	70.16
J0937 + 0828	-0.748	-0.911	0.668	0.607	92.68	90.05
J0959 + 1312	-0.466	-0.027	0.555	0.705	14.94	19.84
J1013 + 0650	-0.090	0.714	0.974	1.000	39.26	45.15
J1032 + 0927	-0.727	-0.669	0.494	0.386	29.97	19.38
J1034 + 1102	-0.953	-0.669	0.982	0.785	104.84	107.72
J1037 + 2135	-0.362	-0.398	0.801	0.755	140.13	276.93
J1037 + 0704	-0.347	-0.785	0.856	0.777	128.98	139.04
J1042 + 1957	-0.055	-0.461	0.712	0.756	130.01	129.87
J1053 + 0103	-0.409	-0.775	0.719	0.742	116.05	248.15
J1054 + 0215	0.217	-0.101	0.295	0.366	66.63	91.28
J1057 + 1910	-0.423	-0.560	0.307	0.131	18.09	36.27
J1108 + 1209	-1.475	-0.761	0.161	0.114	7.67	7.40
J1110 + 0244	0.072	-0.800	0.775	0.749	85.42	89.61
J1117 + 1311	-0.925	-0.744	0.482	0.366	59.33	64.11
J1126 – 0126	-0.660	-0.534	0.549	0.724	57.88	60.49
J1126 – 0124	-0.979	-0.540	0.465	0.469	32.51	143.86
J1135 + 0842	-0.660	-0.789	0.654	0.643	191.47	215.03
J1248 + 1304	-0.253	0.130	0.877	1.000	31.37	48.94
J1249 – 0159	0.243	-1.136	0.270	0.287	15.32	14.73
J1304 + 0239	-1.086	-1.100	0.865	0.776	44.37	47.60
J1312 + 0841	-0.852	-0.522	0.567	0.572	139.63	109.86
J1323 + 1405	-0.307	-0.221	0.783	0.810	193.69	172.94
J1331 + 1015	-0.370	-0.385	0.602	0.657	61.81	65.30
J1336 + 0243	-0.721	-0.695	0.801	0.705	170.47	254.15
J1352 + 1303	-0.697	-0.685	0.516	0.591	91.65	96.85
J1416 + 1811	-0.570	-1.402	0.691	0.669	41.85	146.95
J1503 + 0419	-0.425	-0.063	0.703	0.771	88.16	99.21
J1542 + 0955	-0.726	-0.606	0.498	0.442	101.44	75.13
J1552 + 1005	-0.938	0.602	0.003	0.004	6.20	3.95
J1633 + 1411	-0.048	-0.236	0.435	0.126	87.53	106.49

* Come detto nel capitolo precedente, questo QSO è stato escluso dall'analisi statistica. Molto probabilmente il valore corretto del libero cammino medio è quello ottenuto da Romano et al. 2019.

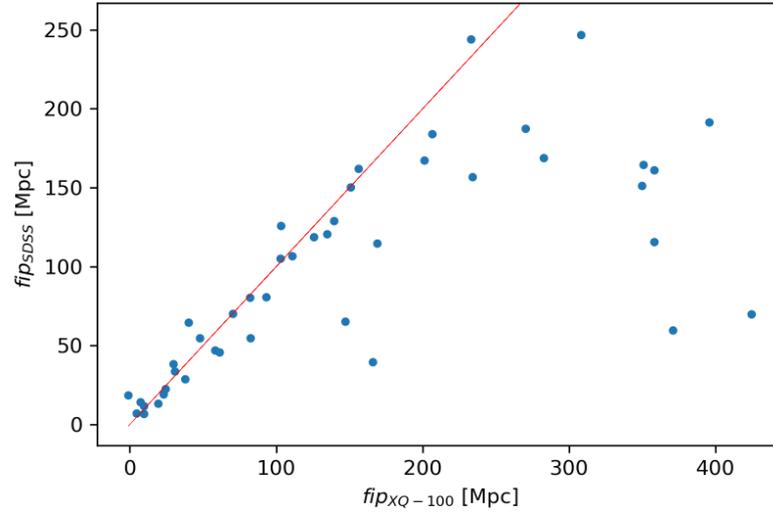


Figura 5.8: Grafico di confronto dei valori del *free ionization path* ottenuti per SDSS e XQ-100. La linea rossa indica la bisettrice del grafico.

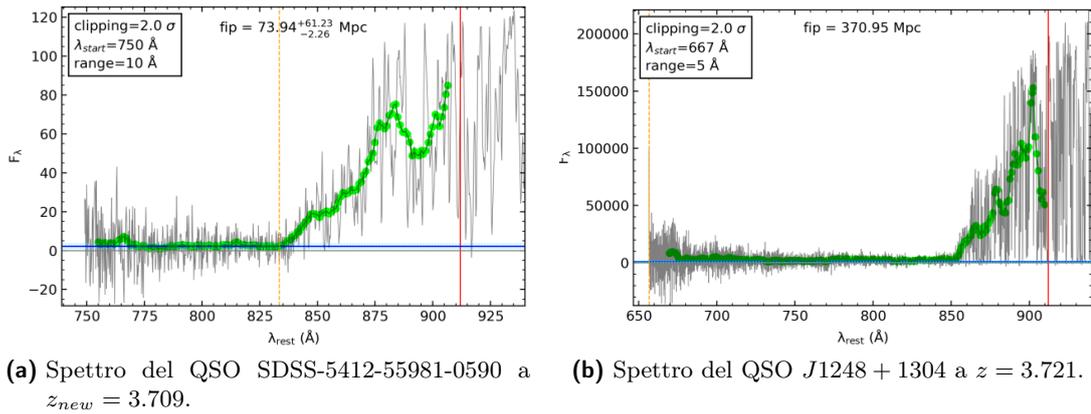


Figura 5.9: Calcolo del *free ionization path* per il QSO $J1248 + 1304$. Nel pannello di sinistra viene riportato il risultato ottenuto per gli spettri SDSS, mentre in quelli di destra quelli ottenuti per XQ-100.

100. La linea rossa tratteggiata individua il valor medio della distribuzione fissato a $f_{esc} = 0.49 \pm 0.29$, risultato in linea con quanto trovato da Romano et al. 2019 ($f_{esc} = 0.53 \pm 0.36$). L'istogramma mostra una distribuzione bi-modale con un picco verso bassi valori dell'*escape fraction*, un secondo picco più o meno centrato attorno al valor medio e un valore minimo attorno a $0.10 \lesssim f_{esc} \lesssim 0.40$. La stessa distribuzione multi-modale era stata già trovata in Romano et al. 2019; Cristiani et al. 2016, confermando la bontà dei risultati ottenuti nonostante la poca statistica a disposizione.

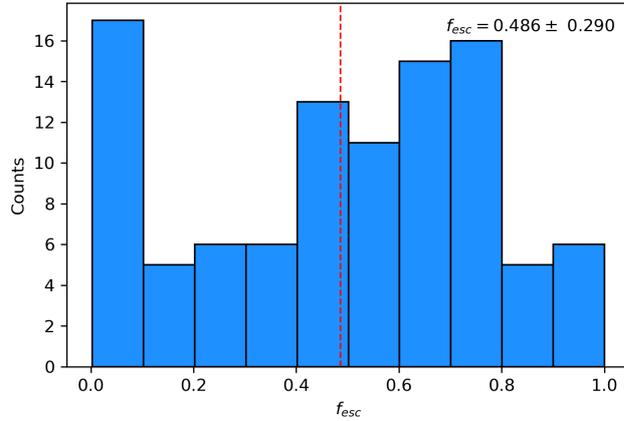


Figura 5.10: Distribuzione dell’*escape fraction* dell’intero campione di QSO di XQ-100. La linea rossa tratteggiata indica il valore medio stimato a $f_{esc} = 0.486$

5.2.1 Connessione tra l’*Escape Fraction* e il Libero Cammino Medio

La distribuzione dell’*escape fraction* in Figura 5.10 mostra un picco per valori estremamente bassi: $0.0 \leq f_{esc} \leq 0.1$. Verrà qui analizzato tale picco.

A tal scopo la Figura 5.11 mostra cinque grafici in cui l’*escape fraction* è confrontata con gli altri parametri fondamentali che sono stati calcolati nel capitolo precedente. E’ interessante notare la correlazione che mostra il grafico di destra nel secondo pannello tra l’*escape fraction* e il libero cammino medio. L’assenza di sorgenti con un basso valore di *escape fraction* e alto libero cammino medio era stata già riscontrata da Romano et al. 2019. Non è ancora chiaro il perché di quest’assenza, in Romano et al. 2019 è stato verificato che ciò non dipende dalla correzione a $\Delta\alpha_\nu = 0.72$ che è stata adottata per il cambio di pendenza del continuo a $\lambda_{rest} = 1000 \text{ \AA}$, ma sfortunatamente non è ancora chiaro da cosa sia causata. La presenza di varie sorgenti aventi bassi *escape fraction* e libero cammino medio indicano la presenza di Assorbitori Associati (AAs) che provocano una copertura totale. Ciò comporta ovviamente l’assorbimento, pressoché totale, di tutto il flusso di fotoni UV che il QSO produce. Cioè spiegherebbe quindi il basso valore di entrambi i parametri.

Per comprendere dunque le proprietà dei QSOs con basso valore di *escape fraction* e alto valore di libero cammino medio, bisogna a questo punto capire quali di queste sorgenti ha un possibile Assorbitore Associato. Per fare ciò è importante studiare i flussi uscenti dai QSOs, in particolar modo il profilo delle loro righe spettrali. A questo proposito le

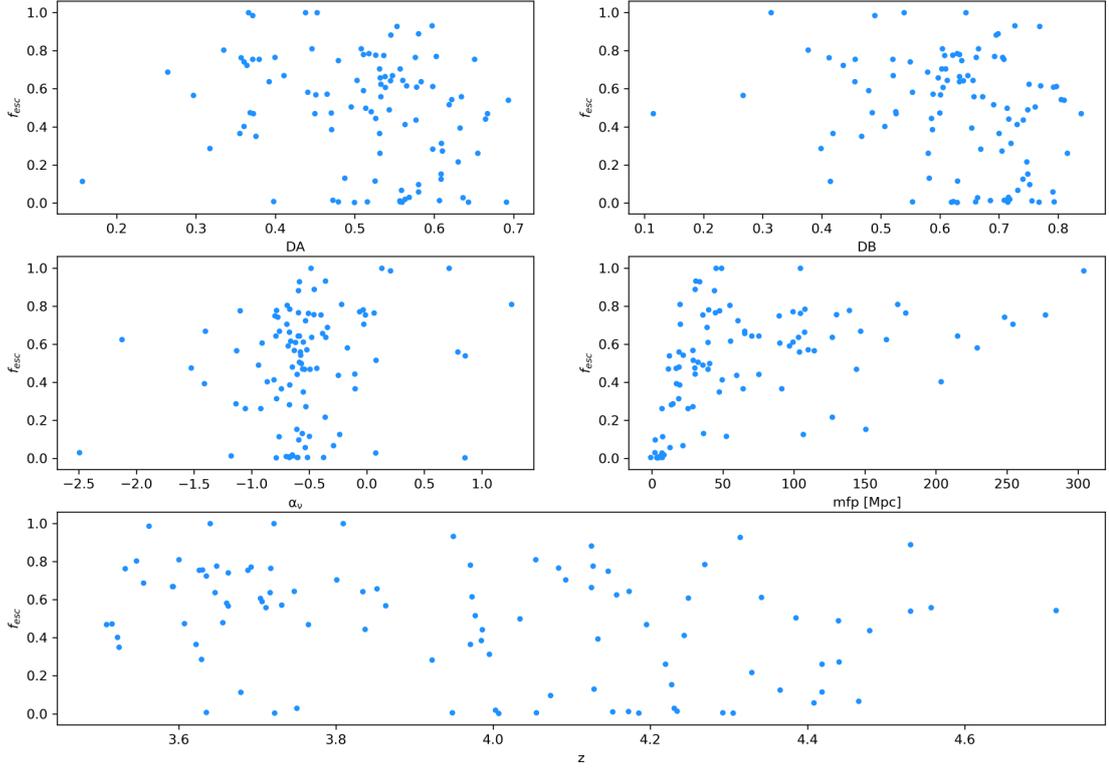


Figura 5.11: Grafici che mostrano l'evoluzione dell'*escape fraction* con gli altri parametri fondamentali calcolati nel capitolo precedente: i decrementi di flusso D_A e D_B (grafici in alto), l'indice di pendenza spettrale α_ν e libero cammino medio (grafici centrali) ed infine il redshift (ultimo grafico in basso).

NALs sono maggiormente significative per lo studio delle proprietà fisiche di tali flussi. Il campione di XQ-100 è stato quindi oggetto di un approfondito studio in Perrotta, D'Odorico, Prochaska et al. 2016; Perrotta, D'Odorico, Hamann et al. 2018 in modo tale da individuare la presenza di eventuali Assorbitori, sia Associati che *Intervening* (un Assorbitore che si trova lungo la linea di vista tra l'osservatore e il QSO stesso e a grande distanza da quest'ultimo). Perrotta, D'Odorico, Prochaska et al. 2016 hanno mostrato come l'azoto ionizzato (NV) è lo ione che maggiormente permette di studiare gli effetti della ionizzazione dell'IGM da parte dei QSO e viene qui indicata come soglia per distinguere gli Assorbitori Associati una densità di colonna pari a $N_{NV} > 0$.

Un altro ione usato come strumento per l'individuazione degli Assorbitori Associati è il carbonio C^{3+} (CIV). In Perrotta, D'Odorico, Hamann et al. 2018 viene individuata come soglia per la densità di colonna un valore di $N_{CIV} > 10^{14} \text{ cm}^{-2}$.

La Figura 5.12 mostra tre grafici in cui sono stati evidenziati gli Assorbitori Associa-

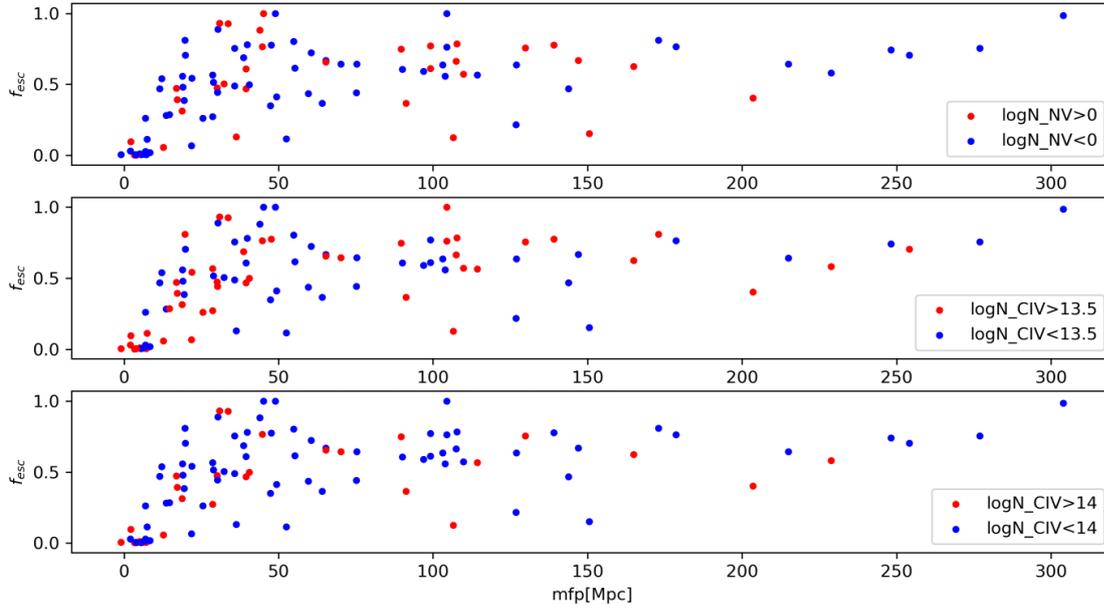


Figura 5.12: Grafici di confronto tra il libero cammino medio e l'*escape fraction*. Nel pannello in alto sono evidenziati in rosso i QSO che hanno una densità di colonna $N_{NV} > 0$ (Perrotta, D'Odorico, Prochaska et al. 2016); nei due pannelli sottostanti vengono invece evidenziate in rosso quelle sorgenti per cui la densità di colonna è $N_{CIV} > 10^{13.5} \text{ cm}^{-2}$ (pannello centrale) e $N_{CIV} > 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (pannello inferiore) (Perrotta, D'Odorico, Hamann et al. 2018).

ti. Nel pannello superiore vengono indicati con dei cerchi rossi quei QSO che presentano una densità di colonna $N_{NV} > 0$ e $\Delta v < 5000 \text{ km/s}$ (i dati sono stati presi da Perrotta, D'Odorico, Prochaska et al. 2016). I due pannelli sottostanti mostrano invece i QSO (cerchi rossi) che hanno una densità di colonna $N_{CIV} > 10^{13.5} \text{ cm}^{-2}$ (pannello centrale) e pari a $N_{CIV} > 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (pannello in basso).

Come è poi riassunto in Tabella 5.2, nel catalogo di Perrotta, D'Odorico, Prochaska et al. 2016 sono presenti ben 38 sorgenti che hanno un Assorbitore Associato nella riga del NV e di queste solo 9 hanno anche una $\lambda_{mfp} < 10 \text{ Mpc}$. Analogamente, nel catalogo di Perrotta, D'Odorico, Hamann et al. 2018, 35 sorgenti hanno un Assorbitore Associato nella riga del CIV (con soglia stimata per $N_{CIV} > 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) e di queste solo 14 hanno anche una $\lambda_{mfp} < 10 \text{ Mpc}$.

Si è visivamente controllato attentamente ciascun QSO che avesse un $\lambda_{mfp} < 10 \text{ Mpc}$. Nei grafici sono state individuate cinque sorgenti, potenziali Assorbitori Associati, che però non sono presenti nei cataloghi di Perrotta et al. (2016,2018). Di queste, per tre sorgenti si vede chiaramente in Figura 5.13 la riga in assorbimento del CIV a $\lambda\lambda 1548$,

Tabella 5.2: Tabella riassuntiva in cui sono indicati i seguenti valori: nella prima colonna il numero totale delle sorgenti del campione XQ-100, nella seconda colonna il numero di sorgenti che hanno un Assorbitore Associato nella riga del NV ($N_{NV} > 0$), nella terza e nella quarta il numero di sorgenti con Assorbitore Associato nella riga del CIV ($N_{CIV} > 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ e $N_{CIV} > 10^{13.5} \text{ cm}^{-2}$ rispettivamente), nella quinta il numero di sorgenti che hanno un Assorbitore Associato sia nella riga del NV che nel CIV ($N_{CIV} > 10^{14} \text{ cm}^{-2}$), nella sesta il numero delle sorgenti con $\lambda_{mfp} < 10 \text{ Mpc}$, nella settima colonna il numero di sorgenti che hanno $\lambda_{mfp} < 10 \text{ Mpc}$ e un Assorbitore Associato nella riga del NV e del CIV. Infine L'ultima colonna riporta il risultato del rapporto tra il risultato della settima colonna con quello della sesta. Per completezza nel conteggio delle sorgenti si è incluso le cinque sorgenti di cui discusso nella Sottosezione 5.2.1 che possono avere un Assorbitore Associato anche se non presente nei cataloghi di Perrotta, D'Odorico, Prochaska et al. 2016 e Perrotta, D'Odorico, Hamann et al. 2018.

n_{QSO}	n_{NV}	$n_{CIV>14}$	$n_{CIV>13.5}$	n_{AAs}	$n_{mfp<10}$	n_{tot}	$\frac{n_{tot}}{n_{mfp<10}}$
100	38	35	55	48	17	14	0.82

1550 Å con $\Delta v < 5000 \text{ km/s}$ che lascia quindi supporre che abbiano anch'essi un Assorbitore Associato. Le altre due sorgenti, il QSO $J2349 - 3712$ a $z = 4.219$ e il QSO $J0839 + 0318$ a $z = 4.229$, non mostrano tale riga. Il loro basso valore di *escape fraction* misurato, $f_{esc} = 0.262$ e $f_{esc} = 0.029$ rispettivamente, in aggiunta al loro basso valore di libero cammino medio, lascia supporre però che anche questi QSO abbiano un Assorbitore *Intervening* sebbene la loro presenza non sia stata confermata dai due cataloghi proposti da Perrotta et al. (2016,2018).

Si può quindi supporre che tutte le sorgenti che abbiano un $\lambda_{mfp} < 10 \text{ Mpc}$ abbiano un Assorbitore Associato, come proposto anche da Romano et al. 2019. Per le cinque sorgenti si è deciso di non cambiare il colore nei grafici in Figura 5.12, cioè li si è considerati come sorgenti che non hanno un Assorbitore Associato anche se, come detto, ci sono evidenze che ne possano avere. In Tabella 5.2 vengono riportati il numero di sorgenti che hanno Assorbitori Associati o nella riga NV, o nella riga CIV (sono riportati entrambi i valori di soglia). Nella quinta colonna è riportato il numero totale di sorgenti con Assorbitori Associati (è stato preso come soglia per la densità di colonna del CIV il valore $N_{CIV} > 10^{14} \text{ cm}^{-2}$), nella sesta il numero di sorgenti che hanno un valore di $\lambda_{mfp} < 10 \text{ Mpc}$, nella settima è riportato il numero totale di sorgenti che hanno una $\lambda_{mfp} < 10 \text{ Mpc}$ e un Assorbitore Associato o nella riga del CIV ($N_{CIV} > 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) o nella riga del NV; infine nell'ultima colonna è riportato il rapporto tra la settima colonna e la sesta. Nel conto sono state considerate le cinque sorgenti di cui discusso prima come sorgenti con Assorbitori Associati.

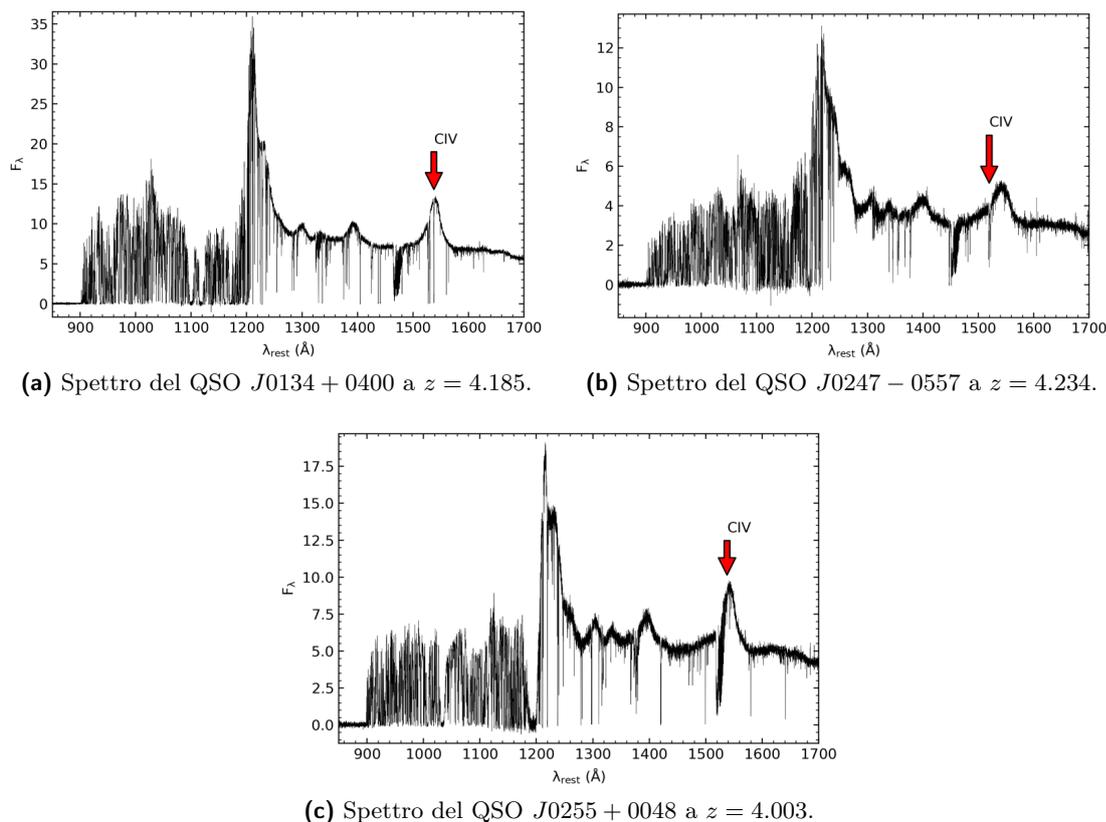


Figura 5.13: Grafici che mostrano tre spettri di tre dei cinque QSO che possono avere degli Assorbitori Associati non presenti nei cataloghi di Perrotta, D’Odorico, Prochaska et al. 2016 e Perrotta, D’Odorico, Hamann et al. 2018. Si può in essi notare la riga in assorbimento del CIV $\lambda\lambda 1548, 1550 \text{ \AA}$ indicata con una freccia rossa.

In conclusione, analizzando i dati presenti in Tabella 5.2, bisogna capire se il valore di $\lambda_{mfp} < 10 \text{ Mpc}$ può essere usato come limite di soglia per distinguere gli Assorbitori Associati neutri da quelli invece ionizzati (quelli quindi con una λ_{mfp} alta). Dall’ultima colonna della Tabella 5.2 si osserva come il rapporto del numero totali di sorgenti che hanno una $\lambda_{mfp} < 10 \text{ Mpc}$ e quelli che hanno un Assorbitore Associato nella riga CIV o nella riga NV è pari a 0.824. Si può dunque concludere che l’ipotesi proposta da Romano et al. 2019, cioè che tutti i QSO aventi una $\lambda_{mfp} < 10 \text{ Mpc}$ siano Assorbitori Associati, è confermata dallo studio qui proposto.

5.2.2 L’ipotesi della copertura parziale o dell’effetto di ionizzazione

Come detto i grafici mostrati in Figura 5.12 evidenziano la presenza di Assorbitori Associati. Gli oggetti che hanno un *escape fraction* e libero cammino medio bassi è spiegata

dunque da una copertura totale da parte dell'Assorbitore, in regioni molto prossime al QSO, che quindi assorbe la maggior parte del flusso di fotoni UV prodotti dal QSO stesso. Resta dunque da indagare la presenza di Assorbitori Associati ad alti valori di libero cammino medio. Per spiegare questo fatto sono probabili due scenari: un Assorbitore Associato con copertura parziale o un effetto di ionizzazione.

Per quanto riguarda il primo scenario, quello della copertura parziale, questo è spiegato con un assorbimento parziale del flusso emesso dal QSO da parte di un assorbitore. Questo succede quando la dimensione angolare dell'assorbitore è inferiore della regione del QSO che emette tale flusso di fotoni UV e dunque, a differenza di quanto avviene in caso di copertura totale, una parte del flusso di fotoni riesce a passare e questo spiegherebbe un valore di libero cammino medio più elevato. Affinché questo scenario sia veritiero ci si aspetta una distribuzione di *escape fraction* diversa per le sorgenti che hanno un Assorbitore Associato da quelle che non l'hanno. Inoltre, ci si aspetta che valga la seguente relazione: $f_{esc_no,AAs} > f_{esc_AAs}$.

La seconda ipotesi, come detto, è quella dell'effetto di ionizzazione. Le nubi di gas di cui l'assorbitore è composto possono essere ionizzate in HI ma non in CIV e NV. Questo perché il potenziale di ionizzazione dell'HI, pari a 13.6 eV, è inferiore di quello del CIV (64.5 eV) e del NV (97.9 eV). Nel caso in cui sia corretto questo secondo scenario, ci si aspetta che le due distribuzioni dell'*escape fraction*, quella delle sorgenti che hanno un Assorbitore Associato e quella di quelle che ne sono sprovviste, siano simili, lasciando supporre dunque che i due campioni provengano dalla stessa popolazione.

Si tratta dunque ora di capire quale delle due ipotesi spiega meglio la presenza di Assorbitori Associati ad elevati valori di libero cammino medio.

Per fare questo, sono stati analizzati gli istogrammi di confronto del valore dell'*escape fraction* con e senza Assorbitori Associati ed è stata calcolata la probabilità che i due campioni analizzati possano appartenere alla stessa distribuzione e quindi alla medesima popolazione mediante test di *Kolmogorov-Sminorov*².

In Figura 5.14 sono riportati i tre istogrammi normalizzati della distribuzione dell'*escape fraction* degli AGN del campione in cui vengono evidenziati gli Assorbitori Associati con $N_{NV} > 0$ (pannello in alto a sinistra), con $N_{CIV} > 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (pannello in alto a destra) e con $N_{CIV} > 10^{13.5} \text{ cm}^{-2}$ (pannello in basso). Per evitare gli oggetti che hanno un valore piccolo di libero cammino medio, quindi quelle sorgenti che si pensi abbiano comunque degli Assorbitori Associati pur non essendo presenti nei cataloghi di Perrotta et al. (2016,2018), sono state prese solo le sorgenti aventi un valore di $f_{esc} > 0.1$. Le distri-

²E' un test non parametrico usato o per confrontare un campione con una distribuzione di probabilità di riferimento, o per confrontare due campioni della stessa popolazione.

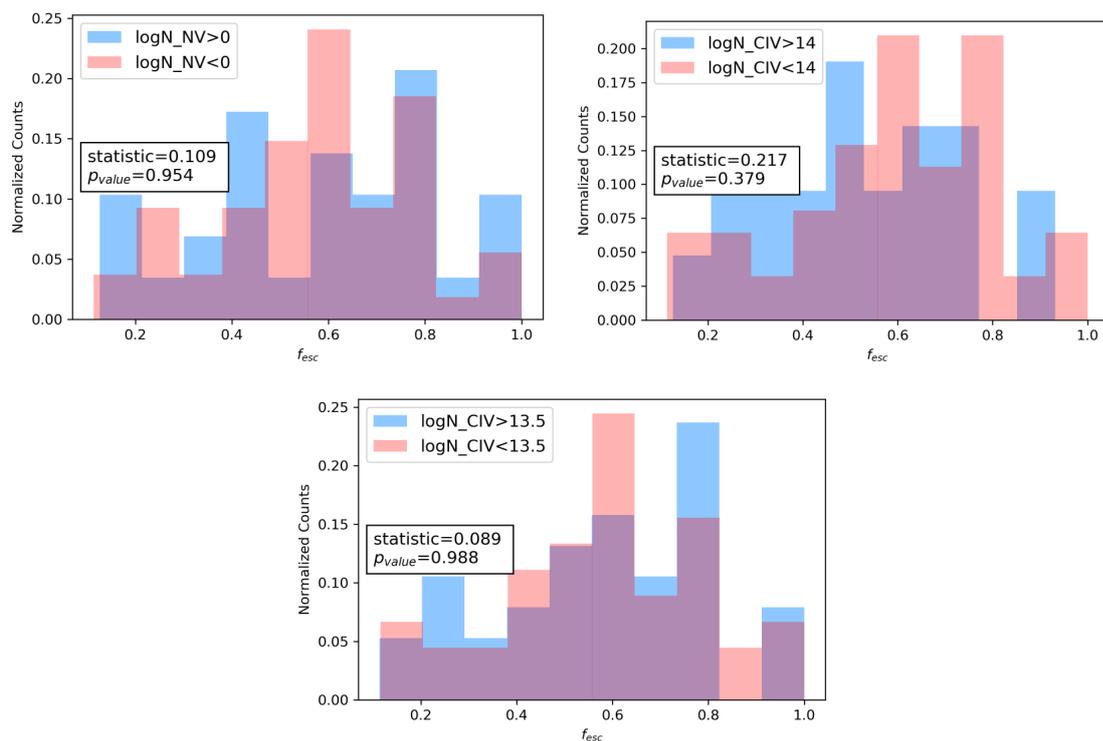


Figura 5.14: Distribuzioni normalizzate dell'*escape fraction* dei QSO del campione in cui vengono evidenziati gli Assorbitori Associati con $N_{NV} > 0$ (pannello in alto a sinistra), con $N_{CIV} > 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (pannello in alto a destra) e con $N_{CIV} > 10^{13.5} \text{ cm}^{-2}$ (pannello in basso).

buzioni sono state normalizzate in modo che l'area totale sotto ciascun istogramma sia pari ad uno. Le due distribuzioni in ciascun pannello sono state confrontate utilizzando la procedura del test di *Kolmogorov-Sminorv* a due campioni (K-S test). Quest'analisi fornisce un valore, il *valore-p* (valore di probabilità), che stabilisce la natura delle due distribuzioni esaminate: se questo valore è piccolo allora i due campioni esaminati non hanno la stessa distribuzione e quindi è improbabile che provengano dalla stessa popolazione di partenza. Viceversa, se questo valore è grande allora i campioni esaminati appartengono alla stessa distribuzione e quindi alla medesima popolazione. È stata scelta come soglia per tale valore, per il quale non è più valida da lì in poi l'*ipotesi nulla*³, un $p = 0.01$. Se dunque $p > 0.01$ le due distribuzioni saranno simili ed è dunque corretto affermare che l'*ipotesi* iniziale corretta sarà la seconda, quella cioè dell'effetto di

³L'*ipotesi nulla* è un tipo di ipotesi utilizzata in analisi statistica che suggerisce che non esistano significative differenze statistiche in un campione di dati. Nel caso specifico di un test di *Kolmogorov-Sminorv* a due campioni definisce quando entrambi i gruppi di dati sono campionati da popolazioni con distribuzioni identiche.

ionizzazione; al contrario, se $p < 0.01$ le due distribuzioni non saranno simili e i campioni provengono quindi da due popolazioni diverse, e l'ipotesi della copertura parziale sarà quella valida. In tutti e tre i grafici mostrati in Figura 5.14 si può notare come il valore-p rimanga piuttosto alto ($p_{value} = 0.899$, $p_{value} = 0.620$, $p_{value} = 0.962$), questo è comunque in parte dovuto al fatto che si ha poca statistica a disposizione dato che dei 100 AGN originari del campione, con il taglio per $f_{esc} > 0.1$, ne restano solo 83. I risultati del test di *Kolmogorov-Sminorv* sembrano dunque suggerire che questi assorbitori con un elevato valore di libero cammino medio siano dunque dovuti più ad un effetto di ionizzazione che non a quello di una copertura parziale. Un'ulteriore prova di quest'ipotesi è data dal risultato per il valore medio dell'*escape fraction*. Per l'intero campione, contando quindi tutte e 100 le sorgenti che lo costituiscono, ottengo un valore pari a $f_{esc}^{all} = 0.486 \pm 0.290$ (Figura 5.10). Eliminando invece le sorgenti che contengono un Assorbitore Associato il valore aumenta di poco: $f_{esc}^{no-abs} = 0.578 \pm 0.225$. I due risultati sono confrontabili, entro l'errore, e dunque le due distribuzioni risultano simili, cosa che conferma appunto il risultato già ottenuto mediante test di *Kolmogorov-Smirnov*.

Un'altra interpretazione interessante che emerge dallo studio dei grafici in Figura 5.12, è che gli assorbitori, responsabili di questi elevati valori di libero cammino medio, siano proprio delle nubi di gas molto vicine al QSO stesso (si parla di distanze inferiori a 1 kpc) e con velocità estremamente elevate (~ 5000 km/s). Si può quindi pensare che queste siano le nubi della *Broad Line Region* (BLR) aventi un alto grado di ionizzazione, distanze molto prossime al buco nero super massiccio (SMBH) centrale e in rapido movimento. Altra cosa che emerge è che invece, quegli assorbitori aventi un $\lambda_{mfp} \sim 0$ e un altrettanto basso valore di *escape fraction* individuano regioni più neutre e quindi possono rappresentare le regioni più esterne della galassia e potrebbero dunque essere le *Narrow line Region* (NLR) o anche il mezzo circum galattico (CGM).

5.3 Implicazioni per il Libero Cammino Medio

Come più volte detto nelle Sezioni precedenti, uno dei parametri fondamentali per stimare il contributo degli AGN alla reionizzazione dell'Universo è proprio il libero cammino medio dei fotoni ionizzanti che vengono prodotti dai SMBH al centro di ciascun QSO. Questa quantità è fondamentale perchè strettamente legata al calcolo del tasso di fotoionizzazione.

In Figura 5.15 è mostrata la distribuzione del libero cammino medio per l'intero campione di XQ-100 (istogramma rosso) confrontata con la distribuzione del libero cammino medio del campione privato degli Assorbitori Associati (istogramma blu). Nel conto, per

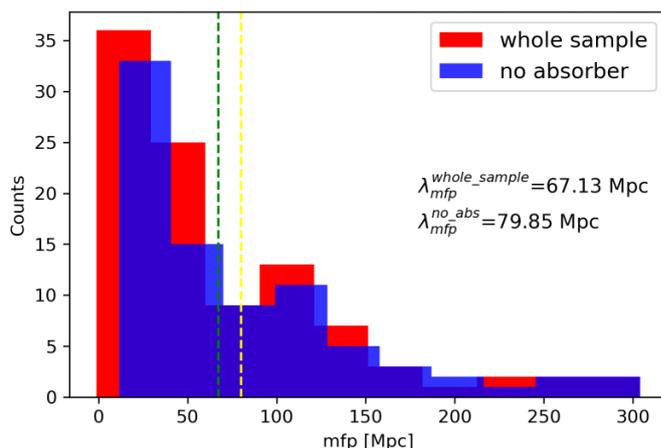


Figura 5.15: Distribuzione del libero cammino medio per l'intero campione di XQ-100 (istogramma rosso) confrontata con la distribuzione del libero cammino medio del campione privato delle sorgenti con Assorbitori Associati (istogramma blu). La linea tratteggiata verde indica il valor medio per la distribuzione dell'intero campione, quella gialla è invece il valor medio per il campione privo degli Assorbitori Associati.

essere sicuri di escludere anche quelle cinque sorgenti di cui è ipotizzabile la presenza di un assorbitore pur non essendo presenti nei cataloghi di Perrotta et al. (2016,2018), sono state selezionate tutte e solo le sorgenti con $\lambda_{mfp} > 10$ Mpc. Ciò viene fatto poiché, a differenza del conto dell'*escape fraction*, che è una quantità legata all'emissione di ciascuna sorgente e quindi una proprietà intrinseca delle stesse, per il calcolo del libero cammino medio è importante ignorare le sorgenti che hanno un Assorbitore Associato poiché il libero cammino medio è una quantità legata allo stato di ionizzazione dell'IGM a grandi distanze dal QSO, anche 100 Mpc, e quindi si devono escludere le sorgenti che, avendo un Assorbitore Associato, hanno una densità di colonna di idrogeno neutro molto alta.

Il valor medio misurato per l'intero campione è $\lambda_{mfp} = 67.13$ Mpc; quello ottenuto escludendo tutte le sorgenti con Assorbitore Associato è $\lambda_{mfp} = 79.85$ Mpc.

5.3.1 Studio dell'evoluzione del Libero Cammino Medio con il redshift

Un'importante correlazione che verrà qui analizzata è quella tra il libero cammino medio e il redshift. E' logico supporre un'evoluzione di tale parametro con il redshift in quanto man mano che ci si avvicina all'EoR l'Universo diventa principalmente composto di idrogeno neutro che assorbe i fotoni UV prodotti dalle sorgenti.

Per analizzare tale evoluzione, verrà qui proposto uno studio di confronto tra i risultati ottenuti per i QSO di XQ-100 con la tecnica discussa nel precedente capitolo, con quelli

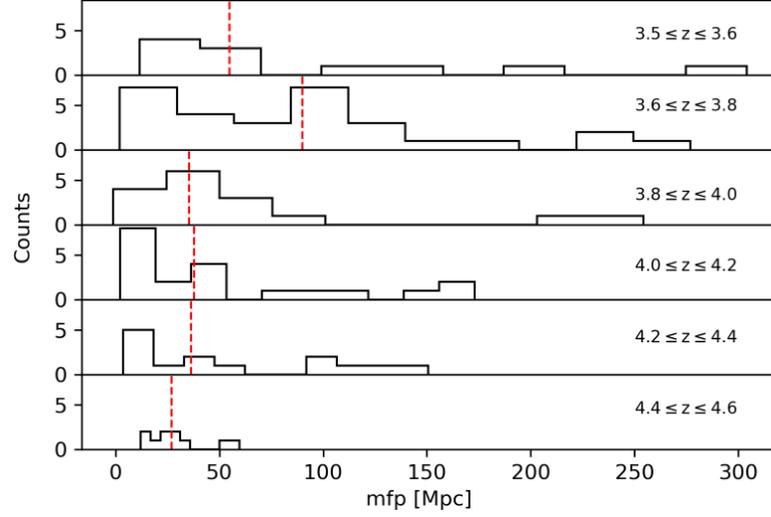


Figura 5.16: Distribuzione del libero cammino medio nei sei intervalli in cui il campione di QSO di XQ-100 è stato diviso. La linea tratteggiata indica la mediana di ciascuna distribuzione.

ottenuti in Romano et al. 2019 per le sorgenti dell’SDSS e Worseck, Prochaska, O’Meara et al. 2014 per le sorgenti della *Gemini Multi Object Spectrometers*. Per effettuare tale confronto l’intero campione è stato suddiviso in intervalli di $\Delta z = 0.2$. Siccome il campione di XQ-100 ha un’estensione da $3.5 \leq z \leq 4.5$ è stato aggiunto un unico intervallo con ampiezza $\Delta z = 0.1$ tra i $3.5 \leq z \leq 3.6$ onde evitare di perdere nell’analisi le 11 sorgenti che sono comprese in esso. Un’unica sorgente è però esclusa poiché nel campione XQ-100 c’è una sola sorgente con $z > 4.7$ ed è il QSO *J0307 – 4945* a $z = 4.715$.

In Figura 5.16 è mostrata la distribuzione del libero cammino medio delle sorgenti nei vari intervalli in cui è stato suddiviso il campione; la linea tratteggiata rossa ne indica la mediana in ciascuno di essi. E’ stata scelta la mediana anziché la media per calcolare il valor medio in modo da ottenere una stima più robusta considerando il fatto che, a differenza del campione di SDSS, quello di XQ-100 ha molte meno sorgenti e dunque molta meno statistica a disposizione. E’ evidente come il valore del libero cammino medio si mantenga piuttosto alto ($\lambda_{mfp} \sim 54 - 90$ Mpc) nei primi due intervalli ($3.5 \leq z \leq 3.6$ e $3.6 \leq z \leq 3.8$) per poi diminuire andando a redshift più elevati.

Gli stessi valori medi sono stati poi calcolati, in ciascun intervallo, per le sorgenti prive di Assorbitori Associati. Come detto questi valori sono stati poi confrontati con gli stessi ottenuti da Worseck, Prochaska, O’Meara et al. 2014 che da Romano et al. 2019. In Tabella 5.3 sono riportati i risultati ottenuti e quelli presi dalla letteratura.

Si può subito osservare come i risultati ottenuti per XQ-100 siano più alti rispetto a

Tabella 5.3: Tabella riassuntiva dei valori del libero cammino medio. Vengono riportati in ordine i seguenti valori: nella prima colonna gli intervalli in cui l'intervallo del redshift è suddiviso; nella seconda e terza colonna il numero di sorgenti e il numero di sorgenti prive di Assorbitori Associati rispettivamente; nella quarta e quinta colonna i valori ottenuti per il campione XQ-100 di tutte le sorgenti e quelle prive di AAs; nella sesta i valori ottenuti da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014 ed infine, le ultime due colonne indicano i risultati ottenuti da Romano et al. 2019 per l'intero campione e per il campione privo degli AAs.

Δz	n_{all}	$n_{No,AAs}$	$\lambda_{mfp}^{XQ-100_all}$ [Mpc]	$\lambda_{mfp}^{XQ-100_No,AAs}$ [Mpc]	λ_{mfp}^{W14} [Mpc]	$\lambda_{mfp}^{SDSS_all}$ [Mpc]	$\lambda_{mfp}^{SDSS_No,AAs}$ [Mpc]
$3.5 \leq z \leq 3.6$	11	11	54.88	54.88	61.57	—	—
$3.6 \leq z \leq 3.8$	29	25	90.05	99.21	51.68	50.56	59.39
$3.8 \leq z \leq 4.0$	16	15	35.41	39.91	41.27	47.74	56.64
$4.0 \leq z \leq 4.2$	20	13	37.88	44.74	33.25	39.09	46.44
$4.2 \leq z \leq 4.4$	14	9	36.51	99.17	27.01	34.36	44.96
$4.4 \leq z \leq 4.6$	10	10	27.07	27.07	22.11	26.97	36.37

quelli ottenuti sia da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014 e da Romano et al. 2019. La risposta potrebbe essere l'assenza di sorgenti poco brillanti e con basso libero cammino medio: il campione XQ-100 è infatti composto da 100 QSO molto brillanti ($M_{1450} < -27$). Un effetto analogo era stato già osservato da Romano et al. 2019. La Figura 5.17 mostra l'evoluzione del libero cammino medio con la magnitudine assoluta ottenuta per le sorgenti SDSS. Come si osserva, i cerchi blu che indicano i valori medi del libero cammino medio in ciascun intervallo di magnitudine in cui il campione è stato suddiviso, sembrano mostrare un aumento lineare del libero cammino medio con la luminosità. In realtà sembrerebbe che la causa di questo aumento di mfp sia che nella parte in basso a destra del grafico (nella regione degli oggetti poco brillanti con basso libero cammino medio dunque) vi sono molte sorgenti mentre, per gli stessi valori di mfp, ma per sorgenti brillanti ci sono molte meno sorgenti con libero cammino medio piccolo. La presenza di queste numerose sorgenti dunque abbassa il valore medio del libero cammino medio mentre resta alto quello per sorgenti brillanti. La stessa cosa succede al campione XQ-100 privo di sorgenti poco brillanti. Questo spiegherebbe quindi gli alti valori di libero cammino medio stimati per XQ-100 contrariamente a quanto visto dagli altri autori esaminati.

Andando però a studiare la correlazione tra i dati riportati in Tabella 5.3 si è visto purtroppo che la fluttuazione dei dati XQ-100 era troppo alta (problema causato dalla scarsa statistica del campione). Per questo motivo si è scelto di ridurre gli intervalli in cui suddividere il redshift a due soli. In Tabella 5.4 sono riportati i nuovi risultati ottenuti

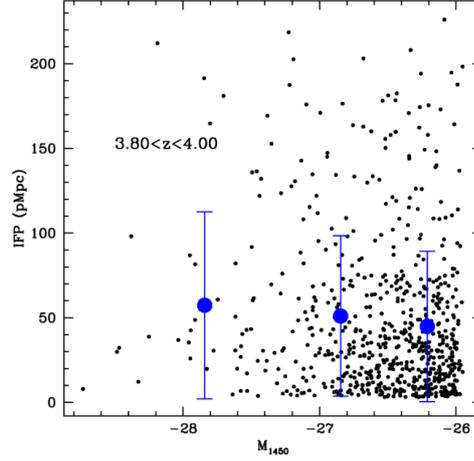


Figura 5.17: I cerchi neri indicano il libero cammino medio in funzione della magnitudine assoluta M_{1450} per i QSO della SDSS con un redshift $3.8 < z < 4.0$ e $I \leq 20$. I cerchi blu più grandi mostrano invece il valor medio del libero cammino medio calcolato in intervalli di ampiezza $\Delta M_{1450} = 1.0$. Le barre d'errore mostrano l'84-simo e il 16-simo percentile della distribuzione del libero cammino medio per ciascun intervallo della magnitudine assoluta. Immagine presa da Romano et al. 2019.

in ciascun intervallo e che sono stati poi utilizzati per la successiva analisi.

La Figura 5.18 mostra il confronto dei risultati ottenuti da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014, da Romano et al. 2019 e quelli ottenuti in Tabella 5.4 per quelli relativi a XQ-100. I cerchi vuoti blu e rossi collegati tra loro da una linea tratteggiata indicano i valori medi del mfp calcolato negli intervalli in cui è stato suddiviso il redshift per il campione XQ-100 e SDSS rispettivamente; i cerchi pieni rossi e blu collegati da una linea continua sono i valori medi del libero cammino medio per le due survey escludendo però le sorgenti con Assorbitori Associati ($\lambda_{mfp} < 10$ Mpc). La curva continua blu è stata spostata di una quantità $\Delta z = 0.05$ per facilitare la visualizzazione delle barre d'errore che, altrimenti, si sarebbero andate a sovrapporre con quelle della curva tratteggiata blu. La curva verde rappresenta invece la legge di potenza, trovata da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014, che rappresenta l'evoluzione del libero cammino medio con il redshift vista nella Sottosezione 2.2.1. I triangoli vuoti verdi rappresentano i valori medi del libero cammino medio calcolati con l'Equazione 2.14. Sempre per sopperire alla mancanza di statistica, le barre di errore per le due curve relative ai dati di XQ-100 sono state calcolate con la stima dell'84-simo e del 16-simo percentile della distribuzione del libero cammino medio. Nonostante ciò queste restano comunque molto grandi ad evidenziare una grande dispersione dei dati dovuti alla bassa statistica.

Il grafico mostra la bontà dei risultati ottenuti: si vede infatti come le curve ottenute per i dati XQ-100 e SDSS, rispettivamente che comprendono tutte le sorgenti e solo quelle senza AAs, correlino piuttosto bene. Inoltre, come già trovato da Romano et al. 2019, i valori ottenuti per XQ-100 sono maggiori rispetto a quelli trovati da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014. Un'ipotesi, già avanzata da Romano et al. 2019, è che sono stati utilizzati i valori medi del libero cammino medio anziché dei valori *stack* come fatto da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014. E' stato infatti verificato che, per ottenere maggiori informazioni sul grado di ionizzazione dell'IGM, è meglio utilizzare la funzione di distribuzione di probabilità del libero cammino medio dei fotoni UV invece della tecnica *stacking*.

5.4 Evoluzione dell'indice di pendenza spettrale degli AGN

Il calcolo dell'indice di pendenza spettrale e del decremento di flusso sono parametri intrinseci della sorgente analizzata. Dunque, come per il caso dell'*escape fraction*, non sono stati esclusi i QSO che posseggono un Assorbitore Associato. Lo studio della pendenza del continuo dello spettro di un QSO è fondamentale per due motivi: prima di tutto per l'identificazione dei meccanismi di emissione responsabili della radiazione osservata e, in secondo luogo, per studiare l'evoluzione da un punto di vista cosmologico del QSO stesso. Come si vede in Figura 5.19, per l'indice di pendenza spettrale si ottiene una distribuzione più o meno regolare con un picco intorno al valor medio $\alpha_\nu = -0.532 \pm 0.515$ ($\alpha_\lambda \approx 1.468$). Questo risultato è leggermente superiore rispetto ai risultati ottenuti in letteratura: per Romano et al. 2019 tale valore è pari $\alpha_\lambda \approx 1.29$ ($3.6 \leq z \leq 4.6$), per Cristiani et al. 2016 è pari a $\alpha_\lambda \approx 1.30$ ($3.6 \leq z \leq 4.0$), per Stevans et al. 2014 è pari a

Tabella 5.4: Tabella riassuntiva dei valori del libero cammino medio con i nuovi intervalli in cui il redshift è stato suddiviso. La prima colonna indica tale intervallo, la seconda e la terza il numero di tutte le sorgenti in esso presenti e quello delle sorgenti privati di Assorbitori Associati rispettivamente; la quarta e la quinta colonna indicano la mediana della distribuzione del libero cammino medio per l'intero campione e per quello privato degli AAs, mentre l'ultima indica i rapporti tra le ultime due colonne nei rispettivi intervalli di redshift.

Δz	n_{all}	$n_{No,AAs}$	$\lambda_{mfp}^{XQ-100_all}$	$\lambda_{mfp}^{XQ-100_No,AAs}$	$\frac{\lambda_{mfp}^{XQ-100_No,AAs}}{\lambda_{mfp}^{XQ-100_all}}$
			[Mpc]	[Mpc]	
$3.5 \leq z \leq 4.2$	75	63	47.60	65.27	1.37
$4.2 \leq z \leq 4.8$	25	20	30.43	34.66	1.14

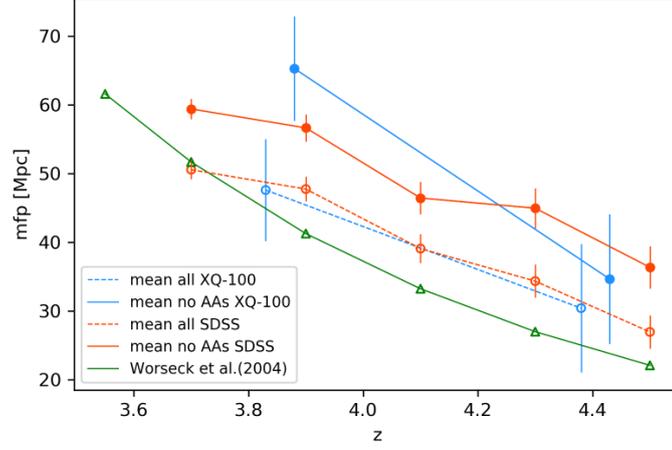


Figura 5.18: Evoluzione del libero cammino medio con il redshift. I cerchi vuoti blu collegati tra loro da una linea tratteggiata indicano i valori medi del mfp considerando tutte le sorgenti presenti nell'intervallo in cui il redshift è stato suddiviso; i cerchi pieni blu collegati tra loro da una linea continua indicano invece i valori medi del mfp calcolato escludendo le sorgenti con Assorbitori Associati ($mfp > 10$ Mpc). Le barre d'errore mostrano l'84-simo e il 16-simo percentile della distribuzione del libero cammino medio. Analoga cosa per i cerchi vuoti rossi collegati da linea tratteggiata e cerchi pieni uniti da una linea continua che indicano i valori medi del libero cammino medio calcolati per tutte le sorgenti dell'SDSS e per quelle con $mfp > 10$ Mpc (Romano et al. 2019). La curva verde individua la relazione trovata da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014 per l'evoluzione del libero cammino medio con il redshift, i triangoli vuoti verdi indicano i valori medi del mfp nei vari intervalli di redshift calcolati con tale relazione.

$\alpha_\lambda \approx 1.17$ ($0.001 \leq z \leq 1.476$) e infine per Telfer et al. 2002 è pari a $\alpha_\lambda \approx 1.31$ ($z > 0.33$). Nella Sottosezione 5.1.1 si è già parlato del confronto dei 44 QSO che la survey SDSS e XQ-100 hanno in comune e si è già visto come gli spettri XQ-100 siano più piatti e questo potrebbe giustificare questo valore superiore ottenuto per il valor medio dell'indice di pendenza spettrale.

Per il decremento del flusso sono stati ottenuti i seguenti valori: $D_A = 0.511 \pm 0.102$ e $D_B = 0.629 \pm 0.127$. I valori ottenuti però sono molto simili ai valori della mediana ($D_A = 0.53 \pm 0.01$ e $D_B = 0.64 \pm 0.01$) suggerendo una distribuzione normale per entrambi i parametri.

Anche questi valori sono leggermente più alti di quelli ottenuti da Romano et al. 2019: $D_A = 0.43 \pm 0.09$ e $D_B = 0.52 \pm 0.11$. La differenza potrebbe essere comunque dovuta che, come ampiamente discusso nella Sottosezione 5.1.1, i valori stessi di α_ν calcolati sono diversi. Comunque i risultati sono, entro gli errori, del tutto compatibili con quelli otte-

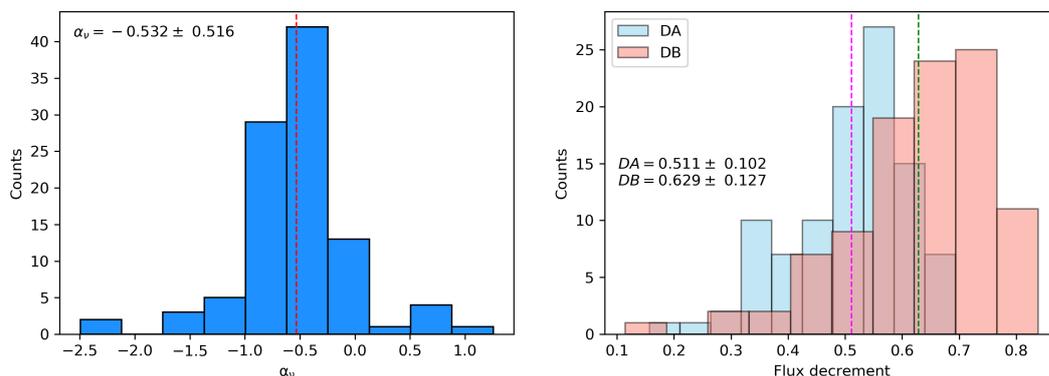


Figura 5.19: Il pannello di sinistra mostra la distribuzione dell'indice di pendenza spettrale. La linea tratteggiata rossa ne indica il valor medio. Nel pannello di destra sono invece mostrati i decrementi di flusso D_A (istogramma azzurro) e D_B (istogramma rosa). Le linee tratteggiate color magenta e verde indicano i valori medi per la distribuzione del decremento di flusso D_A e D_B rispettivamente.

nuti in letteratura da Giallongo e Cristiani 1990: $D_A = 0.56 \pm 0.07$ e $D_B = 0.64 \pm 0.12$. E' stato fatto in particolare un confronto del risultato ottenuto per il decremento di flusso di D_A con i valori ottenuti in letteratura da Faucher-Giguère, Prochaska et al. 2008 e Becker, Hewett et al. 2013. Entrambi gli autori hanno stimato la profondità ottica effettiva, τ_{eff} , della $Ly\alpha$ tra $2 \leq z \leq 4.2$ (Faucher-Giguère, Prochaska et al. 2008) e $2 \leq z \leq 5$ (Becker, Hewett et al. 2013). I risultati di entrambi i lavori sono proposti, confrontati con quelli ottenuti in questo lavoro di tesi, in Figura 5.20. Dalla figura si può osservare una chiara evoluzione del parametro D_A , cioè il decremento di flusso nella regione compresa la $Ly\alpha$ e la $Ly\beta$, con il redshift. Si noti però come ci sia un aumento più marcato per i dati di Faucher-Giguère, Prochaska et al. 2008 (punti rossi del grafico) per valori maggiori di $z \approx 3.4$. Si noti come comunque ci sia una buona correlazione, seppur con una certa dispersione, con i risultati ottenuti per gli spettri XQ-100 e i risultati ottenuti da Becker, Hewett et al. 2013, a confermare l'evoluzione di tale parametro con il redshift, cosa attesa in quando andando sempre più ad alti redshift aumenta la quantità di idrogeno neutro presente nell'Universo.

5.5 Implicazioni della correzione $\Delta\alpha_\lambda$ a $\lambda_{rest} < 1000 \text{ \AA}$

Come discusso nella Sottosezione 4.2.3, la SED di ciascuna sorgente è stata corretta per il cambio di pendenza spettrale a $\lambda_{rest} \sim 1000 \text{ \AA}$. Questo cambio di pendenza è caratteristico dei dischi di accrescimento aventi una $T_{max} < 10^5 K$ e un disco interno

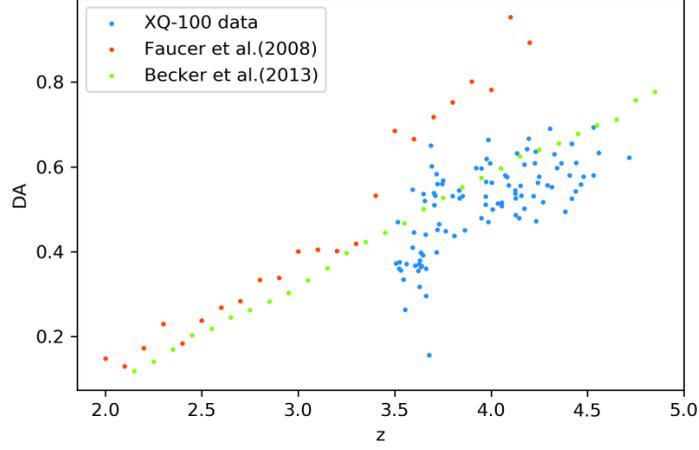


Figura 5.20: Confronto dei risultati ottenuti per il decremento di flusso D_A in questo lavoro di tesi (cerchi blu), quelli ottenuti da Faucher-Giguère, Prochaska et al. 2008 (cerchi rossi) e quelli di Becker, Hewett et al. 2013 (cerchi verdi).

eroso dai *line-driven winds*⁴ (Stevans et al. 2014).

Stevans et al. 2014 ha riscontrato una graduale variazione di pendenza del continuo a $\lambda_{br} \approx 1000 \text{ \AA}$, con un indice spettrale medio $\alpha_\nu = -0.83 \pm 0.09$ nel lontano UV (FUV: 1200-2000 \AA) e di $\alpha_\nu = -1.41 \pm 0.15$ nell'estremo UV (EUV: 500-1000 \AA).

Nel calcolo del libero camminio medio, nella Sezione 4.2.3 del capitolo precedente, è stata dunque corretta la SED di ciascuna sorgente (sottosezione 4.2) correggendo il valore di indice di pendenza spettrale di una quantità 0.72: $\alpha_\nu^{new} = \alpha_\nu^{old} - 0.72$ (Cristiani et al. 2016).

In questa sezione si vuole verificare se la correzione $\Delta\alpha_\nu = 0.72$ sia ancora valida per gli spettri ad alta risoluzione e ad alto SNR del campione di XQ-100.

Per fare questo sono stati conteggiati il numero di pixel che rispettassero la seguente relazione:

$$F_{obs} > F_{fit} + k \cdot \sigma_{obs} \quad (5.1)$$

in cui F_{obs} è il flusso osservato e F_{fit} è il flusso a cui è stata fittata la legge di potenza $F_\lambda = F_0 \lambda^{-\alpha_\lambda + \Delta\alpha_\lambda}$ con $\Delta\alpha_\lambda = 0.72$ e $k = 1, 2, 3$. In pratica si sono andati a contare il numero di pixel del flusso osservato che si trovano sopra il fit corretto per il valore 0.72. Questa procedura è stata ripetuta ponendo $k = 1, 2, 3$. Per evitare la presenza

⁴Venti responsabili della perdita di massa delle stelle calde e massive. Sono dovuti a righe di assorbimento molto intense capaci di assorbire energia e momento dal campo di radiazione emesso dalla fotosfera e di ridistribuire il momento al gas mediante collisioni e interazioni coulombiane.

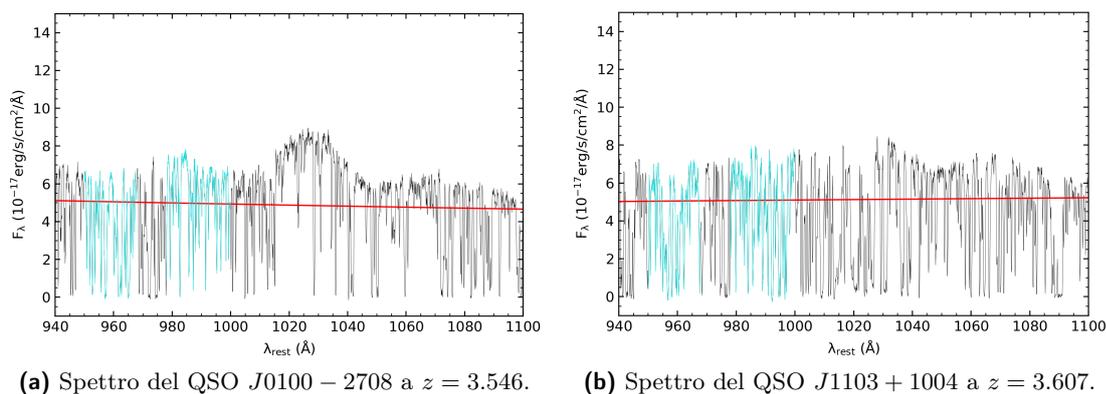


Figura 5.21: Grafici che mostrano due spettri dei 30 QSO che hanno una percentuale del numero di pixel del flusso osservato che supera il fit del flusso corretto per il valore $\Delta\alpha_\lambda = 0.72$ entro un sigma. Si noti come per $\lambda_{rest} \lesssim 1000 \text{ \AA}$ (il calcolo dei conteggi è stato effettuato nelle due regioni azzurre) ci sia ancora del flusso al di sopra del fit corretto (linea rossa).

di eventuali righe di emissione che andassero a sovrastimare il conteggio dei pixel (in maniera particolare la riga della $Ly\beta$ a $\lambda_{rest} = 1026 \text{ \AA}$ e quella della $Ly\gamma$ a $\lambda_{rest} = 973 \text{ \AA}$), si è scelto di effettuare tale conteggio limitando la lunghezza d'onda in un intervallo pari a $950 \leq \lambda_{rest} \leq 968 \text{ \AA}$ e $978 \leq \lambda_{rest} \leq 1000 \text{ \AA}$.

Assumendo un andamento gaussiano per il rumore, ci si aspetta che solo il 16% dei pixel abbia $F_{obs} > F_{fit} + \sigma_{obs}$, il 2.5% dei pixel abbia $F_{obs} > F_{fit} + 2\sigma_{obs}$ e infine solo lo 0.135% dei pixel abbia $F_{obs} > F_{fit} + 3\sigma_{obs}$. I risultati indicano che 30 sorgenti hanno un $F_{obs} > F_{fit} + \sigma_{obs}$ maggiore del 16%, 51 hanno $F_{obs} > F_{fit} + 2\sigma_{obs}$ maggiore del 2.5% ed infine 67 sorgenti hanno $F_{obs} > F_{fit} + 3\sigma_{obs}$ maggiore dello 0.135%.

In Tabella 5.5 sono riportati i valori ottenuti per queste sorgenti, mentre in Figura 5.21 sono mostrati due grafici di due sorgenti in cui $F_{obs} > F_{fit} + \sigma_{obs}$. La linea rossa individua il fit mentre le regioni azzurre sono quelle in cui sono stati conteggiati il numero di pixel. Si osserva come, in tutte e due le figure, per $\lambda_{rest} \lesssim 1000 \text{ \AA}$, al di sopra di tale fit sia presente ancora del flusso.

Siccome il 30% delle sorgenti presenta un eccesso di flusso osservato rispetto al fit entro un sigma, si è provato a stimare per quale valore di $\Delta\alpha_\lambda$ si avesse un buon fit con il flusso osservato. Per ciascuna di queste 30 sorgenti sono stati nuovamente conteggiati i pixel utilizzando l'Equazione 5.1 solo che stavolta $F_{fit} = F_0\lambda^{-\alpha_\lambda + \Delta\alpha_\lambda}$ con $\Delta\alpha_\lambda = 0.60, 0.50, 0.40, 0.30, 0.20, 0.10$. Si noti che il conto è stato fatto solo ponendo $k = 1$, i risultati dunque proposti riguarderanno solo questa soglia.

I risultati indicano che delle 30 sorgenti, quelle che hanno ancora un $F_{obs} > F_{fit} + \sigma_{obs}$

superiore al 16% sono: 25 ($\sim 83.3\%$) per $\Delta\alpha_\lambda = 0.60$; 18 ($\sim 60\%$) per $\Delta\alpha_\lambda = 0.50$; 17 ($\sim 56.7\%$) per $\Delta\alpha_\lambda = 0.40$; 11 ($\sim 36.7\%$) per $\Delta\alpha_\lambda = 0.30$; 6 ($\sim 20\%$) per $\Delta\alpha_\lambda = 0.20$; 5 ($\sim 16.7\%$) per $\Delta\alpha_\lambda = 0.10$. In Tabella 5.6 sono riportati i risultati ottenuti per ciascuna delle 30 sorgenti. Da questi si può vedere come il risultato migliore sembrerebbe essere $\Delta\alpha_\lambda = 0.20, 0.10$ che va bene per 24-25 sorgenti delle 30 analizzate.

Si può vedere che per cinque sorgenti nessuno dei valori di $\Delta\alpha_\lambda$ usati sembra andare bene. Queste sorgenti sono i QSOs: $J1013 + 0650$, $J0755 + 1345$, $J1108 + 1209$, $J1249 - 0159$ e $J1332 + 0052$. In Figura 5.22 sono mostrati i loro spettri. Come si osserva al di sopra della linea rossa che rappresenta il fit del flusso con $\Delta\alpha_\lambda = 0.10$ sono presenti ancora dei pixel (conteggiati solo nella regione colorata di azzurro nel grafico). Per queste sorgenti potrebbero essere dunque necessarie delle opportune simulazioni future per poter stimare il valore corretto del $\Delta\alpha_\lambda$ da associarvi per correggere la discontinuità per $\lambda_{br} \approx 1000 \text{ \AA}$. In conclusione si può dire che, in prima approssimazione, la correzione con $\Delta\alpha_\lambda = 0.72$ può andare bene anche per spettri ad alta risoluzione e con un alto SNR. Ma per avere un miglior fit, e dunque un miglior risultato, per spettri di questo genere sembrerebbe più opportuno correggere tale valore per $\Delta\alpha_\lambda = 0.20$.

5.6 Implicazioni sul tasso di fotoionizzazione Γ_{12}

Il contributo degli AGN al fondo di ionizzazione può essere quantificato calcolando il tasso di fotoionizzazione dell'idrogeno neutro (HI) Γ_{HI} . Tale parametro dipende dal coefficiente di emissione totale $\epsilon(z)$ delle sorgenti e dal libero cammino medio: $\Gamma_{HI} \propto \epsilon(z)\lambda_{mfp}^{912}$. Come già detto in precedenza, siccome il libero cammino medio è una quantità direttamente legata al grado di ionizzazione dell'IGM, per una maggiore accuratezza del calcolo, verrà preso il valore mediano del libero cammino medio, stimato nella Sottosezione 5.3.1, delle sorgenti che non hanno un Assorbitore Associato. Verrà fatto un confronto tra i risultati ottenuti in questo lavoro di tesi con quelli presenti in letteratura, in particolare da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014 e Giallongo, Grazian, Fiore, Kodra et al. 2019. Lo scopo di ciò è poter fornire una stima della correzione da applicare ai valori di Γ_{12} presenti in letteratura.

Per l'analisi si considereranno i risultati ottenuti suddividendo l'intervallo del redshift in due: $3.5 \leq z \leq 4.2$ e $4.2 \leq z \leq 4.8$. Il tasso di fotoionizzazione verrà calcolato mediante la seguente relazione:

$$\Gamma_{HI}^{new} = \frac{\lambda_{new}}{\lambda_{old}} \Gamma_{HI}^{old} \quad (5.2)$$

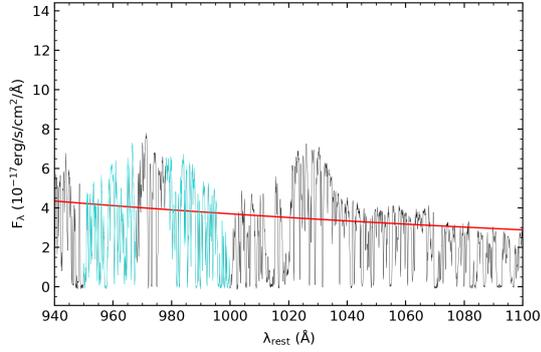
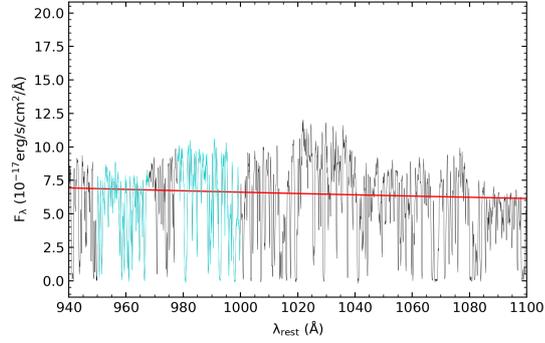
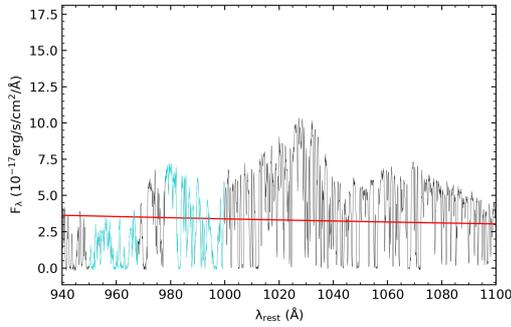
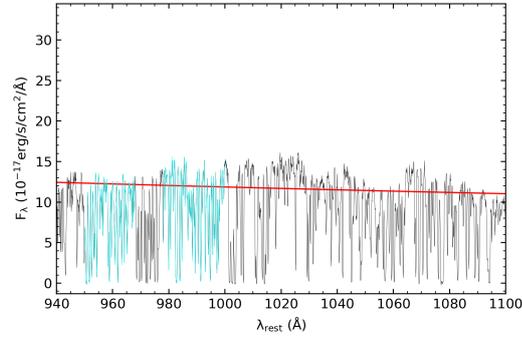
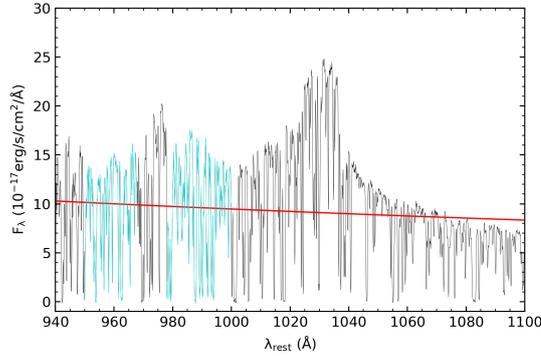
(a) Spettro del QSO *J1013 + 0650* a $z = 3.809$.(b) Spettro del QSO *J0755 + 1345* a $z = 3.663$.(c) Spettro del QSO *J1108 + 1209* a $z = 3.679$.(d) Spettro del QSO *J1249 - 0159* a $z = 3.629$.(e) Spettro del QSO *J1332 + 0052* a $z = 3.508$.

Figura 5.22: Grafici che mostrano gli spettri dei cinque QSO per cui nemmeno ponendo $\Delta\alpha_\lambda = 0.10$ il flusso osservato risulta stare sotto il flusso del fit (linea rossa).

Tabella 5.5: Tabella in cui sono riportate le 67 sorgenti la cui somma dei pixel supera le tre soglie considerate. Nella prima colonna è riportato il nome del QSO, nella seconda la percentuale del numero di pixel con $F_{obs} > F_{fit} + \sigma_{obs}$ superiori al 16%, nella seconda colonna la percentuale del numero di pixel con $F_{obs} > F_{fit} + 2\sigma_{obs}$ superiore al 2.5% e nell'ultima la percentuale del numero di pixel con $F_{obs} > F_{fit} + 3\sigma_{obs}$ superiore al 0.135%.

	$n_\sigma > 16$	$n_{2\sigma} > 2.5$	$n_{3\sigma} > 0.135$		$n_\sigma > 16$	$n_{2\sigma} > 2.5$	$n_{3\sigma} > 0.135$
J0529 – 3526	–	10.08	7.97	J0818 + 0958	33.50	32.36	30.41
J1042 + 1957	23.25	18.54	14.31	J1037 + 0704	–	11.22	8.46
J1053 + 0103	24.23	21.14	17.24	J1037 + 2135	41.14	40.00	39.19
J0003 – 2603	–	10.24	9.43	J1201 + 1206	32.03	28.78	26.18
J0714 – 6455	–	–	1.14	J0124 + 0044	–	9.43	6.18
J0937 + 0828	–	7.00	5.38	J0835 + 0650	–	9.27	7.81
J1057 + 1910	–	10.57	8.46	J1202 – 0054	20.65	16.59	13.17
J0006 – 6208	–	–	1.63	J0839 + 0318	–	9.43	4.23
J0747 + 2739	16.91	14.31	12.20	J1248 + 1304	25.24	22.15	20.03
J0030 – 5159	–	–	1.63	J1352 + 1303	33.17	30.57	27.81
J0959 + 1312	–	10.42	9.45	J0134 + 0400	16.75	15.61	14.80
J1013 + 0650	48.29	46.34	44.23	J1249 – 0159	55.70	52.93	51.30
J1103 + 1004	47.15	42.44	39.19	J0137 – 4224	–	–	0.65
J0755 + 1345	65.20	63.74	61.79	J1312 + 0841	–	11.87	10.24
J1018 + 0548	–	3.90	1.30	J1633 + 1411	–	–	0.163
J0042 – 1020	23.58	21.79	20.16	J1658 – 0739	–	–	1.14
J1108 + 1209	34.96	33.33	32.20	J1323 + 1405	16.59	13.50	10.84
J1020 + 0922	–	9.27	8.29	J1330 – 2522	–	–	0.49
J0048 – 2442	–	–	0.16	J0244 – 0134	–	–	0.16
J1110 + 0244	–	12.36	10.24	J1723 + 2243	–	–	0.49
J1024 + 1819	40.48	37.40	32.20	J1442 + 0920	43.32	40.55	39.09
J1111 – 0804	–	2.60	1.14	J0247 – 0557	19.51	17.40	14.31
J0057 – 2643	–	12.85	11.55	J1331 + 1015	–	–	0.325
J1032 + 0927	18.37	16.91	14.31	J2215 – 1611	–	–	1.63
J1117 + 1311	43.25	41.14	37.40	J1445 + 0958	–	9.43	6.67
J0100 – 2708	51.54	49.27	44.23	J0255 + 0048	–	–	0.813
J1126 – 0124	30.24	27.81	24.23	J0307 – 4945	–	–	0.35
J1034 + 1102	–	10.89	9.59	J1332 + 0052	68.08	67.59	66.61
J0800 + 1920	29.48	27.52	25.90	J1336 + 0243	–	8.13	5.85
J0113 – 2803	–	–	0.16	J2239 – 0552	16.76	15.80	14.17
J1304 + 0239	–	10.08	6.83	J1517 + 0511	–	10.41	9.27
J1126 – 0126	39.02	33.01	27.97	J2344 + 0342	–	–	0.65
J1036 – 0343	–	4.72	4.23	J2349 – 3712	34.63	29.27	24.55
J0920 + 0725	38.60	36.81	34.37				

	$\Delta\alpha_\lambda = 0.60$	$\Delta\alpha_\lambda = 0.50$	$\Delta\alpha_\lambda = 0.40$	$\Delta\alpha_\lambda = 0.30$	$\Delta\alpha_\lambda = 0.20$	$\Delta\alpha_\lambda = 0.10$
J1042 + 1957	15.29	8.94	6.34	2.76	0.98	0.49
J0920 + 0725	32.25	27.52	23.78	20.03	15.31	9.61
J1053 + 0103	16.75	11.22	4.72	1.63	–	–
J0747 + 2739	13.82	11.38	8.46	7.32	5.20	3.42
J1013 + 0650	45.85	43.58	42.44	40.33	37.07	35.12
J1103 + 1004	40.00	33.66	25.69	18.70	12.52	6.83
J0755 + 1345	62.11	59.35	56.10	52.52	49.59	45.30
J0042 – 1020	16.91	9.92	6.02	3.90	1.95	–
J1108 + 1209	33.17	31.06	29.76	28.46	27.15	26.02
J1024 + 1819	33.66	26.50	20.00	13.82	8.13	3.42
J1032 + 0927	14.47	12.68	10.57	6.50	2.93	0.81
J1117 + 1311	37.72	31.87	25.04	18.05	13.01	10.24
J0100 – 2708	45.53	39.84	33.33	25.37	18.05	11.87
J1126 – 0124	26.99	21.30	16.75	12.68	7.97	2.76
J0800 + 1920	24.59	20.20	17.26	13.68	11.40	9.45
J1126 – 0126	30.24	25.04	17.07	9.59	5.53	2.44
J0818 + 0958	30.08	24.55	19.68	12.36	7.97	5.04
J1037 + 2135	37.24	32.68	24.72	19.68	13.33	7.15
J1201 + 1206	23.42	15.45	7.81	4.72	1.63	–
J1202 – 0054	16.42	12.36	9.11	5.04	2.76	1.14
J1248 + 1304	18.24	13.03	7.66	3.75	0.81	–
J1352 + 1303	26.34	20.00	15.29	11.06	5.04	1.46
J0134 + 0400	14.31	11.71	10.08	8.29	6.34	4.55
J1249 – 0159	51.95	47.56	42.02	34.37	27.52	21.82
J1323 + 1405	12.68	9.59	6.83	3.90	1.46	0.63
J1442 + 0920	37.46	31.27	24.43	19.87	14.01	8.31
J0247 – 0557	16.59	13.01	10.73	7.97	4.88	3.09
J1332 + 0052	66.45	64.82	62.87	61.40	57.98	53.75
J2239 – 0552	13.36	11.24	8.63	6.52	3.75	2.77
J2349 – 3712	27.97	22.60	18.54	13.01	8.62	5.69

Tabella 5.6: Tabella in cui sono riportati, per le 30 sorgenti che presentavano un $F_{obs} > F_{fit} + \sigma_{obs}$ superiore al 16%, i risultati ottenuti ponendo $\Delta\alpha_\lambda = 0.60, 0.50, 0.40, 0.30, 0.20, 0.10$. Il conto è stato fatto solo per queste 30 sorgenti. In ciascuna colonna è dunque riportata la percentuale del numero di pixel che eccede il fit calcolato per ciascun valore di $\Delta\alpha_\lambda$.

Tabella 5.7: Calcolo del tasso di fotoionizzazione. Nella prima colonna viene evidenziata la suddivisione dell'intervallo del redshift; nella seconda e terza sono riportati i valori medi per il libero cammino medio per le sorgenti di XQ-100 (sono conteggiate le sole sorgenti che non hanno un Assorbitore Associato) e per quelle di Worsek; la quarta colonna riporta i rapporti tra queste due; nella quinta colonna è riportato il risultato per il tasso di fotoionizzazione utilizzando il Γ_{old} stimato da Worsek ed infine, nella sesta colonna, è riportato lo stesso risultato del tasso di fotoionizzazione utilizzando il Γ_{old} di Giallongo.

Δz	$\lambda_{mfp}^{XQ-100_No,AAs}$ [Mpc]	λ_{mfp}^{W14} [Mpc]	$\frac{\lambda_{new}}{\lambda_{old}}$	Γ_{new}^{W14} [$10^{-12}s^{-1}$]	Γ_{new}^{G19} [$10^{-12}s^{-1}$]
$3.5 \leq z \leq 4.2$	65.27	43.61	1.50	1.05	—
$4.2 \leq z \leq 4.8$	34.66	22.11	1.57	1.10	0.86

Il valore λ_{new} indica il valore mediano del libero cammino medio calcolato per il campione XQ-100, λ_{old} sarà lo stesso calcolato da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014, i cui valori sono stati calcolati, nei due rispettivi intervalli, utilizzando l'Equazione 2.14. Infine per il parametro Γ_{HI}^{old} verrà considerato sia quello calcolato da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014 e pari a $\Gamma_{HI} \approx 7 \times 10^{-13}s^{-1}$ a $z = 4$ (risultati in accordo con i valori calcolati da Becker e J. S. Bolton 2013); che quello calcolato da Giallongo, Grazian, Fiore, Kodra et al. 2019 e pari a $\Gamma_{HI} = 5.5 \times 10^{-13+0.73}_{-0.30}s^{-1}$ (questo risultato vale per le sorgenti poste a $z \sim 4.5$).

In Tabella 5.7 sono riportati i risultati ottenuti. Nella prima colonna viene evidenziata la suddivisione dell'intervallo del redshift; nella seconda e terza sono riportati i valori medi per il libero cammino medio per le sorgenti di XQ-100 (sono conteggiate le sole sorgenti che non hanno un Assorbitore Associato) e per quelle di Worsek; la quarta colonna riporta i rapporti tra queste due; nella quinta è riportato il risultato per il tasso di fotoionizzazione utilizzando il Γ_{old} stimato da Worsek ed infine, nella sesta colonna, è riportato lo stesso risultato del tasso di fotoionizzazione utilizzando il Γ_{old} di Giallongo (per questo il calcolo è stato fatto solo nell'intervallo $4.2 \leq z \leq 4.8$ perché, come detto, il valore del tasso di fotoionizzazione trovato da Giallongo, Grazian, Fiore, Kodra et al. 2019 vale per Quasars a $z \sim 4.5$). Si può osservare come il tasso di fotoionizzazione mostri un andamento crescente con il redshift, seppur di poco, lasciando supporre una certa evoluzione con tale parametro. In particolare, è interessante notare come il parametro Γ_{HI}^{new} sia 1.50 e 1.57 volte maggiore del valore ottenuto da Worsek a $z = 4$ e di 0.86 volte maggiore rispetto a quello ottenuto da Giallongo per Quasar a $z \sim 4.5$. Per verificare tale relazione sono stati effettuati dei confronti con i risultati presenti in letteratura. La Figura 5.23 mostra appunto l'evoluzione del tasso di fotoionizzazione (espresso in unità

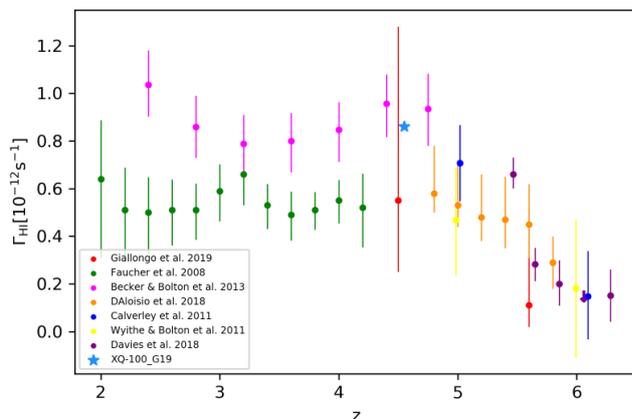


Figura 5.23: Tasso di fotoionizzazione (espresso in unità di $10^{-12}s^{-1}$) in funzione del redshift. La stella azzurra indica il risultato ottenuto in questo lavoro di tesi ponendo come Γ_{old} quello ottenuto da Giallongo, Grazian, Fiore, Kodra et al. 2019 per sorgenti a $z = 4.5$. La legenda dei colori identifica gli altri valori per il tasso di fotoionizzazione presenti in letteratura con le rispettive barre d'errore.

di $10^{-12}s^{-1}$) con il redshift. Ciascun punto indica quindi il contributo di fotoni UV per unità di secondo necessari a mantenere l'IGM ionizzato ad un dato redshift. In dettaglio la stella azzurra indica il risultato ottenuto (applicando l'Equazione 5.2) in questo lavoro di tesi in cui $\Gamma_{HI}^{old} = 5.5 \times 10^{-13}s^{-1}$ è quello ottenuto da Giallongo, Grazian, Fiore, Kodra et al. 2019 per sorgenti a $z = 4.5$. Nel grafico il punto è stato spostato di un fattore $\Delta z = 0.05$ in modo da non essere sovrapposta alle barre degli errori degli altri risultati. Gli altri punti sono presi in letteratura e corrispondono a:

- cerchi rossi: risultati ottenuti da Giallongo, Grazian, Fiore, Kodra et al. 2019;
- cerchi verdi: risultati ottenuti da Faucher-Giguère, Lidz et al. 2008;
- cerchi magenta: risultati ottenuti da Becker e J. S. Bolton 2013;
- cerchi arancioni: risultati ottenuti da D'Aloisio et al. 2018;
- cerchi blu: risultati ottenuti da Calverley et al. 2011;
- cerchi gialli: risultati ottenuti da Wyithe e Bolton 2011;
- cerchi viola: risultati ottenuti da Davies, Hennawi, Eilers et al. 2018. Per questi si può osservare in alto a destra la freccia che indica il risultato per $z = 6.047$ che è

stato indicato con un simbolo differente dagli altri in quanto rappresenta un limite superiore attendibile al 95%.

Il grafico evidenzia chiaramente un'evoluzione del parametro di fotoionizzazione con il redshift, con una diminuzione progressiva di esso andando a redshift sempre maggiori. Si vede anche come il risultato ottenuto per questo lavoro di tesi sia in accordo, entro le barre d'errore, con quanto stimato in letteratura per $z \simeq 4.5$.

In conclusione di questa analisi, sembrerebbe quindi che gli AGN siano degli ottimi candidati per la produzione di fotoni con energia $E > 16.6$ eV che mantengono ionizzato l'IGM a $z = 4$.

Capitolo 6

Conclusioni e prospettive future

L'Epoca della Reionizzazione è uno degli eventi cosmologici più importanti. Sebbene sia stato stimato quando, più o meno, questo evento abbia avuto luogo (all'incirca a $z \sim 7$), è tutt'ora fonte di dibattito stabilire quali sorgenti abbiano apportato il maggior contributo di fotoni ionizzanti che hanno permesso all'idrogeno neutro presente nell'IGM di ionizzarsi.

Diversi autori ritengono che siano le galassie con un alto tasso di formazione stellare (SFGs) i principali indiziati (Robertson, Furlanetto et al. 2013; Robertson, Ellis et al. 2015; Parsa, Dunlop e McLure 2018) e che la sola attività stellare basti a spiegare la produzione di tali fotoni ionizzanti. Alcuni autori ritengono che sia stata proprio la prima generazione di stelle, quelle di popolazione III, ad aver contribuito ai fotoni ionizzanti (Kitayama et al. 2004; Alvarez, Bromm e Shapiro 2006), sebbene per osservare queste ultime bisognerà attendere i risultati del Telescopio Spaziale James Webb (JWST) e quindi stimare il loro effettivo contributo all'UVB. Per quanto riguarda invece le SFGs, le numerose incertezze sul calcolo dell'*escape fraction* (Rutkowski et al. 2016; Grazian, Giallongo, Paris et al. 2017; Bian e Fan 2020) e sul calcolo della pendenza della funzione di luminosità nell'UV delle galassie di debole luminosità (Livermore, Finkelstein e Lotz 2017; Bouwens, Illingworth et al. 2014) rendono impossibile affermare con certezza che siano proprio queste ultime le principali sorgenti di ionizzazione dell'IGM. Ciò ha condotto alcuni autori ad ipotizzare uno scenario alternativo: che siano invece gli AGN a produrre il maggior numero di fotoni ionizzanti sia all'epoca dell'EoR e sia a redshift più basso, mantenendo dunque l'IGM ionizzato. E' risultato evidente che, sebbene il numero di QSOs brillanti diminuisca rapidamente a $z \gtrsim 3$, un significativo numero di AGNs potrebbe essere in grado di produrre il quantitativo di fotoni UV necessario a reionizzare l'IGM (Grazian, Giallongo, Boutsia et al. 2018; Giallongo, Grazian, Fiore, Kodra et al.

Tabella 6.1: Risultati ottenuti per l'indice di pendenza spettrale α_ν , i decrementi di flusso D_A e D_B , l'*escape fraction* per tutto il campione e per le sorgenti che non hanno un AAs, il libero cammino medio per l'intero campione e per le sole sorgenti senza AAs.

$\alpha_\nu = -0.532 \pm 0.516$	$f_{esc}^{all} = 0.486 \pm 0.290$	$\lambda_{mfp}^{all} = 63.13 \text{ Mpc}$
$D_A = 0.511 \pm 0.102$	$f_{esc}^{No,AAs} = 0.578 \pm 0.225$	$\lambda_{mfp}^{No,AAs} = 79.85 \text{ Mpc}$
$D_B = 0.629 \pm 0.127$		

2019; Romano et al. 2019).

Scopo di questa tesi è stato quello di quantificare il contributo di QSOs a $z \sim 4$ al Fondo di Fotoni Ionizzanti (UVB) mediante il calcolo del tasso di fotoionizzazione dell'HI, Γ_{HI} . Tale parametro misura il numero di fotoni UV prodotti dagli AGN per unità di tempo e risulta dipendere dall'emissività totale di tutte le sorgenti e dal loro libero cammino medio ($\Gamma_{HI} \propto \epsilon_\nu(z) \lambda_{mfp}^{912}$).

Per ottenere questo parametro è stato analizzato un campione di 100 AGN di Tipo I estremamente brillanti ($M_{1450} < -27$) e con un redshift compreso tra $3.5 \leq z \leq 4.5$. I target della Survey XQ-100 sono stati selezionati dal NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) e dal database della Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 (SDSS DR7); mentre le osservazioni sono state condotte con lo spettrografo XSHOOTER tra l'Aprile del 2012 e il Marzo del 2014. I 100 spettri analizzati sono caratterizzati da un'estensione spettrale che va dai 3150 ai 25000 Å e un potere risolutivo compreso tra $4000 \leq R \leq 7000$ (López et al. 2016). Sono dunque stati calcolati i parametri fondamentali per calcolare Γ_{HI} : indice di pendenza spettrale e decremento di flusso (Sottosezione 4.2.1), l'*escape fraction* (Sottosezione 4.2.2), il libero cammino medio dei fotoni ionizzanti (Sottosezione 4.2.3), il *free ionization path* (Sottosezione 4.2.4). In Tabella 6.1 sono riportati tutti i valori medi ottenuti. Per il valore dell'*escape fraction* e del libero cammino medio è riportato anche il risultato ottenuto omettendo tutte quelle sorgenti che si ritiene abbiano un Assorbitore Associato (AAs), si sono escluse dunque le sorgenti con $\lambda_{mfp} < 10 \text{ pMpc}$ (Perrotta et al. (2016, 2018)). Questi sistemi, che potrebbero individuare le *Broad Line Region* (BLR), si trovano in prossimità del SMBH centrale e possono assorbire la radiazione proveniente da questo attenuandone il flusso, per questo motivo, soprattutto nell'analisi del libero cammino medio che è una proprietà intrinsecamente legata al tasso di fotoionizzazione, è stato necessario ometterle dall'analisi statistica. E' stata rivelata un'interessante correlazione tra il parametro dell' f_{esc} e il libero cammino medio. Sorgenti con un basso valore di entrambi i parametri sono infatti imputabili ad AAs con copertura totale; mentre per le sorgenti aventi un basso valore di f_{esc} ma alto libero cammino medio siano imputabili ad AAs in CIV (C^{3+}) e NV (N^{4+}) dovuti ad un effetto di ionizzazione,

in quanto l'azoto e il carbonio hanno un potenziale di ionizzazione superiore a quello dell'idrogeno.

Dei 100 spettri presenti nella survey di XQ-100 sono presenti 44 oggetti che sono comuni alla SDSS DR14 analizzata da Romano et al. 2019. Per ciascun parametro è stato fatto un confronto dei risultati ottenuti in questo lavoro di tesi per gli spettri XQ-100 con quelli ottenuti da Romano et al. 2019 per gli spettri di SDSS. Sebbene tra questi ci sia una buona correlazione, è stata riscontrata comunque una certa fluttuazione tra i risultati, in particolare per l'indice di pendenza spettrale α_ν . Le cause possibili sono imputabili alla differenza strumentale, gli spettri XSHOOTER sono ad una più alta risoluzione rispetto quelli della SDSS; e alla variabilità stessa dei QSOs in quanto le due survey sono state realizzate in anni diversi.

Per il calcolo del libero cammino medio, la SED di ciascuna sorgente è stata corretta per il cambio di pendenza spettrale che si osserva a $\lambda_{rest} \sim 1000 \text{ \AA}$ (Stevans et al. 2014; Lusso et al. 2015; Telfer et al. 2002). Tale correzione è stata fatta correggendo il valore dell'indice di pendenza spettrale di una quantità pari a 0.72: $\alpha_\nu^{new} = \alpha_\nu^{old} - 0.72$ (Cristiani et al. 2016). Per spettri ad alta risoluzione, come gli spettri analizzati in questo lavoro di tesi, tale correzione potrebbe non andare bene. Per prima cosa è stato dunque verificato per quali spettri questa correzione non risultasse buona (30 sorgenti entro 1σ) e per queste è stata fatta poi una prova per cercare il valore di $\Delta\alpha_\nu$ che meglio fittasse tale decremento di flusso. Sembrerebbe che per questi spettri un $\Delta\alpha_\nu = 0.20$ riproduca meglio i dati.

L'analisi del libero cammino medio ha poi evidenziato un'evoluzione di tale parametro con il redshift, in particolar modo una sua decrescita andando a redshift sempre maggiori. Come valore mediano per il libero cammino medio si è ottenuto per l'intero campione 47.60, 30.43 pMpc a $z = 3.85, 4.5$ rispettivamente, mentre per le sole sorgenti senza AAs si è ottenuto 65.27, 34.66 pMpc agli stessi redshift. Questi risultati sono in linea con quanto trovato da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014; Romano et al. 2019. Va sottolineato che in Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014 è stato utilizzato l'intero campione di QSO ed è stata utilizzata la tecnica *stacking*; mentre in Romano et al. 2019 è stato analizzato non solo l'intero campione, ma anche questo privato delle sorgenti con AAs, sia utilizzando la tecnica *stacking* che non utilizzandola. Tale analisi ha confermato quanto trovato in Romano et al. 2019: tutte le sorgenti aventi $\lambda_{mfp} < 10 \text{ Mpc}$ hanno un AAs.

Infine questi valori sono stati utilizzati per il calcolo del tasso di fotoionizzazione a $z = 4$. Tali risultati sono stati confrontati con quelli ottenuti da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014; Giallongo, Grazian, Fiore, Kodra et al. 2019 allo stesso intervallo di redshift.

Il rapporto tra il valore di Γ_{HI} in questo lavoro di tesi con quello trovato da Worseck, Prochaska, O'Meara et al. 2014 è di 1.50, 1.57 a $z = 3.85, 4.5$; mentre è di 0.86 volte superiore a $z = 4.5$ rispetto al risultato trovato da Giallongo, Grazian, Fiore, Kodra et al. 2019. Questo non significa solo una buona corrispondenza dei risultati ma anche che gli AGNs potrebbero contribuire alla produzione di fotoni ionizzanti per unità di tempo in maniera più efficiente di quanto era stato stimato nei lavori precedenti.

Si può dunque concludere che gli AGN contribuiscono in maniera importante all'UVB a $z \sim 4$.

In futuro, per poter migliorare i risultati ottenuti in questo lavoro, sarà necessario estendere l'intervallo di redshift e di magnitudine permettendo così di ampliare il campione e avere una maggiore statistica su cui effettuare l'analisi, problema che è stato particolarmente evidenziato in questo lavoro. In questo modo sarà quindi possibile ridurre l'incertezza calcolata sui parametri fondamentali degli AGN. Per selezionare AGNs a magnitudini più deboli e a più alti redshift ($z > 4$) sono stati già approvati diversi progetti che utilizzano il *Large Binocular Telescope* (LBT), mentre per il *Giant Magellan Telescope* (GMT), ancora in costruzione, i progetti sono ancora in attesa di approvazione. Un importante passo avanti verrà fatto proprio a partire dal 2020 in cui verrà effettuata la nuova Sloan Digital Sky Survey (SDSS-V) (Kollmeier et al. 2017). Questa sarà una survey multi-epoca che opererà dal 2020 al 2025 e il cui compito sarà quello di mappare non solo la Via Lattea e il Gruppo Locale, ma anche ~ 300.000 QSOs permettendo dunque di ampliare il catalogo di AGN a disposizione. Nel frattempo, la survey QU-BRICS sta trovando i QSO più brillanti a $z > 2.5$ nell'Emisfero Sud (Calderone et al. 2019). Questi QSO saranno poi osservati con gli spettrografi XSHOOTER e ESPRESSO in modo da ripetere l'analisi condotta in questo lavoro di tesi con un campione più ampio. L'aumento del numero di sorgenti non permetterà solo una maggiore accuratezza nel calcolo dei parametri fondamentali degli AGN, ma permetterà anche di studiare più nel dettaglio gli AAs. Uno spettrografo complementare a XSHOOTER e a ESPRESSO sarà CUBES (Cassegrain U-Band Brazilian Spectrograph), uno spettrografo ad alta risoluzione ($R \sim 20.000$) che opererà principalmente nella banda UV (300-400 nm) (Barbuy et al. 2014). L'importanza di operare in questa banda ad una così alta risoluzione è che in questo intervallo spettrale gli spettri degli AGN mostrano numerose righe di emissione e, operando ad alti redshift, vengono evidenziate maggiormente le caratteristiche spettrali di emissione e assorbimento che sono strettamente legate alla sorgente nucleare non risolta.

Bibliografia

- Abel, Tom, Greg L. Bryan e Michael L. Norman (gen. 2002). «The Formation of the First Star in the Universe». In: *Science* 295.5552, pp. 93–98. DOI: 10.1126/science.295.5552.93. arXiv: astro-ph/0112088.
- Alvarez, Marcelo A., Bromm e Paul R. Shapiro (mar. 2006). «The H II Region of the First Star». In: *ApJ* 639.2, pp. 621–632. DOI: 10.1086/499578. arXiv: astro-ph/0507684.
- Bajtlik, Stanislaw, Robert C. Duncan e Jeremiah P. Ostriker (apr. 1988). «Quasar Ionization of Lyman-Alpha Clouds: The Proximity Effect, a Probe of the Ultraviolet Background at High Redshift». In: *ApJ* 327, p. 570. DOI: 10.1086/166217.
- Barbuy, B. et al. (nov. 2014). «CUBES: cassegrain U-band Brazil-ESO spectrograph». In: *Ap&SS* 354.1, pp. 191–204. DOI: 10.1007/s10509-014-2039-z.
- Barkana, R. e Loeb (lug. 2001). «In the beginning: the first sources of light and the reionization of the universe». In: *Phys. Rep.* 349.2, pp. 125–238. DOI: 10.1016/S0370-1573(01)00019-9. arXiv: astro-ph/0010468.
- Becker, George D. e James S. Bolton (dic. 2013). «New measurements of the ionizing ultraviolet background over $2 \leq z \leq 5$ and implications for hydrogen reionization». In: *MNRAS* 436.2, pp. 1023–1039. DOI: 10.1093/mnras/stt1610. arXiv: 1307.2259.
- Becker, George D., Bolton e Adam Lidz (dic. 2015). «Reionisation and High-Redshift Galaxies: The View from Quasar Absorption Lines». In: *PASA* 32, e045, e045. DOI: 10.1017/pasa.2015.45. arXiv: 1510.03368.
- Becker, George D., Bolton, Madau et al. (mar. 2015). «Evidence of patchy hydrogen reionization from an extreme Ly α trough below redshift six». In: *MNRAS* 447.4, pp. 3402–3419. DOI: 10.1093/mnras/stu2646. arXiv: 1407.4850.
- Becker, George D., Paul C. Hewett et al. (apr. 2013). «A refined measurement of the mean transmitted flux in the Ly α forest over $2 \leq z \leq 5$ using composite quasar spectra». In: *MNRAS* 430.3, pp. 2067–2081. DOI: 10.1093/mnras/stt031. arXiv: 1208.2584.

- Bian, Fuyan e Xiaohui Fan (mar. 2020). «Lyman continuum escape fraction in Ly α emitters at $z \approx 3.1$ ». In: MNRAS 493.1, pp. L65–L69. DOI: 10.1093/mnras1/slaa007. arXiv: 2001.08241.
- Bolton e Haehnelt (nov. 2007). «The observed ionization rate of the intergalactic medium and the ionizing emissivity at $z \geq 5$: evidence for a photon-starved and extended epoch of reionization». In: MNRAS 382.1, pp. 325–341. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2007.12372.x. arXiv: astro-ph/0703306.
- Bolton, Haehnelt et al. (set. 2011). «How neutral is the intergalactic medium surrounding the redshift $z = 7.085$ quasar ULAS J1120+0641?». In: MNRAS 416.1, pp. L70–L74. DOI: 10.1111/j.1745-3933.2011.01100.x. arXiv: 1106.6089.
- Bosman, Sarah E. I. et al. (set. 2018). «New constraints on Lyman- α opacity with a sample of 62 quasars at $z > 5.7$ ». In: MNRAS 479.1, pp. 1055–1076. DOI: 10.1093/mnras/sty1344. arXiv: 1802.08177.
- Boutsia, K., A. Grazian, E. Giallongo, F. Fiore et al. (dic. 2018). «A High Space Density of L* Active Galactic Nuclei at $z \sim 4$ in the COSMOS Field». In: ApJ 869.1, 20, p. 20. DOI: 10.3847/1538-4357/aae6c7. arXiv: 1811.06404.
- Boutsia, K., A. Grazian, E. Giallongo, Fontana et al. (lug. 2011). «A Low Escape Fraction of Ionizing Photons of L>L* Lyman Break Galaxies at $z = 3.3$ ». In: ApJ 736.1, 41, p. 41. DOI: 10.1088/0004-637X/736/1/41. arXiv: 1104.5237.
- Bouwens, R. J., G. D. Illingworth et al. (ott. 2014). «UV-continuum Slopes of >4000 $z \sim 4$ -8 Galaxies from the HUDF/XDF, HUDF09, ERS, CANDELS-South, and CANDELS-North Fields». In: ApJ 793.2, 115, p. 115. DOI: 10.1088/0004-637X/793/2/115. arXiv: 1306.2950.
- Bouwens, R. J., R. Smit et al. (nov. 2016). «The Lyman-Continuum Photon Production Efficiency ξ_{ion} of $z \sim 4$ -5 Galaxies from IRAC-based H α Measurements: Implications for the Escape Fraction and Cosmic Reionization». In: ApJ 831.2, 176, p. 176. DOI: 10.3847/0004-637X/831/2/176. arXiv: 1511.08504.
- Bowman, Judd D. et al. (mar. 2018). «An absorption profile centred at 78 megahertz in the sky-averaged spectrum». In: Nature 555.7694, pp. 67–70. DOI: 10.1038/nature25792. arXiv: 1810.05912.
- Boyle, B. J., T. Shanks e Peterson (dic. 1988). «The evolution of optically selected QSOs - II.» In: MNRAS 235, pp. 935–948. DOI: 10.1093/mnras/235.3.935.
- Bromm, Ferrara et al. (dic. 2001). «The fragmentation of pre-enriched primordial objects». In: MNRAS 328.3, pp. 969–976. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2001.04915.x. arXiv: astro-ph/0104271.

- Bromm e Naoki Yoshida (set. 2011). «The First Galaxies». In: *ARA&A* 49.1, pp. 373–407. DOI: 10.1146/annurev-astro-081710-102608. arXiv: 1102.4638.
- Calderone, Giorgio et al. (dic. 2019). «Finding the Brightest Cosmic Beacons in the Southern Hemisphere». In: *ApJ* 887.2, 268, p. 268. DOI: 10.3847/1538-4357/ab510a. arXiv: 1909.06391.
- Calverley, Alexander P. et al. (apr. 2011). «Measurements of the ultraviolet background at $4.6 < z < 6.4$ using the quasar proximity effect». In: *MNRAS* 412.4, pp. 2543–2562. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2010.18072.x. arXiv: 1011.5850.
- Carilli, C. L., N. Y. Gnedin e F. Owen (set. 2002). «H I 21 Centimeter Absorption beyond the Epoch of Reionization». In: *ApJ* 577.1, pp. 22–30. DOI: 10.1086/342179. arXiv: astro-ph/0205169.
- Carswell, R. F. et al. (mar. 1984). «The absorption line profiles in Q 1101-264.» In: *ApJ* 278, pp. 486–498. DOI: 10.1086/161815.
- Ciardi, B., F. Stoehr e White (ago. 2003). «Simulating intergalactic medium reionization». In: *MNRAS* 343.4, pp. 1101–1109. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2003.06797.x. arXiv: astro-ph/0301293.
- Cooke, A. J., B. Espey e R. F. Carswell (gen. 1997). «Evolution of the ionizing background at high redshifts». In: *MNRAS* 284.3, pp. 552–568. DOI: 10.1093/mnras/284.3.552. arXiv: astro-ph/9609100.
- Crawford et al. (apr. 2014). «A Measurement of the Secondary-CMB and Millimeter-wave-foreground Bispectrum using 800 deg² of South Pole Telescope Data». In: *ApJ* 784.2, 143, p. 143. DOI: 10.1088/0004-637X/784/2/143. arXiv: 1303.3535.
- Cristiani et al. (nov. 2016). «The spectral slope and escape fraction of bright quasars at $z \sim 3.8$: the contribution to the cosmic UV background». In: *MNRAS* 462.3, pp. 2478–2485. DOI: 10.1093/mnras/stw1810. arXiv: 1603.09351.
- D’Aloisio, Anson et al. (gen. 2018). «Large fluctuations in the high-redshift metagalactic ionizing background». In: *MNRAS* 473.1, pp. 560–575. DOI: 10.1093/mnras/stx2341. eprint: 1611.02711 (astro-ph.CO).
- Davies, Frederick B., Joseph F. Hennawi, Eduardo Bañados et al. (set. 2018). «Predicting Quasar Continua near Ly α with Principal Component Analysis». In: *ApJ* 864.2, 143, p. 143. DOI: 10.3847/1538-4357/aad7f8. arXiv: 1801.07679.
- Davies, Frederick B., Joseph F. Hennawi, Anna-Christina Eilers et al. (mar. 2018). «A New Method to Measure the Post-reionization Ionizing Background from the Joint Distribution of Ly α and Ly β Forest Transmission». In: *ApJ* 855.2, 106, p. 106. DOI: 10.3847/1538-4357/aaaf70. arXiv: 1703.10174.

- Dayal, Pratika e Ferrara (dic. 2018). «Early galaxy formation and its large-scale effects». In: *Phys. Rep.* 780, pp. 1–64. DOI: 10.1016/j.physrep.2018.10.002. arXiv: 1809.09136.
- Dodelson, Scott (2003). *Modern Cosmology*. Academic Press, Elsevier Science.
- Drake, A. B. et al. (nov. 2017). «The MUSE Hubble Ultra Deep Field Survey. VI. The faint-end of the Ly α luminosity function at $2.91 < z < 6.64$ and implications for reionisation». In: *A&A* 608, A6, A6. DOI: 10.1051/0004-6361/201731431. arXiv: 1711.03095.
- Đurovičková, D. et al. (dic. 2019). «Reionization history constraints from neural network based predictions of high-redshift quasar continua». In: arXiv: 1912.01050.
- Fan, Xiaohui, C. L. Carilli e B. Keating (set. 2006). «Observational Constraints on Cosmic Reionization». In: *ARA&A* 44.1, pp. 415–462. DOI: 10.1146/annurev.astro.44.051905.092514. arXiv: astro-ph/0602375.
- Fan, Xiaohui, Vijay K. Narayanan et al. (dic. 2001). «A Survey of $z \sim 5.8$ Quasars in the Sloan Digital Sky Survey. I. Discovery of Three New Quasars and the Spatial Density of Luminous Quasars at $z \sim 6$ ». In: *AJ* 122.6, pp. 2833–2849. DOI: 10.1086/324111. arXiv: astro-ph/0108063.
- Fan, Xiaohui, Michael A. Strauss et al. (lug. 2006). «Constraining the Evolution of the Ionizing Background and the Epoch of Reionization with $z \sim 6$ Quasars. II. A Sample of 19 Quasars». In: *AJ* 132.1, pp. 117–136. DOI: 10.1086/504836. arXiv: astro-ph/0512082.
- Faucher-Giguère, Claude-André, Adam Lidz et al. (nov. 2008). «Evolution of the Intergalactic Opacity: Implications for the Ionizing Background, Cosmic Star Formation, and Quasar Activity». In: *ApJ* 688.1, pp. 85–107. DOI: 10.1086/592289. arXiv: 0807.4177.
- Faucher-Giguère, Claude-André, Prochaska et al. (lug. 2008). «A Direct Precision Measurement of the Intergalactic Ly α Opacity at $2 \leq z \leq 4.2$ ». In: *ApJ* 681.2, pp. 831–855. DOI: 10.1086/588648. arXiv: 0709.2382.
- Finkelstein, Anson D’Aloisio et al. (lug. 2019). «Conditions for Reionizing the Universe with a Low Galaxy Ionizing Photon Escape Fraction». In: *ApJ* 879.1, 36, p. 36. DOI: 10.3847/1538-4357/ab1ea8. arXiv: 1902.02792.
- Finkelstein, Casey Papovich et al. (ott. 2012). «CANDELS: The Contribution of the Observed Galaxy Population to Cosmic Reionization». In: *ApJ* 758.2, 93, p. 93. DOI: 10.1088/0004-637X/758/2/93. arXiv: 1206.0735.

- Finkelstein, Jr. Ryan Russell E. et al. (set. 2015). «The Evolution of the Galaxy Rest-frame Ultraviolet Luminosity Function over the First Two Billion Years». In: *ApJ* 810.1, 71, p. 71. DOI: 10.1088/0004-637X/810/1/71. arXiv: 1410.5439.
- Foltz, Craig B. et al. (ago. 1986). «C IV Absorption Systems in QSO Spectra: Is the Character of Systems with $z_{abs} \approx z_{em}$ Different from Those with $z_{abs} \ll z_{em}$?» In: *ApJ* 307, p. 504. DOI: 10.1086/164440.
- Fraley, Gary S. (ago. 1968). «Supernovae Explosions Induced by Pair-Production Instability». In: *Ap&SS* 2.1, pp. 96–114. DOI: 10.1007/BF00651498.
- Fumagalli, Michele et al. (set. 2013). «Dissecting the Properties of Optically Thick Hydrogen at the Peak of Cosmic Star Formation History». In: *ApJ* 775.1, 78, p. 78. DOI: 10.1088/0004-637X/775/1/78. arXiv: 1308.1101.
- Furlanetto e F. H. Briggs (dic. 2004). «21 cm tomography of the high-redshift universe with the Square Kilometer Array». In: *New A Rev.* 48.11-12, pp. 1039–1052. DOI: 10.1016/j.newar.2004.09.034. arXiv: astro-ph/0409205.
- Furlanetto, Hernquist e Zaldarriaga (nov. 2004). «Constraining the topology of reionization through Ly α absorption». In: *MNRAS* 354.3, pp. 695–707. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2004.08225.x. arXiv: astro-ph/0406131.
- Furlanetto, Zaldarriaga e Hernquist (gen. 2006). «The effects of reionization on Ly α galaxy surveys». In: *MNRAS* 365.3, pp. 1012–1020. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2005.09785.x. arXiv: astro-ph/0507266.
- Giallongo, E. e Cristiani (dic. 1990). «Average Lyman absorption in high-redshift QSO spectra. II. The redshift evolution.» In: *MNRAS* 247, p. 696.
- Giallongo, E., Fontana et al. (gen. 1999). «Gravitational Lensing in QSO 1208+10 from the Proximity Effect in Its Ly α Forest». In: *ApJ* 510.2, pp. 605–608. DOI: 10.1086/306636. arXiv: astro-ph/9809258.
- Giallongo, E., A. Grazian, F. Fiore, Fontana et al. (giu. 2015). «Faint AGNs at $z \sim 4$ in the CANDELS GOODS-S field: looking for contributors to the reionization of the Universe». In: *A&A* 578, A83, A83. DOI: 10.1051/0004-6361/201425334. arXiv: 1502.02562.
- Giallongo, E., A. Grazian, F. Fiore, D. Kodra et al. (set. 2019). «The space densities and emissivities of AGNs at $z \sim 4$ ». In: *arXiv e-prints*, arXiv:1909.00702, arXiv:1909.00702. arXiv: 1909.00702.
- Glikman, Eilat et al. (feb. 2011). «The Faint End of the Quasar Luminosity Function at $z \sim 4$: Implications for Ionization of the Intergalactic Medium and Cosmic Downsizing». In: *ApJ* 728.2, L26, p. L26. DOI: 10.1088/2041-8205/728/2/L26. arXiv: 1101.0537.

- Goldoni, P. et al. (giu. 2006). «Data reduction software of the X-shooter spectrograph». In: Proc. SPIE. Vol. 6269, 62692K. DOI: 10.1117/12.669986.
- Grazian, A., E. Giallongo, K. Boutsia et al. (mag. 2018). «The contribution of faint AGNs to the ionizing background at $z \sim 4$ ». In: A&A 613, A44, A44. DOI: 10.1051/0004-6361/201732385. arXiv: 1802.01953.
- Grazian, A., E. Giallongo, R. Gerbasi et al. (gen. 2016). «The Lyman continuum escape fraction of galaxies at $z = 3.3$ in the VUDS-LBC/COSMOS field». In: A&A 585, A48, A48. DOI: 10.1051/0004-6361/201526396. arXiv: 1509.01101.
- Grazian, A., E. Giallongo, D. Paris et al. (giu. 2017). «Lyman continuum escape fraction of faint galaxies at $z=3.3$ in the CANDELS/GOODS-North, EGS, and COSMOS fields with LBC». In: A&A 602, A18, A18. DOI: 10.1051/0004-6361/201730447. arXiv: 1703.00354.
- Guaita, L. et al. (mar. 2016). «Limits on the LyC signal from $z \sim 3$ sources with secure redshift and HST coverage in the E-CDFS field». In: A&A 587, A133, A133. DOI: 10.1051/0004-6361/201527597. arXiv: 1601.03057.
- Gunn, James E. e Peterson (nov. 1965). «On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space.» In: ApJ 142, pp. 1633–1636. DOI: 10.1086/148444.
- Haardt, Francesco e Madau (feb. 2012). «Radiative Transfer in a Clumpy Universe. IV. New Synthesis Models of the Cosmic UV/X-Ray Background». In: ApJ 746.2, 125, p. 125. DOI: 10.1088/0004-637X/746/2/125. arXiv: 1105.2039.
- Hoag, A. et al. (giu. 2019). «Constraining the Neutral Fraction of Hydrogen in the IGM at Redshift 7.5». In: ApJ 878.1, 12, p. 12. DOI: 10.3847/1538-4357/ab1de7. arXiv: 1901.09001.
- Hu, Wayne e White (ott. 1997). «A CMB polarization primer». In: New A 2.4, pp. 323–344. DOI: 10.1016/S1384-1076(97)00022-5. arXiv: astro-ph/9706147.
- Inoue, Akio K. e Ikeru Iwata (lug. 2008). «A Monte Carlo simulation of the intergalactic absorption and the detectability of the Lyman continuum from distant galaxies». In: MNRAS 387.4, pp. 1681–1692. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2008.13350.x. arXiv: 0804.2951.
- Inoue, Akio K., Ikeru Iwata e Jean-Michel Deharveng (set. 2006). «The escape fraction of ionizing photons from galaxies at $z = 0-6$ ». In: MNRAS 371.1, pp. L1–L5. DOI: 10.1111/j.1745-3933.2006.00195.x. arXiv: astro-ph/0605526.
- Inoue, Akio K., Ikkoh Shimizu et al. (ago. 2014). «An updated analytic model for attenuation by the intergalactic medium». In: MNRAS 442.2, pp. 1805–1820. DOI: 10.1093/mnras/stu936. arXiv: 1402.0677.

- Itoh, Ryohei et al. (nov. 2018). «CHORUS. II. Subaru/HSC Determination of the Ly α Luminosity Function at $z = 7.0$: Constraints on Cosmic Reionization Model Parameter». In: *ApJ* 867.1, 46, p. 46. DOI: 10.3847/1538-4357/aadfe4. arXiv: 1805.05944.
- Kashikawa, Nobunari et al. (giu. 2011). «Completing the Census of Ly α Emitters at the Reionization Epoch». In: *ApJ* 734.2, 119, p. 119. DOI: 10.1088/0004-637X/734/2/119. arXiv: 1104.2330.
- Kim, T. -S. et al. (apr. 2013). «The evolution of H I and C IV quasar absorption line systems at $1.9 < z < 3.2$ ». In: *A&A* 552, A77, A77. DOI: 10.1051/0004-6361/201220042. arXiv: 1302.6622.
- Kitayama, Tetsu et al. (ott. 2004). «The Structure and Evolution of Early Cosmological H II Regions». In: *ApJ* 613.2, pp. 631–645. DOI: 10.1086/423313. arXiv: astro-ph/0406280.
- Kogut, A. et al. (set. 2003). «First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Temperature-Polarization Correlation». In: *ApJS* 148.1, pp. 161–173. DOI: 10.1086/377219. arXiv: astro-ph/0302213.
- Kollmeier, Juna A. et al. (nov. 2017). «SDSS-V: Pioneering Panoptic Spectroscopy». In: arXiv: 1711.03234.
- Konno, Akira, Masami Ouchi, Yoshiaki Ono et al. (dic. 2014). «Accelerated Evolution of the Ly α Luminosity Function at $z \sim 7$ Revealed by the Subaru Ultra-deep Survey for Ly α Emitters at $z = 7.3$ ». In: *ApJ* 797.1, 16, p. 16. DOI: 10.1088/0004-637X/797/1/16. arXiv: 1404.6066.
- Konno, Akira, Masami Ouchi, Takatoshi Shibuya et al. (gen. 2018). «SILVERRUSH. IV. Ly α luminosity functions at $z = 5.7$ and 6.6 studied with 1300 Ly α emitters on the 14-21 deg² sky». In: *PASJ* 70, S16, S16. DOI: 10.1093/pasj/psx131. arXiv: 1705.01222.
- Leethochawalit, Nicha et al. (nov. 2016). «Absorption-line Spectroscopy of Gravitationally Lensed Galaxies: Further Constraints on the Escape Fraction of Ionizing Photons at High Redshift». In: *ApJ* 831.2, 152, p. 152. DOI: 10.3847/0004-637X/831/2/152. arXiv: 1606.05309.
- Livermore, R. C., Finkelstein e J. M. Lotz (feb. 2017). «Directly Observing the Galaxies Likely Responsible for Reionization». In: *ApJ* 835.2, 113, p. 113. DOI: 10.3847/1538-4357/835/2/113. arXiv: 1604.06799.
- López, S. et al. (ott. 2016). «XQ-100: A legacy survey of one hundred $3.5 \lesssim z \lesssim 4.5$ quasars observed with VLT/X-shooter». In: *A&A* 594, A91, A91. DOI: 10.1051/0004-6361/201628161. arXiv: 1607.08776.

- Lusso, E. et al. (giu. 2015). «The first ultraviolet quasar-stacked spectrum at $z \simeq 2.4$ from WFC3». In: MNRAS 449.4, pp. 4204–4220. DOI: 10.1093/mnras/stv516. arXiv: 1503.02075.
- Mac Low, M. -M. e J. M. Shull (mar. 1986). «Molecular Processes and Gravitational Collapse in Intergalactic Shocks». In: ApJ 302, p. 585. DOI: 10.1086/164017.
- Madau (mar. 1995). «Radiative Transfer in a Clumpy Universe: The Colors of High-Redshift Galaxies». In: ApJ 441, p. 18. DOI: 10.1086/175332.
- (2002). «Intergalactic Medium». In: a cura di P. Murdin, E1821. DOI: 10.1888/0333750888/1821.
- Madau e Francesco Haardt (nov. 2015). «Cosmic Reionization after Planck: Could Quasars Do It All?» In: ApJ 813.1, L8, p. L8. DOI: 10.1088/2041-8205/813/1/L8. arXiv: 1507.07678.
- Madau, Francesco Haardt e Martin J. Rees (apr. 1999). «Radiative Transfer in a Clumpy Universe. III. The Nature of Cosmological Ionizing Sources». In: ApJ 514.2, pp. 648–659. DOI: 10.1086/306975. arXiv: astro-ph/9809058.
- Mason, Charlotte A., Fontana et al. (mag. 2019). «Inferences on the timeline of reionization at $z \sim 8$ from the KMOS Lens-Amplified Spectroscopic Survey». In: MNRAS 485.3, pp. 3947–3969. DOI: 10.1093/mnras/stz632. arXiv: 1901.11045.
- Mason, Charlotte A., Tommaso Treu et al. (mar. 2018). «The Universe Is Reionizing at $z \sim 7$: Bayesian Inference of the IGM Neutral Fraction Using Ly α Emission from Galaxies». In: ApJ 856.1, 2, p. 2. DOI: 10.3847/1538-4357/aab0a7. arXiv: 1709.05356.
- Matthee, Jorjyt et al. (mar. 2017). «The production and escape of Lyman-Continuum radiation from star-forming galaxies at $z \sim 2$ and their redshift evolution». In: MNRAS 465.3, pp. 3637–3655. DOI: 10.1093/mnras/stw2973. arXiv: 1605.08782.
- McDowell, M. R. C. (dic. 1961). «On the formation of H₂ in H I regions». In: *The Observatory* 81, pp. 240–243.
- McGreer, Ian D., Andrei Mesinger e D’Odorico (feb. 2015). «Model-independent evidence in favour of an end to reionization by $z \simeq 6$ ». In: MNRAS 447.1, pp. 499–505. DOI: 10.1093/mnras/stu2449. arXiv: 1411.5375.
- McGreer, Ian D., Andrei Mesinger e Xiaohui Fan (ago. 2011). «The first (nearly) model-independent constraint on the neutral hydrogen fraction at $z \sim 6$ ». In: MNRAS 415.4, pp. 3237–3246. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.18935.x. arXiv: 1101.3314.
- McQuinn (set. 2016). «The Evolution of the Intergalactic Medium». In: ARA&A 54, pp. 313–362. DOI: 10.1146/annurev-astro-082214-122355. arXiv: 1512.00086.

- McQuinn et al. (ott. 2007). «Studying reionization with Ly α emitters». In: MNRAS 381.1, pp. 75–96. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2007.12085.x. arXiv: 0704.2239.
- Mesinger, Andrei (set. 2010). «Was reionization complete by $z\sim 5-6$?» In: MNRAS 407.2, pp. 1328–1337. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2010.16995.x. arXiv: 0910.4161.
- Mesinger, Andrei e Zoltán Haiman (ago. 2004). «Evidence of a Cosmological Strömgren Surface and of Significant Neutral Hydrogen Surrounding the Quasar SDSS J1030+0524». In: ApJ 611.2, pp. L69–L72. DOI: 10.1086/423935. eprint: astro-ph/0406188 (astro-ph).
- Mesinger, Andrei, Benjamin D. Johnson e Zoltán Haiman (gen. 2006). «The Redshift Distribution of Distant Supernovae and Its Use in Probing Reionization». In: ApJ 637.1, pp. 80–90. DOI: 10.1086/498294. arXiv: astro-ph/0505110.
- Mesinger, Andrei, McQuinn e David N. Spergel (mag. 2012). «The kinetic Sunyaev-Zel'dovich signal from inhomogeneous reionization: a parameter space study». In: MNRAS 422.2, pp. 1403–1417. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.20713.x. eprint: 1112.1820 (astro-ph.CO).
- Miralda-Escudé, Jordi (lug. 1998). «Reionization of the Intergalactic Medium and the Damping Wing of the Gunn-Peterson Trough». In: ApJ 501.1, pp. 15–22. DOI: 10.1086/305799. arXiv: astro-ph/9708253.
- Miralda-Escudé, Jordi e Martin J. Rees (apr. 1998). «Searching for the Earliest Galaxies Using the Gunn-Peterson Trough and the Ly α Emission Line». In: ApJ 497.1, pp. 21–27. DOI: 10.1086/305458. arXiv: astro-ph/9707193.
- Mortlock, Daniel J. et al. (giu. 2011). «A luminous quasar at a redshift of $z = 7.085$ ». In: Nature 474.7353, pp. 616–619. DOI: 10.1038/nature10159. arXiv: 1106.6088.
- Mortonson, Michael J. e Wayne Hu (mar. 2010). «Observational limits on patchy reionization: Implications for B modes». In: Phys. Rev. D 81.6, 067302, p. 067302. DOI: 10.1103/PhysRevD.81.067302. arXiv: 1001.4803.
- Mostardi, R. E. et al. (set. 2015). «A High-Resolution Hubble Space Telescope Study of Apparent Lyman Continuum Leakers at $z\sim 3$ ». In: ApJ 810.2, 107, p. 107. DOI: 10.1088/0004-637X/810/2/107. arXiv: 1506.08201.
- Murdoch, H. S. et al. (ott. 1986). «Absorption Spectrum of the $Z = 3.78$ QSO 2000-330. II. The Redshift and Equivalent Width Distributions of Primordial Hydrogen Clouds». In: ApJ 309, p. 19. DOI: 10.1086/164573.
- Naidu, P. A. Oesch et al. (set. 2017). «The HDUV Survey: Six Lyman Continuum Emitter Candidates at $z\sim 2$ Revealed by HST UV Imaging». In: ApJ 847.1, 12, p. 12. DOI: 10.3847/1538-4357/aa8863. arXiv: 1611.07038.

- Naidu, Sandro Tacchella et al. (lug. 2019). «Rapid Reionization by the Oligarchs: The Case for Massive, UV-Bright, Star-Forming Galaxies with High Escape Fractions». In: arXiv: 1907.13130.
- Natali, F. et al. (feb. 1998). «The Optical-Ultraviolet Continuum of a Sample of QSOs». In: AJ 115.2, pp. 397–404. DOI: 10.1086/300211. arXiv: astro-ph/9711067.
- Nestor, Daniel B. et al. (lug. 2011). «Narrowband Imaging of Escaping Lyman-continuum Emission in the SSA22 Field». In: ApJ 736.1, 18, p. 18. DOI: 10.1088/0004-637X/736/1/18. arXiv: 1102.0286.
- Noterdaeme, P. et al. (nov. 2012). «Column density distribution and cosmological mass density of neutral gas: Sloan Digital Sky Survey-III Data Release 9». In: A&A 547, L1, p. L1. DOI: 10.1051/0004-6361/201220259. arXiv: 1210.1213.
- O’Meara, John M. et al. (mar. 2013). «The HST/ACS+WFC3 Survey for Lyman Limit Systems. II. Science». In: ApJ 765.2, 137, p. 137. DOI: 10.1088/0004-637X/765/2/137. arXiv: 1204.3093.
- Oke, J. B. e D. G. Korycansky (apr. 1982). «Absolute spectrophotometry of very large redshift quasars». In: ApJ 255, pp. 11–19. DOI: 10.1086/159797.
- Ota, Kazuaki et al. (lug. 2017). «A New Constraint on Reionization from the Evolution of the Ly α Luminosity Function at $z\sim 6-7$ Probed by a Deep Census of $z = 7.0$ Ly α Emitter Candidates to 0.3L *». In: ApJ 844.1, 85, p. 85. DOI: 10.3847/1538-4357/aa7a0a. arXiv: 1703.02501.
- Ouchi, Masami, Kazuhiro Shimasaku, Masayuki Akiyama et al. (giu. 2008). «The Subaru/ XMM-Newton Deep Survey (SXDS). IV. Evolution of Ly α Emitters from $z = 3.1$ to 5.7 in the 1 deg² Field: Luminosity Functions and AGN». In: ApJS 176.2, pp. 301–330. DOI: 10.1086/527673. arXiv: 0707.3161.
- Ouchi, Masami, Kazuhiro Shimasaku, Hisanori Furusawa et al. (nov. 2010). «Statistics of 207 Ly α Emitters at a Redshift Near 7: Constraints on Reionization and Galaxy Formation Models». In: ApJ 723.1, pp. 869–894. DOI: 10.1088/0004-637X/723/1/869. arXiv: 1007.2961.
- Page, L. et al. (giu. 2007). «Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Polarization Analysis». In: ApJS 170.2, pp. 335–376. DOI: 10.1086/513699. arXiv: astro-ph/0603450.
- Paresce, F., C. F. McKee e S. Bowyer (set. 1980). «Galactic and extragalactic contributions to the far-ultraviolet background». In: ApJ 240, pp. 387–400. DOI: 10.1086/158244.

- Parsa, Shaghayegh, James S. Dunlop e Ross J. McLure (mar. 2018). «No evidence for a significant AGN contribution to cosmic hydrogen reionization». In: *MNRAS* 474.3, pp. 2904–2923. DOI: 10.1093/mnras/stx2887. arXiv: 1704.07750.
- Paschos, Pascal e Michael L. Norman (set. 2005). «A Statistical Analysis of Intergalactic Medium Transmission Approaching Reionization». In: *ApJ* 631.1, pp. 59–84. DOI: 10.1086/431787. arXiv: astro-ph/0412244.
- Pawlik, Andreas H., Miloš Milosavljević e Bromm (apr. 2011). «The First Galaxies: Assembly of Disks and Prospects for Direct Detection». In: *ApJ* 731.1, 54, p. 54. DOI: 10.1088/0004-637X/731/1/54. arXiv: 1011.0438.
- Perrotta, S., D’Odorico, F. Hamann et al. (nov. 2018). «Hunting for metals using XQ-100 Legacy Survey composite spectra». In: *MNRAS* 481.1, pp. 105–121. DOI: 10.1093/mnras/sty2205. arXiv: 1808.09995.
- Perrotta, S., D’Odorico, Prochaska et al. (nov. 2016). «Nature and statistical properties of quasar associated absorption systems in the XQ-100 Legacy Survey». In: *MNRAS* 462.3, pp. 3285–3301. DOI: 10.1093/mnras/stw1703. arXiv: 1605.04607.
- Peterson e B. Wilkes (2000). «Active Galaxies: Unified Model». In: *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*. A cura di P. Murdin, p. 1586. DOI: 10.1888/0333750888/1586.
- Planck Collaboration, R. Adam et al. (dic. 2016). «Planck intermediate results. XLVII. Planck constraints on reionization history». In: *A&A* 596, A108, A108. DOI: 10.1051/0004-6361/201628897. arXiv: 1605.03507.
- Planck Collaboration, N. Aghanim et al. (lug. 2018). «Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters». In: *arXiv e-prints*. arXiv: 1807.06209.
- Prochaska, Madau et al. (feb. 2014). «Towards a unified description of the intergalactic medium at redshift $z \approx 2.5$ ». In: *MNRAS* 438.1, pp. 476–486. DOI: 10.1093/mnras/stt2218. arXiv: 1310.0052.
- Prochaska, Worseck e John M. O’Meara (nov. 2009). «A Direct Measurement of the Intergalactic Medium Opacity to H I Ionizing Photons». In: *ApJ* 705.2, pp. L113–L117. DOI: 10.1088/0004-637X/705/2/L113. eprint: 0910.0009.
- Razoumov, Alexei O. et al. (giu. 2002). «Cosmological Hydrogen Reionization with Three-dimensional Radiative Transfer». In: *ApJ* 572.2, pp. 695–704. DOI: 10.1086/340451. arXiv: astro-ph/0109111.
- Reichardt, Christian L. (2016). «Observing the Epoch of Reionization with the Cosmic Microwave Background». In: *Understanding the Epoch of Cosmic Reionization: Challenges and Progress*. A cura di Andrei Mesinger. Vol. 423. Astrophysics and Space Science Library, p. 227. DOI: 10.1007/978-3-319-21957-8_8.

- Robertson, Brant E., Richard S. Ellis et al. (apr. 2015). «Cosmic Reionization and Early Star-forming Galaxies: A Joint Analysis of New Constraints from Planck and the Hubble Space Telescope». In: *ApJ* 802.2, L19, p. L19. DOI: 10.1088/2041-8205/802/2/L19. arXiv: 1502.02024.
- Robertson, Brant E., Furlanetto et al. (mag. 2013). «New Constraints on Cosmic Reionization from the 2012 Hubble Ultra Deep Field Campaign». In: *ApJ* 768.1, 71, p. 71. DOI: 10.1088/0004-637X/768/1/71. arXiv: 1301.1228.
- Romano, M. et al. (dic. 2019). «Lyman continuum escape fraction and mean free path of hydrogen ionizing photons for bright $z\sim 4$ QSOs from SDSS DR14». In: *A&A* 632, A45, A45. DOI: 10.1051/0004-6361/201935550. arXiv: 1910.02775.
- Rutkowski, Michael J. et al. (mar. 2016). «Lyman Continuum Escape Fraction of Star-forming Dwarf Galaxies at $z\sim 1$ ». In: *ApJ* 819.1, 81, p. 81. DOI: 10.3847/0004-637X/819/1/81. arXiv: 1511.01998.
- Sargent, Wallace L. W., Charles C. Steidel e A. Boksenberg (apr. 1989). «A Survey of Lyman-Limit Absorption in the Spectra of 59 High-Redshift QSOs». In: *ApJS* 69, p. 703. DOI: 10.1086/191326.
- Schaerer, D. (gen. 2003). «The transition from Population III to normal galaxies: Ly α and He II emission and the ionising properties of high redshift starburst galaxies». In: *A&A* 397, pp. 527–538. DOI: 10.1051/0004-6361:20021525. arXiv: astro-ph/0210462.
- Schaye, Joop et al. (gen. 2015). «The EAGLE project: simulating the evolution and assembly of galaxies and their environments». In: *MNRAS* 446.1, pp. 521–554. DOI: 10.1093/mnras/stu2058. arXiv: 1407.7040.
- Schenker, Matthew A. et al. (nov. 2014). «Line-emitting Galaxies beyond a Redshift of 7: An Improved Method for Estimating the Evolving Neutrality of the Intergalactic Medium». In: *ApJ* 795.1, 20, p. 20. DOI: 10.1088/0004-637X/795/1/20. arXiv: 1404.4632.
- Schirber, Michael e James S. Bullock (feb. 2003). «Faint Active Galactic Nuclei and the Ionizing Background». In: *ApJ* 584.1, pp. 110–128. DOI: 10.1086/345662. arXiv: astro-ph/0207200.
- Scott et al. (set. 2000). «A Uniform Analysis of the Ly α Forest at $z=0-5$. II. Measuring the Mean Intensity of the Extragalactic Ionizing Background Using the Proximity Effect». In: *ApJS* 130.1, pp. 67–89. DOI: 10.1086/317340. arXiv: astro-ph/0004155.
- Seager, Sara, Dimitar D. Sasselov e Scott (giu. 2000). «How Exactly Did the Universe Become Neutral?» In: *ApJS* 128.2, pp. 407–430. DOI: 10.1086/313388. arXiv: astro-ph/9912182.

- Shapiro, Paul R. e Mark L. Giroux (ott. 1987). «Cosmological H II Regions and the Photoionization of the Intergalactic Medium». In: *ApJ* 321, p. L107. DOI: 10.1086/185015.
- Shapley, Alice E. et al. (ago. 2016). «Q1549-C25: A Clean Source of Lyman-Continuum Emission at $z = 3.15$ ». In: *ApJ* 826.2, L24, p. L24. DOI: 10.3847/2041-8205/826/2/L24. arXiv: 1606.00443.
- Siana, Brian et al. (mag. 2015). «A Deep Hubble Space Telescope and Keck Search for Definitive Identification of Lyman Continuum Emitters at $z \sim 3.1$ ». In: *ApJ* 804.1, 17, p. 17. DOI: 10.1088/0004-637X/804/1/17. arXiv: 1502.06978.
- Silk, Joseph e Martin J. Rees (mar. 1998). «Quasars and galaxy formation». In: *A&A* 331, pp. L1–L4. arXiv: astro-ph/9801013.
- Sobacchi, Emanuele e Andrei Mesinger (mag. 2014). «Inhomogeneous recombinations during cosmic reionization». In: *MNRAS* 440.2, pp. 1662–1673. DOI: 10.1093/mnras/stu377. arXiv: 1402.2298.
- Stevans, Matthew L. et al. (ott. 2014). «HST-COS Observations of AGNs. II. Extended Survey of Ultraviolet Composite Spectra from 159 Active Galactic Nuclei». In: *ApJ* 794.1, 75, p. 75. DOI: 10.1088/0004-637X/794/1/75. arXiv: 1408.5900.
- Sunyaev, R. A. e Zeldovich (nov. 1972). «The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies». In: *Comments on Astrophysics and Space Physics* 4, p. 173.
- (feb. 1980). «The velocity of clusters of galaxies relative to the microwave background - The possibility of its measurement.» In: *MNRAS* 190, pp. 413–420. DOI: 10.1093/mnras/190.3.413.
- Tegmark, Max et al. (gen. 1997). «How Small Were the First Cosmological Objects?» In: *ApJ* 474, p. 1. DOI: 10.1086/303434. arXiv: astro-ph/9603007.
- Telfer, Randal C. et al. (feb. 2002). «The Rest-Frame Extreme-Ultraviolet Spectral Properties of Quasi-stellar Objects». In: *ApJ* 565.2, pp. 773–785. DOI: 10.1086/324689. arXiv: astro-ph/0109531.
- Totani, Tomonori, Kentaro Aoki et al. (feb. 2016). «High-precision analyses of Ly α damping wing of gamma-ray bursts in the reionization era: On the controversial results from GRB 130606A at $z = 5.91$ ». In: *PASJ* 68.1, 15, p. 15. DOI: 10.1093/pasj/psv123. arXiv: 1508.05067.
- Totani, Tomonori, Nobuyuki Kawai et al. (giu. 2006). «Implications for Cosmic Reionization from the Optical Afterglow Spectrum of the Gamma-Ray Burst 050904 at $z = 6.3^*$ ». In: *PASJ* 58.3, pp. 485–498. DOI: 10.1093/pasj/58.3.485. arXiv: astro-ph/0512154.

- Tozzi, Paolo et al. (gen. 2000). «Radio Signatures of H I at High Redshift: Mapping the End of the “Dark Ages”». In: ApJ 528.2, pp. 597–606. DOI: 10.1086/308196. arXiv: astro-ph/9903139.
- Trenti, Michele e Massimo Stiavelli (apr. 2009). «Formation Rates of Population III Stars and Chemical Enrichment of Halos during the Reionization Era». In: ApJ 694.2, pp. 879–892. DOI: 10.1088/0004-637X/694/2/879. arXiv: 0901.0711.
- Urry (2003). «The AGN Paradigm for Radio-Loud Objects». In: *Active Galactic Nuclei: From Central Engine to Host Galaxy*. A cura di Suzy Collin, Françoise Combes e Isaac Shlosman. Vol. 290. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 3.
- Urry e Paolo Padovani (set. 1995). «Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei». In: PASP 107, p. 803. DOI: 10.1086/133630. arXiv: astro-ph/9506063.
- Vanzella, E., S. de Barros et al. (lug. 2016). «Hubble Imaging of the Ionizing Radiation from a Star-forming Galaxy at $Z=3.2$ with $f_{esc} > 50\%$ ». In: ApJ 825.1, 41, p. 41. DOI: 10.3847/0004-637X/825/1/41. arXiv: 1602.00688.
- Vanzella, E., M. Giavalisco et al. (dic. 2010). «The Great Observatories Origins Deep Survey: Constraints on the Lyman Continuum Escape Fraction Distribution of Lyman-break Galaxies at $3.4 < z < 4.5$ ». In: ApJ 725.1, pp. 1011–1031. DOI: 10.1088/0004-637X/725/1/1011. arXiv: 1009.1140.
- Vanzella, E., M. Nonino et al. (mag. 2018). «Direct Lyman continuum and Ly α escape observed at redshift 4». In: MNRAS 476.1, pp. L15–L19. DOI: 10.1093/mnras1/sly023. arXiv: 1712.07661.
- Vasei, Kaveh et al. (nov. 2016). «The Lyman Continuum Escape Fraction of the Cosmic Horseshoe: A Test of Indirect Estimates». In: ApJ 831.1, 38, p. 38. DOI: 10.3847/0004-637X/831/1/38. arXiv: 1603.02309.
- Worseck, Prochaska, Joseph F. Hennawi et al. (lug. 2016). «Early and Extended Helium Reionization over More Than 600 Million Years of Cosmic Time». In: ApJ 825.2, 144, p. 144. DOI: 10.3847/0004-637X/825/2/144. arXiv: 1405.7405.
- Worseck, Prochaska, John M. O’Meara et al. (dic. 2014). «The Giant Gemini GMOS survey of $z_{em} > 4.4$ quasars - I. Measuring the mean free path across cosmic time». In: MNRAS 445.2, pp. 1745–1760. DOI: 10.1093/mnras/stu1827. arXiv: 1402.4154.
- Wyithe, J. Stuart B. e Bolton (apr. 2011). «Near-zone sizes and the rest-frame extreme ultraviolet spectral index of the highest redshift quasars». In: MNRAS 412.3, pp. 1926–1936. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2010.18030.x. arXiv: 1008.1107.
- Wyithe, J. Stuart B. e Abraham Loeb (apr. 2003). «Reionization of Hydrogen and Helium by Early Stars and Quasars». In: ApJ 586.2, pp. 693–708. DOI: 10.1086/367721. arXiv: astro-ph/0209056.

-
- Xu, Hao et al. (ago. 2014). «Heating the Intergalactic Medium by X-Rays from Population III Binaries in High-redshift Galaxies». In: *ApJ* 791.2, 110, p. 110. DOI: 10.1088/0004-637X/791/2/110. arXiv: 1404.6555.
- Zaldarriaga (feb. 1997). «Polarization of the microwave background in reionized models». In: *Phys. Rev. D* 55.4, pp. 1822–1829. DOI: 10.1103/PhysRevD.55.1822. arXiv: astro-ph/9608050.
- Zaroubi, S. et al. (ott. 2012). «Imaging neutral hydrogen on large scales during the Epoch of Reionization with LOFAR». In: *MNRAS* 425.4, pp. 2964–2973. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.21500.x. arXiv: 1205.3449.

Ringraziamenti

Dopo molti anni sono finalmente giunta alla fine di questo lungo viaggio. Ci sono state molte difficoltà, molti errori, ma anche innumerevoli soddisfazioni.

Per prima voglio ringraziare la mia famiglia che mi ha sostenuto, non solo economicamente, ma anche perché ha sempre creduto in me, anche quando la mia stessa fiducia vacillava, loro ci sono sempre stati e non hanno mai smesso di esserci. Ringrazio la mia mamma per essere la mia roccia; mio papà per avermi dato, insieme alla *tappezza*, anche il gene della testardaggine che mi ha aiutato a non mollare mai; e ringrazio la mia sorellona per avermi insegnato che cadere non è sinonimo di fallire, è solo una strada alternativa per la felicità. Sono contenta che siamo tutti e quattro qui a festeggiare questo giorno. Sarebbe bastato così poco perché ciò non accadesse, ma non è successo e, anche se con le solite nostre tragedie ‘borboniche’, con i nostri acciacchi e i nostri caratteracci, siamo ancora tutti uniti e felici.

Voglio ringraziare tutte le persone che ho conosciuto in questo viaggio, in particolare Alessandro Mazzi, senza il quale probabilmente starei ancora cercando di capire come aprire Python. Grazie Ale, ti devo una montagna di dolci.

Ringrazio le Forcelline che hanno reso quel collegio molto più vivibile. In particolare ringrazio Giusy che con i suoi ‘che fai?’ ha reso le mie giornate più luminose e sicuramente meno monotone. Grazie per aver chiesto quel giorno se sono siciliana solo perché avevo detto *minchia*, la regione era quella sbagliata, ma l’amicizia nata tra noi è autentica. Ringrazio Lara per essere diventata la terza coinquilina della famosissima stanza 161 e perché si sta spontaneamente offrendo come cavia per i miei esperimenti di cucina.

Ringrazio le mie attuali coinquiline, in particolar modo Vanessa, che con la sua schiettezza ha saputo farmi aprire gli occhi in più di un’occasione.

Ringrazio poi un’amica che ho conosciuto nel posto più impensato del mondo ma che è diventata tanto importante per me. Grazie Roberta, non solo per la password di Sky che mi ha permesso di continuare a vedere le gare di F1 gratis, ma anche per la tua forza, il tuo coraggio. Grazie per aver scritto quel messaggio quel lontano giorno perché mi ha permesso di conoscere una persona meravigliosa. Ovviamente speriamo che questo sia l’anno buono per riportare il Mondiale a Maranello.

Grazie a tutti, sia quelli che la vita ha allontanato e quelli che sono rimasti e rimarranno anche in seguito. Grazie perché, nel bene e nel male, ognuno di voi ha contribuito a rendermi la persona che sono oggi.

Un ultimo ringraziamento voglio farlo a chi non c’è più... grazie nonna. Tu hai visto l’inizio di questo viaggio, ma purtroppo non ne hai potuto vedere la fine. Grazie per tutto nonna, e scusa se non sono stata al cento per cento la nipote che tu avresti voluto... e scusa anche se quella mattina presto, andando all’università, ho lasciato la porta di casa aperta facendoti prendere un colpo quando ti sei svegliata. Ti voglio bene e grazie perché sicuramente starai vegliando su tutti e sette noi da lassù.

Ps: Grazie Covid-19 per aver reso la mia laurea letteralmente unica nel suo genere!