

Università degli studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei"

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

Tesi Di Laurea In Astronomia

I QUASARS: PROPRIETÀ FISICHE ED EVOLUTIVE

Relatore:

Prof.ssa Giulia Rodighiero

Presentata da:

Carolina Costin

Correlatore:

Dott. Andrea Grazian

Anno accademico 2022/2023

Per quanto la vita possa sembrare difficile,
c'è sempre qualcosa che potete fare,
Guardate le stelle invece dei vostri piedi.

Stephen Hawking

SOMMARIO

I Nuclei Galattici Attivi (AGN) rappresentano uno stadio estremo nel ciclo di vita di una galassia. Per un periodo di tempo dell'ordine di qualche milioni di anni, una regione, che si estende meno di un parsec dal centro di una galassia, produce enormi quantità di energia. L'emissione energetica è così potente che non potrebbe provenire da processi stellari, ma dall'accrescimento di un buco nero super massiccio (SMBH). L'AGN ha molte proprietà interessanti, tra queste: (1) luminosità molto elevate (fino a $L_{bol} \approx 10^{48}$ erg s^{-1}), che le rende visibili fino ad un redshift molto elevato ($z \geq 7$); (2) piccole regioni di emissione nella maggior parte delle bande, come dedotto dalla loro rapida variabilità (es. Ulrich, Maraschi e Urry, 1997), che implica densità di energia elevate; (3) forte evoluzione delle loro funzioni di luminosità (LFs; es. Merloni Heinz, 2013); (4) emissioni che coprono l'intero spettro elettromagnetico, dalle onde radio fino ai fotoni gamma più energetici. Quest'ultima proprietà significa che gli AGN vengono scoperti in tutte le bande spettrali. La banda dell'infrarosso (IR) è per lo più sensibile alla polvere, la banda ottica/ultravioletta (UV) è correlata all'emissione che proviene dal disco di accrescimento, mentre la banda dei raggi X traccia l'emissione di una (presunta) corona. I raggi γ e radio (ad alta densità di flusso), invece, selezionano preferenzialmente AGN che emettono forti radiazioni non termiche provenienti da getti relativistici, cioè flussi di plasma con velocità prossime alla velocità della luce. L'AGN diventa visibile quando accumula gas direttamente dall'ambiente circostante, quindi l'energia potenziale gravitazionale della massa che cade viene convertita in radiazione, rendendo le regioni che circondano il buco nero molto luminose. I più potenti tra loro sono conosciuti come Quasars. La fase di questi oggetti costituisce uno stadio relativamente breve dell'evoluzione della galassia, dopo di che il tasso di accrescimento diminuisce drasticamente e il nucleo attivo passa a un AGN a bassa luminosità o a uno stato di galassia quiescente. Finora, il quasar con il più alto redshift scoperto è di 7.6, quando l'universo aveva appena 0.7 Gyr. Lo scopo di questa tesi è illustrare le principali proprietà degli AGN ad alto redshift. Analizzando diversi articoli, basati sullo studio della Funzione di Luminosità dei Quasar, si arriva alla comprensione di alcune fasi evolutive dell'universo come, ad esempio, la *Reionizzazione Cosmica*.

Contents

1	I NUCLEI GALATTICI ATTIVI (AGN)	6
1.1	Introduzione	6
1.2	Classificazione degli AGN	8
1.2.1	Radio-Loud e Radio-Quiet	8
1.2.2	AGN a bassa e alta Eccitazione	9
1.3	Struttura della regione centrale	12
1.3.1	Black Hole	12
1.3.2	Toro Oscurante	15
1.3.3	Hot Corona	16
1.3.4	Broad Line Region e Narrow Line Region	16
1.3.5	Jet Radio	17
1.4	Banda di emissione degli AGN	17
2	I QUASARS	20
2.1	Introduzione	20
2.2	Quasars ad alto redshift ($z \geq 6$)	21
2.3	Il problema dei semi dei SMBH	23
2.3.1	La formazione generale dei SMBH	23
2.3.2	La crescita precoce dei SMBH	24
2.3.3	Light BH Seeds	25
2.3.4	Heavy BH Seeds	26
3	LA FUNZIONE DI LUMINOSITÀ DEI QUASAR	28
3.1	Osservazione della funzione di luminosità UV dei Quasar	29
3.1.1	La Stima della Funzione di Luminosità col metodo del Volume accessibile	30
3.1.2	Il modello a Doppia Legge di Potenza	30
3.2	Evoluzione della funzione di luminosità dei quasars da $0 \leq z \leq 7.5$	33
3.2.1	Il contributo dei Quasar a $z = 6$ alla reionizzazione	33
3.3	Proprietà fisiche dei Quasar di alto redshift	36
3.4	Osservazioni	38

3.5	Prospettive future	39
3.5.1	LSST	39
3.5.2	EUCLID	40
3.5.3	ROMAN	40
4	Ringraziamenti	42
5	Referenze	43

1 I NUCLEI GALATTICI ATTIVI (AGN)

1.1 Introduzione

I nuclei galattici attivi (AGN) sono tra gli oggetti più luminosi che possiamo osservare nell'universo, ma le prime osservazioni risalgono solo all'inizio del secolo scorso. La scoperta di questi oggetti (Schmidt, 1963) ha aperto una nuova branca dell'astronomia (es. D'Onofrio, Marziani, Sulentic, 2012; Kellermann, 2015). Seyfert (1943) aveva segnalato la presenza di linee di emissione larghe e forti nei nuclei di sei nebulose (tra cui alcuni AGN ormai "classici", come NGC 1068 e NGC 4151), ma solo nel decennio successivo furono effettuate le prime mappe radio (Reber 1940a, b; Ryle e Smith 1948). Nel 1950 vennero scoperte tre sorgenti radio (Bolton et al. 1949), fondamentali per la comprensione degli AGN, vale a dire, Virgo A (M87), Cygnus A e Centaurus A (NGC 5128). Ciascuno di questi oggetti è stato successivamente identificato otticamente come una galassia attiva. Nei due decenni successivi, la radioastronomia ha continuato a svolgere un ruolo importante nel definire la nostra conoscenza delle galassie attive. Inizialmente c'era qualche controversia sulla natura di questi oggetti ad alto redshift; una delle interpretazioni iniziali era che quest'ultimi fossero cosmologici, ma questo richiederebbe luminosità ottiche estreme per questi oggetti ed energie totali emesse fino a 10^{60} erg (Greenstein e Schmidt 1963). Ora è universalmente accettato che il grande rilascio di energia è associato ad un buco nero supermassiccio (SMBH) centrale, con una massa $\geq 10^6 M_{\odot}$, in accrescimento attivo.

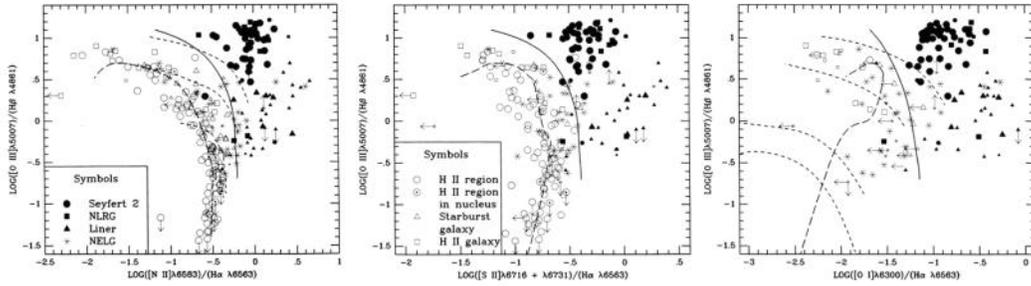


Figure 1: Diagrammi diagnostici ottenuti da Veilleux e Osterbrock su un campione di 264 oggetti. Da sinistra verso destra osserviamo $[O III]/H\beta$ in relazione con $[N II]/H\alpha$, $[S II]/H\alpha$, $[O I]/H\alpha$. I simboli vuoti rappresentano gli oggetti con una emissione simile alle regioni H II mentre i simboli più scuri rappresentano gli AGN.

1.2 Classificazione degli AGN

Esistono diverse classificazioni di AGN, basate su varie proprietà storiche relative alla prima scoperta di classi variabili a una determinata lunghezza d'onda. Ma quelli più utilizzati si basano sulle proprietà dello spettro ottico o della loro emissione radio (Padovani et al. 2017). Osservando lo spettro ottico ci sono AGN di tipo 1 o non oscurati che presentano ampie righe di emissione nei loro spettri ottici e AGN di tipo 2 o oscurati, che non mostrano broad lines.

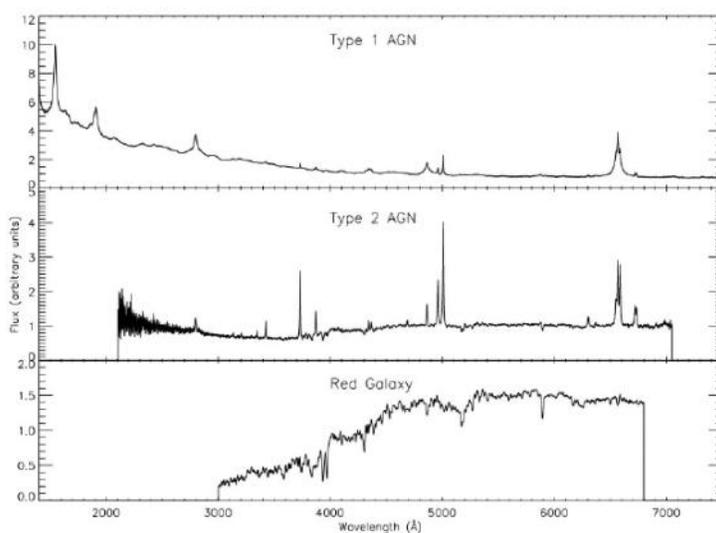


Figure 2: Tre tipi principali di spettri ottici delle galassie: AGN di tipo 1 con righe di emissione sia larghe che strette, AGN di tipo 2 con righe di emissione strette e galassie con normali righe di assorbimento.

1.2.1 Radio-Loud e Radio-Quiet

Una delle classificazioni più utilizzate delle radio AGN è la loro divisione in Radio-Loud e Radio-Quiet AGN. Inizialmente, questa distinzione era definita nel contesto dei quasar ($M_B \leq -23$) con la soglia tra le due classi fissata in: (1) densità del flusso radio o luminosità (es. Peacock, Miller e Longair 1986); (2) o il rapporto tra densità o luminosità del flusso radio-ottico (es. Schmidt 1970). I SED di AGN sono disponibili, quindi, sia in varietà RL (Radio-Loud) che RQ (Radio-Quiet), come mostrato in Fig 3. I tipici AGN Radio-Loud hanno un'emissione radio continua che è circa mille volte più luminosa, se

paragonati nel continuum IR-UV, rispetto a un tipico AGN radio-quiet. Tuttavia, gli oggetti radio-quiet sono significativamente più numerosi, pari all'80% – 90% di tutta la popolazione degli AGN. In contrasto con il continuo a energie più elevate (dal IR fino all'UV), l'emissione radio deve avere origine non termica. Sikora et al. (2007) hanno sottolineato che sembrano esserci distinte sequenze radio-loud e radio-quiet nel rapporto di Eddington rispetto al piano di intensità radio-loudness. Questo li ha portati a suggerire che la principale differenza tra i due fosse la rotazione del buco nero centrale che è una visione più recente supportata da simulazioni di relatività generale di formazione di getti in ambienti ad alto e basso spin (Tchekhovskoy et al. 2010). Un'altra differenza è che la frazione di oggetti radio-loud sembra dipendere fortemente sia dalla luminosità ottica che dal redshift (Jiang et al. 2007). Padovani (2016) ha sostenuto che la distinzione tra questi due tipi di AGN non è semplicemente una questione semantica ma piuttosto che le due classi rappresentano oggetti intrinsecamente diversi, con RL AGN che emettono una grande frazione della loro energia in modo non termico e in associazione con potenti getti relativistici, mentre la lunghezza d'onda più grande di RQ AGN è dominata dall'emissione termica, direttamente o indirettamente correlata al disco di accrescimento. Inoltre, ha sottolineato che le classi "Radio-Loud/Radio-Quiet" sono obsolete, fuorvianti e inadeguate. Poiché la principale differenza fisica tra queste due classi è la presenza o l'assenza di forti getti relativistici, il che implica anche che le due classi raggiungano energie fotoniche massime ampiamente diverse, per questo vengono attribuiti i termini di "jetted" e "non jetted" invece di RL e RQ. Sebbene sappiamo che gli AGN a getto rappresentano una minoranza, la loro frazione esatta non è ancora ben determinata. Il valore spesso citato di è $\approx 15\%$ che proviene da campioni otticamente selezionati di quasar (ad es. Kellermann et al. 1989). Padovani (2011), integrando la Funzione di luminosità in banda radio di AGN con getto e non, ha suggerito una frazione molto più piccola ($\leq 1\%$).

1.2.2 AGN a bassa e alta Eccitazione

Un'altra classificazione della radio AGN si basa su oggetti caratterizzati da forti righe di emissione nei loro spettri ([OII] $\lambda 3727$, [OIII] $\lambda 5007$, [Ne III] $\lambda 3868.760$). Vengono così utilizzate linee di emissione di alta/bassa eccitazione (Laing et al. 1994; Kewley, Groves, Kauffmann, Heckman 2006; Buttiglione et al. 2009). In generale, le righe di emissione degli oggetti con alta o bassa eccitazione sono denominate LEG e HEG nei loro spettri ottici. La classificazione LEG/HEG vale non solo per AGN selezionati via radio, ma si applica anche ad AGN in altre bande. Più precisamente, quasar e Seyfert 1 appartengono alla categoria HEG, mentre i LINER e le galassie LINER di assorbimento sono classificate come LEG (Padovani et al.

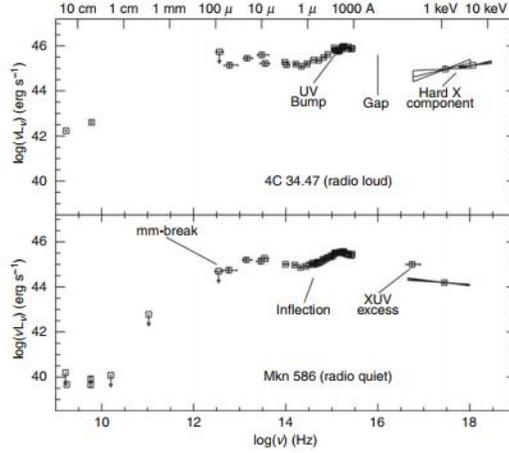


Figure 3: Distribuzioni spettrali di energia a banda larga di due tipiche galassie attive, una Radio-Loud e una Radio-Quiet. I due sono essenzialmente identici tranne che nella radio, dove l’oggetto Radio-Loud, 4C 34.47, è più luminoso di 3 ordini di grandezza (figura trattata da Impey e Neugebauer (1988)).

2015; Smolcic 2016). Vale a dire, i LEG (LINER e sistemi di linee di assorbimento) hanno in media colori $g-r$ ottici più rossi e masse stellari più elevate rispetto agli HEG. È anche dimostrato che le LEG mostrano un accrescimento radiativo inefficiente correlato a L/L_{Edd} basso (≤ 0.01), possibilmente alimentato dalla fase calda del mezzo intergalattico (IGM) e sono altamente efficienti nella produzione di getti collimati. Gli HEG si ammassano in modo radiativo, a luminosità di Eddington elevate ($0.01 \leq L/L_{Edd} \leq 1$), sono alimentati dalla fase IGM fredda e (in media) hanno meno probabilità di lanciare getti collimati. Quasi tutti gli FR (Fanaroff–Riley) sono LEG, mentre la maggior parte degli FR II di solito mostrano forti linee di emissione e sarebbero quindi classificati come HEG. Potenti quasar radio e RG sono generalmente di tipo HEG, mentre i meno potenti (e più comuni) i RG sono per lo più LEG (es. Padovani, 2016). Gli AGN ”classici” senza getto (cioè Seyfert e quasar) sono sempre HEG.

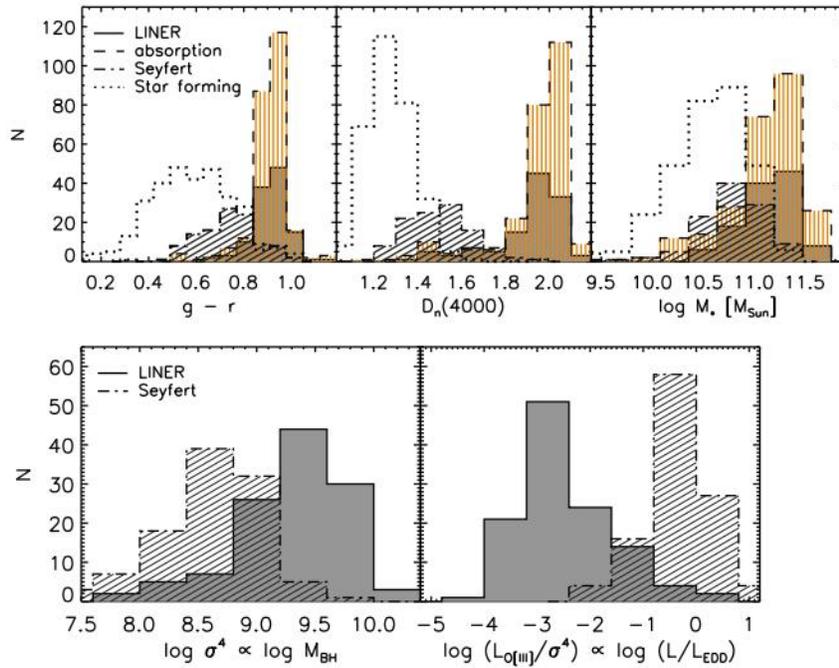


Figure 4: Da sinistra a destra i pannelli superiori mostrano la distribuzione del colore $g - r$ osservato, il break strength a 4000\AA , mentre i pannelli inferiori mostrano la distribuzione della dispersione di velocità, σ^4 , proporzionale alla massa del BH (Tremaine et al., 2002) e $\log(L_{\text{OIII}}/\sigma^4)$ proporzionale al tasso di accrescimento del BH (in unità di Eddington; Heckman et al.2004) per varie popolazioni di galassie tratte dal campione *FIRST - NVSS - SDSS* con $0.04 \leq z \leq 0.1$ (SFG: linee tratteggiate e vuoti istogrammi; Seyferts: linee tratteggiate e istogrammi tratteggiate diagonalmente; galassie con linee di assorbimento: linee tratteggiate e tratteggiate verticalmente di istogrammi; LINER: linee complete e istogrammi pieni). Figura riprodotto da Smolcic (2009).

1.3 Struttura della regione centrale

La struttura approssimativa dell'AGN si può riassumere nel Modello Unificato. Questo schema di unificazione si può dividere in due differenti categorie, da una parte l'unificazione riguardante il modello toroidale che dà una buona spiegazione del comportamento per lo spettro IR, ottico, UV e X, dall'altra l'unificazione rispetto allo spettro radio. Una caratteristica fondamentale del modello toroidale è la presenza di una regione di oscuramento su larga scala. Questa regione di oscuramento dovrebbe essere polverosa e possibilmente molecolare, ricca di gas, ma qualunque sia la sua geometria, in letteratura si è guadagnato il nome di "toro". La sua caratteristica principale è quella di oscurare la vista della cosiddetta Broad-Line Region (BLR) dove si formano le righe di emissione larghe. Gli oggetti che vengono visti attraverso le nuvole polverose e oscuranti avrebbero spettri di tipo Seyfert 2, con o senza un getto radio, mentre gli oggetti visti da un angolo più diretto avrebbero righe di assorbimento larghe, più tipiche di Seyfert 1. Gli oggetti intermedi sarebbero possibili a seconda di quanto materiale oscurante si trovi lungo la linea di vista con l'osservatore. La presenza di questa struttura oscurante è stata dedotta dall'osservazione di ampie linee di emissione e di una grande marcatura blu nella luce polarizzata di oggetti di Tipo 2, svelando così il loro nucleo nascosto di Tipo 1. Essendo la polarizzazione molto alta e perpendicolare all'asse radio, questa è una chiara prova che i fotoni delle regioni nucleari possono scappare solo lungo l'asse e quindi disperdersi nella linea di vista. La direzione equatoriale è quindi bloccata da una sorta di polverosa struttura "toroidale". In questo scenario, si ritiene che tutti gli AGN abbiano intrinsecamente lo stesso motore nucleare, che emette un continuum ottico senza caratteristiche e ampie linee di emissione, e un toro otticamente opaco, co-allineato con l'asse radio. Tuttavia, è ormai chiaro che questo scenario semplificato non è in grado di tenere conto di tutte le complessità emerse in decenni di osservazioni multilunghezza d'onda.

1.3.1 Black Hole

Lo sviluppo del paradigma dominante per AGN è avvenuto gradualmente. Infatti, nel corso del tempo si è acquistata la consapevolezza che era necessario un buco nero per guidare le enormi luminosità e i fenomeni ad alta energia osservati nell'AGN. Donald Lynden-Bell (1969) fu il primo a suggerire la connessione tra galassie attive e buchi neri perchè la luminosità proveniva da una regione di pochi light-days di diametro e questo sembrava alquanto complicato da spiegare con la radiazione proveniente da stelle. Questa produzione di energia deriva infatti dall'accrescimento di un buco nero. Per comprendere meglio

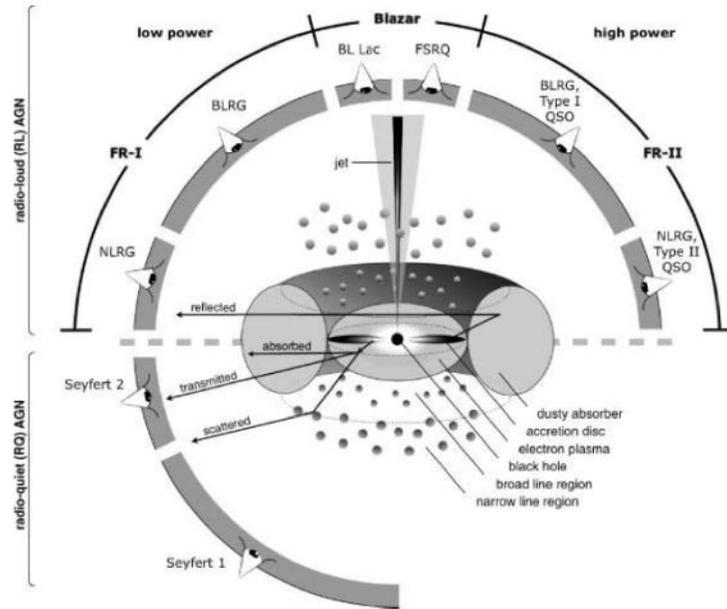


Figure 5: Schema che riproduce il modello unificato, la distinzione tra radio-quiet e radio-loud è legata alla presenza o meno di un evidente jet radio. In tale rappresentazione si possono osservare tutte le varie componenti che costituiscono un AGN.

questa enorme quantità di energia assumiamo una piccola massa δm di un buco nero e r il rispettivo raggio, l'energia (potenziale gravitazionale) a disposizione sarà:

$$(1) \quad \delta E = \frac{GM_{BH}\delta m}{r}$$

in modo tale che il limite superiore della luminosità sia semplicemente;

$$L_{max} = \frac{GM_{BH}\dot{M}}{r}$$

(2)

con \dot{M} , il tasso di accrescimento della massa e r il rispettivo raggio.

La caratteristica base con cui possiamo definire un BH è un orizzonte degli eventi, un limite oltre il quale la materia e la luce possono cadere all'interno del BH ma non riemergere. L'estensione dell'orizzonte degli eventi è data dal raggio di Schwarzschild, che è definito come la distanza a cui la velocità di fuga dal campo gravitazionale corrisponde a c .

$$R_g = \frac{2GM}{c^2}$$

(3)

Dove $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/s è la velocità della luce e $G = 6.67 \cdot 10^{-8}$ cm³/g/s³ è la costante gravitazionale.

Come si può intuire non è possibile ottenere alcuna informazione di un qualsiasi evento che accada all'interno del raggio appena definito. Prove dirette dell'esistenza di un BH non sono possibili poichè per sua stessa definizione esso non emette radiazione. La sua presenza e le caratteristiche fisiche possono però essere dedotte dal comportamento della materia nelle sue vicinanze. Studiando la dinamica di una stella oppure di un gruppo di stelle attorno a quello che potrebbe essere un BH, è possibile osservare come le traiettorie siano modificate e si può così dedurre la massa dell'oggetto in questione. Negli ultimi anni si

è scoperto che la massa del BH è proporzionale alla massa del bulge e può essere dedotta semplicemente dalla dispersione di velocità delle stelle (σ). In altri casi è possibile osservare nelle vicinanze del centro galattico sorgenti radio. Grazie alla presenza della molecola OH con strumenti come VLBI è stato possibile rilevare un disco di accrescimento attorno al BH. Altro modo è invece misurare direttamente la radiazione prodotta dal disco di accrescimento che è la fonte di energia dell'AGN.

Il raggio di Schwarzschild invece, riguarda buchi neri non rotanti (unico parametro è la massa del BH). Nel caso di buchi neri rotanti, l'orizzonte degli eventi dipende dallo spin del BH:

$$(4) \quad a = \frac{J}{GM^2}$$

dove J è il momento angolare.

1.3.2 Toro Oscurante

Dall'osservazione nella zona centrale di alcuni AGN risulta evidente un assorbimento dovuto a gas e polveri. Quindi si ritiene che esso sia l'effetto dalla presenza di una struttura toroidale attorno al disco di accrescimento del BH. Tale struttura permette di avere una distribuzione disomogenea della temperatura delle polveri alla medesima distanza. La zona del toro illuminata dalla sorgente centrale viene ionizzata mentre allontanandosi sempre di più dal buco nero supermassivo, la temperatura del gas diminuisce anche al di sotto della temperatura di sublimazione. Caratteristica del toro è il rapporto altezza-raggio osservato, dallo studio di Schmitt del 2001 è emerso che $H/R \sim 1$. Tale osservazione pone dei problemi riguardo alla possibile origine di questa struttura. Per tale motivo nel corso degli anni sono state sviluppate varie ipotesi: potrebbero formarsi nubi di gas nella regione più esterna e relativamente fredda del disco di accrescimento, e orbitare quindi intorno al limite esterno del disco; in alternativa, il toro, può provenire dall'accrescimento di materia dalla galassia ospite. È interessante notare che il toro sembra avere una connessione fisica e

dinamica con il disco circumnucleare della galassia, una caratteristica trovata nelle immagini di AGN in ALMA. La polvere può anche essere ripresa tramite interferometria a medio infrarosso. Il toro polveroso in questa sorgente ha due componenti: un componente calda ($T \leq 800$ K) e compatta (spessore 0,5 pc), coincidente con il maser d'acqua nucleare; e un componente più fredda ($T \approx 300$ K) esteso (3 – 4 pc), ma meno allungata. Risultati simili sono stati trovati, con la stessa tecnica, per Circinus e per un oggetto di tipo 1, NGC 4151. Combinando la modellizzazione di trasferimento radiativo dei dati interferometrici con lo studio della distribuzione spettrale di energia, c'è ora un quadro emergente di una struttura a due componenti: un disco sottile equatoriale e una caratteristica estesa lungo la direzione polare probabilmente proveniente da un vento polveroso. Una struttura complessa per il centro hot e la calda polvere nel toro di NGC 1068 è stata infatti confermata da una recente osservazione spettrointerferometrica MATISSE nel medio infrarosso al VLTI, in un buon accordo con il Modello di Unificazione.

1.3.3 Hot Corona

I dischi di accrescimento producono uno spettro quasi termico che tende a raggiungere il picco nell'ultravioletto fino ai raggi X. Tuttavia, l'AGN di solito mostra un'emissione che si estende a energie molto più elevate, ≥ 100 keV anche per AGN Radio-Quiet. Alle latitudini più elevate che circondano il disco di accrescimento, c'è un'"atmosfera" o (come più spesso attribuito) una corona di gas caldo (10^{-3} pc, $T \approx 10^8 - 10^9$ K). Questa corona può essere molto meno densa del disco di accrescimento; tuttavia, grazie a processi ben noti come lo scattering di Compton, può rappresentare una parte importante dell'emissione di AGN. Nello scattering di Compton, i fotoni sono dispersi dagli elettroni. Se si ha una regione dello spazio con una considerevole popolazione di elettroni liberi e una sorgente di radiazioni luminose nelle vicinanze, il processo è inevitabile. Queste condizioni sono facili da soddisfare in una regione a bassa densità vicino al centro di un AGN, e quindi è fondamentale considerare la comptonizzazione e le sue implicazioni per l'AGN, sia nella corona che in altre regioni (Rybicki and Lightman (1986)).

1.3.4 Broad Line Region e Narrow Line Region

Una delle caratteristiche più facilmente identificabili negli AGN è la presenza di righe di emissione con intensità variabili. Le righe principali che subiscono questo effetto sono quelle della serie di Balmer dell'idrogeno $H\alpha$, $H\beta$, oppure altre come Mg II (λ)2798. Alcune righe osservate presentano sia una componente allargata sia una stretta; altre invece si presentano solo in un modo. Questo fatto suggerisce che le righe con

larghezze diverse provengano da due zone con caratteristiche fisiche differenti. Possiamo quindi distinguere due regioni nell'AGN, la Broad-line Region (BLR) e la Narrow-line Region.

1.3.5 Jet Radio

La caratteristica distintiva dell'AGN Radio-Loud sono i loro getti, così come gli hotspot e i lobi visti su larga scala. Si tratta di caratteristiche che sono presenti anche in un numero significativo di AGN Radio-Quiet, anche se con una potenza molto inferiore. Si ritiene che siano delle strutture di plasma estremamente energetiche e collimate generalmente perpendicolari al piano su cui giace il disco di accrescimento. È evidente, grazie alla mappatura VLBI ad alta frequenza del getto M87 (Walker et al. 2009; Krichbaum et al. 2006), che il getto si estende molto vicino al centro del buco nero e rivela anche il luogo in cui si sta verificando la collimazione. I jet sono maggiormente visibili nelle osservazioni radio grazie alla maggior risoluzione che si può ottenere con l'interferometria, ma il loro spettro si estende anche all'infrarosso e all'ottico.

1.4 Banda di emissione degli AGN

I Nuclei Galattici Attivi presentano una fenomenologia piuttosto complessa. Queste proprietà includono non solo linee di emissione luminose, ma anche un forte continuo (sia termico che non termico), che si estende dall'infrarosso attraverso i raggi X e, in alcuni casi, fino alle energie dei raggi gamma.

- Emissioni radio

L'emissione radio è principalmente correlata alla radiazione non termica da getti causata dal processo di sincrotrone, cioè l'emissione di radiazione di elettroni relativistici in un campo magnetico. Un'emissione radio è presente in tutti i quasar. I resti di supernova e i processi relativi all'SMBH centrale sono le principali fonti della radiazione di sincrotrone nelle galassie. Quest'ultime risultano divise in due popolazioni di galassie dominanti identificate in indagini extragalattiche nel continuum radio.

- Emissioni IR

La luce infrarossa nell'AGN ha origine tipicamente nella polvere calda, che si ritiene sia riscaldata dall'AGN centrale che oscura anche una parte della sua emissione. L'emissione infrarossa è stata

interpretata come prova della presenza di uno toro spesso di gas molecolare e polvere, esteso tra circa 1 - 100 pc dal centro BH.

- Emissione raggi X

Questa emissione proviene dalla regione interna dell'AGN. Questo meccanismo è generato da elettroni ultra relativistici dalla corona calda con temperatura $T \approx 10^9$ K che interagiscono con i fotoni del disco di accrescimento: gli elettroni hanno perso parte della loro energia e i fotoni vengono diffusi più volte fino a raggiungere un'energia di circa centinaia di keV.

- Raggi γ

L'evoluzione dell'AGN nei raggi γ è guidata dai blazar, l'evoluzione di quest'ultimi è stata studiata nella banda di Fermi (50 MeV – 1 TeV).

- Ottico/UV

Nella banda ottica/UV è presente il Big Blue Bump, un eccesso di energia corrispondente a una sovrapposizione di diversi corpi neri tra 300 – 3000 (\AA). Per questo motivo, è tipico caratterizzare gli spettri di AGN su un ampio intervallo di frequenze come una legge di potenza della forma

$$F_\nu = \nu^{-\alpha}$$

(5)

dove α è l'indice spettrale. I massimi locali, presenti in fig 5, nell'ultravioletto e nel medio infrarosso, visualizzati in entrambi i SED, ha un tipico indice spettrale UV di $\alpha = 1/3$ (Zheng et al. 1998; Scott et al. 2004). $\alpha = 0$ corrisponde ad uno spettro piatto in F_ν , mentre $\alpha = 1$ descrive uno spettro in cui la luminosità è costante in ogni decade di frequenza, simile alla situazione vista in Fig.5 sull'infrarosso ai soft X-ray. Gli spettri ottici sono dominati da righe di emissione ad alta ionizzazione. La separazione è dovuta alla larghezza delle righe osservate: tutti gli spettri mostrano righe di emissione strette, ma solo alcuni mostrano anche righe di emissione larghe.

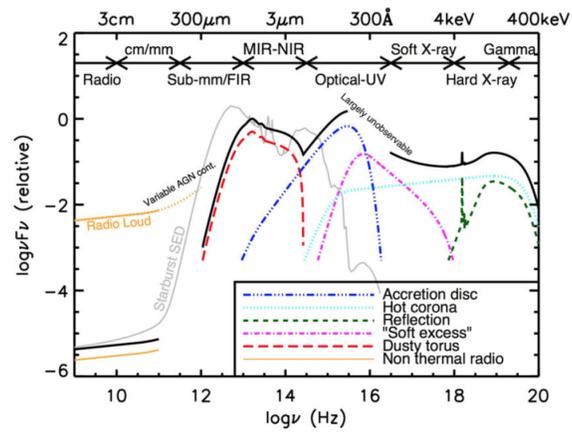


Figure 6: Rappresentazione schematica della SED di un quasar Radio-Quiet. La curva nera è la distribuzione di energia totale osservata, le curve colorate mostrano le diverse componenti. L'emissione radio nel caso di un quasar Radio-loud (linea arancione) e il SED di una galassia starburst (curva grigia). (<http://astro.dur.ac.uk/cpnc25/research.html>).

2 I QUASARS

2.1 Introduzione

I quasar sono tra gli oggetti più energici e distanti che si possono osservare nell'Universo. Lo studio di queste fonti è importante per comprenderne il ruolo dell'attività nucleare nell'evoluzione delle galassie. I cataloghi più importanti risalgono tra la fine degli anni '50 e l'inizio dei '60. Da ciò emerge che le osservazioni ottiche rivelarono un gran numero di radio galassie e resti di supernovae ma anche oggetti che apparivano simili a stelle. Tali oggetti furono identificati come Quasi Stellar Object, o Quasar (Schmidt 1963). Osservazioni più accurate mostrarono da un lato la presenza di forti righe di emissione, dall'altro un redshift molto elevato. Nacque da qui l'ipotesi che tali oggetti fossero AGN molto brillanti posti a grandi distanze. Dunque un quasar è un nucleo galattico attivo ad alta luminosità che mostra un intenso continuum ottico-UV, emissione di raggi X e linee di emissione fortemente allargate nello spettro ottico; questa grande produzione di energia è causata dall'accumulo di gas su un buco nero super massiccio nel nucleo di una galassia. Le osservazioni di quasar ad alto redshift ($z \geq 6$) indicano che i buchi neri supermassicci (SMBH) si sono formati entro il primo miliardo di anni dopo il Big Bang. La demografia del quasar a un dato redshift, rappresentato dalla Funzione di Luminosità del Quasar (QLF), è il risultato dell'evoluzione intrecciata di diverse proprietà fisiche dei BH e delle loro galassie ospiti: il gas, meccanismo di alimentazione, l'oscuramento dei quasar da parte della polvere, la crescita di galassie/aloni che ospitano quasar. Pertanto, studiando l'evoluzione cosmica di QLF, si può comprendere un quadro generale di come aloni, galassie e BH si sono evoluti insieme. I QLF osservati sono stati esaminati in vari modi. Hopkins et al. (2007) e Shen et al. (2020) hanno assemblato un gran numero di QLF osservati e hanno determinato il QLF bolometrico in funzione del redshift.

2.2 Quasars ad alto redshift ($z \geq 6$)

In questo lavoro di tesi, la definizione di quasar ad alto redshift significa $z \geq 6$, quando l'Universo aveva meno di un miliardo di anni. Questi oggetti sono molto rari e finora sono stati trovati in survey ottici/IR che coprono porzioni molto grandi del cielo. Lo Sloan Digital Sky Survey (SDSS) è stato il primo a scoprire quasar ad alto redshift (Fan et al. 2001, 2003) ed è stato seguito da: l'UKIRT (United Kingdom Infrared Telescope) Infrared Deep Sky Survey ((UKIDSS); Lawrence et al. 2007), il Canada-Francia High-redshift Quasar Survey (CFHQS; Willott et al. 2007) e la survey Panoramic Survey Telescope Rapid Response System 1 (PanSTARRS1; Morganson et al. 2012). Queste indagini hanno prodotto oltre 200 quasar con redshift $z \geq 6$ (e.g., Fan et al. 2001; Willott et al. 2010; Venemans et al. 2015; Jiang et al. 2016; Bañados et al. 2016, Reed et al. 2017, Matsuoka et al. 2018), molti dei quali hanno dedotto masse di buchi neri (BH) $\geq 10^9 M_\odot$, e qualche manciana di oggetti a $z \geq 7$. (Mortlock et al. 2011, Wang et al. 2018, Matsuoka et al. 2019, Yang et al. 2019). Il più massiccio di questi, SDSS J010013.02+280225.8 (Wu et al. 2015), ha una massa stimata di $1,2 \cdot 10^{10} M_\odot$ a $z = 6,3$. Il più distante ha una massa di $1,6 \cdot 10^9 M_\odot$ a $z = 7,642$. Queste ampie indagini hanno consentito un studio sulle Funzione di Luminosità del quasar (LF; ad esempio, Jiang et al. 2016). Ma da queste scoperte emergono anche fondamentali quesiti e temi di ricerca. Gli SMBH con masse fino a $10^{10} M_\odot$ esistevano già entro il primo miliardo di anni della storia cosmica: questo pone i più forti limiti alla teoria della formazione di BH nell'universo primordiale. Quanto sono massicci i primi seeds dei BH e come sono cresciuti così rapidamente da diventare gli SMBH osservati ad alto redshift?

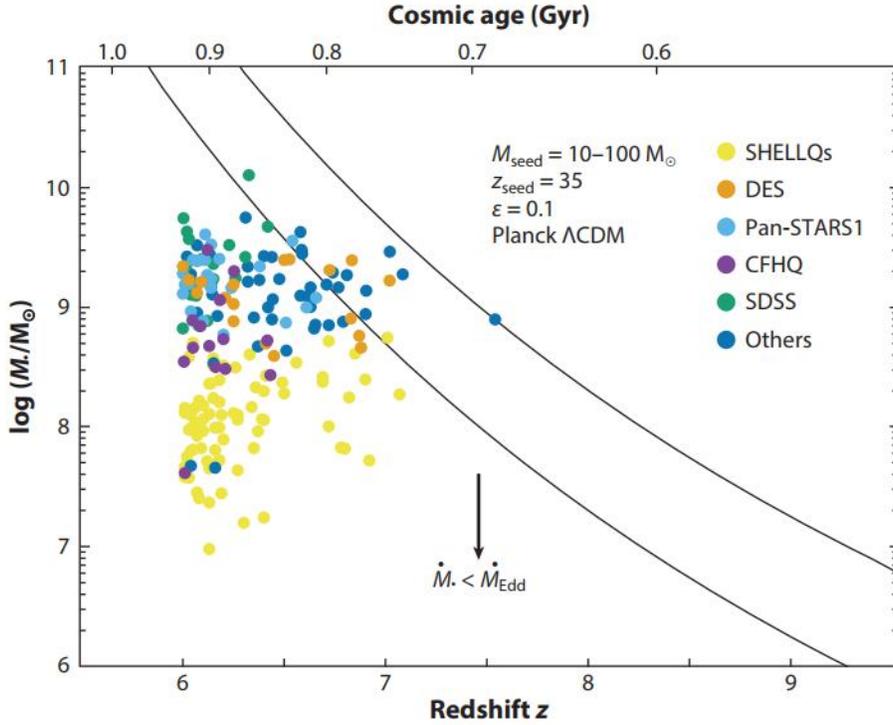


Figure 7: Masse e redshift di quasar noti a $z \geq 6$ fino al 2016. Le masse sono state stimate dalla luminosità UV della derivata della magnitudine rest frame (M_{1450}) e presupponeva una correzione bolometrica e un rapporto di Eddington costanti ($f_{\text{Edd}} = 1$). Molti dei quasar meno luminosi, scoperti prevalentemente nell'indagine SHELLQ (mostrato in giallo), hanno rapporti di Eddington inferiori all'unità; le masse per queste sorgenti meno luminose sono sottostimate dall'assunzione di $f_{\text{Edd}} = 1$. La coppia di curve nere mostra la massa di un BH, per riferimento, che cresce continuamente alla velocità di Eddington, con un'efficienza radiativa di $\epsilon = 0,1$, a partire da un seme di BH di massa stellare $M = 10 M_{\odot}$ (curva inferiore) o $100 M_{\odot}$ (curva superiore) a $z = 35$, in concordanza piatta cosmologia con $\Omega_{\lambda} = 0,69$, $\Omega_m = 0,31$ e $h = 0,68$ (Planck Collab. 2018).

2.3 Il problema dei semi dei SMBH

La presenza di SMBH con una massa $M \geq 10^9 M_\odot$, ovvero prima che l'Universo avesse un miliardo di anni, rappresenta un enigma. Come hanno fatto i primi SMBH a crescere così velocemente? Questa domanda era stata sollevata già alla scoperta dei quasar a $4 \leq z \leq 5$ (Turner 1991), ma con la scoperta dei quasar con redshift $z \geq 7$, il problema dei seed diventava sempre più rilevante (Haiman Loeb 2001). Una spiegazione ingenua è che questi primi SMBH furono diffusi dai resti delle prime stelle di Popolazione III. Si prevede che le stelle Pop III si formino dal minihalos di materia oscura (DM) attraverso gas primordiale sottoposto al raffreddamento del idrogeno molecolare (H_2). Il gas primordiale privo di metalli è significativamente più caldo (pochi 100 K) rispetto alle nubi molecolari che formano stelle nell'ISM delle galassie a basso z (~ 10 K). Ma il raffreddamento del gas primordiale porta a una frammentazione inefficiente, rendendo le stelle Pop III insolitamente massicce. La funzione di massa iniziale (IMF) delle stelle Pop III rimane incerta, ma le simulazioni suggeriscono che sia effettivamente top-heavy, con un range di massa di $10 \leq M_*/M_\odot \leq 10^3$ (Hirano et al. 2014). Un paragone tra l'attività dei quasar osservata in tutti i redshift e la popolazione locale di SMBH rimanenti (Soltan 1982) implica che la maggior parte degli SMBH a basso z ha assemblato la maggior parte della loro massa a $z = 2 - 3$ (Haehnelt et al. 1998, Yu Tremaine 2002, Shankar et al. 2004). Questa efficienza è anche simile al valore ($\sim 0,06$) previsto per i BH non rotanti, in base alla loro stabilità più interna della loro orbita circolare (Rees 1984). Supponendo che i semi di SMBH ad alto z abbiano un'efficienza radiativa simile e che il loro accrescimento obbedisca al corrispondente limite di Eddington, un seme BH da Pop III con $100 M_\odot$ dovrebbe aumentare per $\approx 0,8$ Gyr per raggiungere $10^9 M_\odot$. Questo è paragonabile a $z \approx 6$ e richiede un duty cycle di accrescimento vicino a Eddington $f_{duty} \approx 1$. Diversi effetti rendono improbabile un ciclo di lavoro così elevato per i seed di Pop III (Johnson Bromm 2007, Whalen et al. 2008, Milosavljevic et al. 2009b, Alvarez et al. 2009;). Per tale motivo sono stati proposti diversi scenari per alleviare questi vincoli di scala temporale e aiutare a spiegare l'esistenza di $M \approx 10^9 M_\odot$ a $z = 6 - 7$. In generale, le due opzioni sono: (1) aumentare la massa dei seeds dei BH o (2) aumentare il ciclo di lavoro. Però prima di elencarli, vale la pena introdurre i principali meccanismi che portano alla formazione dei SMBH.

2.3.1 La formazione generale dei SMBH

Si suppone che i buchi neri supermassicci si formino per accrescimento di gas che per fusioni a partire dai loro semi, progenitori meno massicci la cui natura ha un ruolo cruciale nella comprensione dell'origine

degli SMBH. Secondo il modello cosmologico standard, le perturbazioni della materia oscura crescono nel tempo, al punto da separarsi dall'espansione dell'Universo, collassare, virializzare e formare aloni autogravitanti. All'interno di questi aloni si installano protogalassie e SMBH. La loro evoluzione cosmica può essere calcolata dalla funzione di luminosità bolometrica $\psi(L_{bol}, z)$, dove $L_{bol} = \epsilon_{rad}\dot{M}c^2$ è la luminosità bolometrica prodotta da un SMBH che accresce a una velocità di \dot{M} e con un'efficienza radiativa ϵ_{rad} . La densità di massa totale e integrata nei buchi neri supermassicci può quindi essere calcolata come una funzione di redshift:

$$(6) \quad \frac{\rho_{BH}(z)}{\rho_{H,0}} = 1 - \int_0^z \frac{\psi_{BH}(z')}{\rho_{BH,0}} \frac{dt}{dz'} dz'$$

dove la densità del tasso di accrescimento del buco nero (BHAR) è dato da

$$(7) \quad \Psi_{BH}(Z) = \int_0^\infty \frac{(1 - \epsilon_{rad})L_{bol}}{\epsilon_{rad}c^2} \phi(L_{bol}, z) dL_{bol}$$

La forma esatta di $\rho_{BH}(z)$ e $\Psi_{BH}(z)$ dipende quindi solo dalla densità di massa del buco nero locale ρ_{BH} , e dall'efficienza radiativa (media) ϵ_{rad} . Lo specifico rapporto istantaneo tra la massa del buco nero e la velocità di accrescimento in funzione della massa SMBH definisce una scala temporale, il cosiddetto tempo di crescita, o tempo di raddoppio della massa.

2.3.2 La crescita precoce dei SMBH

Come abbiamo discusso precedentemente, la forte evoluzione cosmologica della popolazione di quasar è stata riconosciuta sin dall'inizio dagli osservatori essenzialmente in tutte le bande dello spettro elettro-

magnetico. All'inizio degli anni '90, indagini ottiche profonde di galassie che formano stelle iniziarono a sondare la velocità con cui si formano le stelle all'interno delle galassie, fornendo così solidi vincoli per i modelli di formazione ed evoluzione delle galassie. Fu presto chiaro che la densità di luminosità e il tasso di formazione stellare (SFR) dei QSO si evolvevano in modo simile, essendo molto più elevati in passato, con un possibile picco (molto ampio) a $z \approx 2$ (Boyle e Terlevich 1998).

Le principali teorie sui semi SMBH sono :

- Light BH Seeds ($100-600 M_{\odot}$): che fanno riferimento alla pop III (Madau Rees 2001; Volonteri Rees 2006;)
- Heavy BH Seeds ($10^4 - 10^6 M_{\odot}$): collasso diretto delle nubi di gas (Volonteri et al., 2008; Agarwal et al., 2014; Valiante et al., 2016);

2.3.3 Light BH Seeds

Le stelle di Popolazione III sono la prima generazione di stelle e molto povere di elementi pesanti. Sono più massicce rispetto alle stelle pop I e pop II, possono raggiungere alcune centinaia di masse solari e devono evolversi più velocemente. Dopo la ricombinazione, una piccola quantità di idrogeno si combina in molecole di H_2 . In assenza di un fondo di radiazioni UV primordiale, l' H_2 non è fotodissociato e agisce come un efficace refrigerante in aloni con una massa $\approx 10^6 M_{\odot}$. Una stella con una massa $\approx 300 M_{\odot}$ di popIII può collassare direttamente in un SMBH di $\approx 200 M_{\odot}$ dopo solo circa 2 Myr a $z \approx 20 - 50$, lasciando dietro di sé alcune centinaia di residui di massa solare che può eventualmente svolgere il ruolo del seme di un SMBH. La distribuzione di massa dei semi dei BH leggeri dipende dalla Funzione di Massa iniziale delle popolazioni stellare Pop III (IMF), che è ancora altamente incerta (Broom 2013). Secondo le più recenti simulazioni numeriche di regioni di formazione stellare ospitate da minialone a $z \approx 20 - 30$, la distribuzione di massa di Pop III varia da 10 a $100 M_{\odot}$ (Hirno et al. 2014; Sucey et al. 2016; Hosokawa et al, 2016). Seguendo Valente et al. (2016), assumiamo che le stelle Pop III si formino secondo una IMF di Larson:

$$\Phi(m_*) \propto m_*^{\alpha-1} e^{-m_*/m_{ch}}$$

(8)

dove $\alpha = -1.35$, $m_{ch} = 20M_{\odot}$ e il possibile intervallo di massa stellare è $10M_{\odot} \leq m_* \leq 300M_{\odot}$. La formazione stellare Pop III può essere sostenuta fino a quando la metallicità del gas della regione di formazione stellare rimane al di sotto di un valore critico $Z \leq Z_{cr}$, dove assumiamo $Z_{cr} = 10^{-3.8}Z_{\odot}$ (Valiante et. al. 2016). Al di sopra di questo valore, le linee della struttura metallica fine e il raffreddamento della polvere aumentano l'efficienza del raffreddamento (Omukai 2001; Schneider et al. 2002; Omukai et al. 2005; Schneider et al. 2006; Schneider et al. 2012), portando a una transizione nelle caratteristiche delle masse stellari. Assumiamo quindi che al di sopra di Z_{cr} , le stelle Pop II si formino nell'intervallo di massa $\sim 0,1 M_{\odot} \leq m_* \leq 100M_{\odot}$ secondo un Larson IMF con $m_{ch} = 0.35$ (de Bennassuti et al. 2014, 2017).

2.3.4 Heavy BH Seeds

Il secondo scenario praticabile per la formazione di semi BH è il cosiddetto meccanismo del Collasso Diretto (DC). All'interno degli aloni di raffreddamento atomico (dove $T_{vir} \geq 10^4$ K), dove il raffreddamento di metalli e polvere è ancora inefficiente ($Z \leq Z_{cr}$), se l'abbondanza di idrogeno molecolare è soppressa dai fotoni LW (11.2 - 13,6 eV) che inducono la foto-dissociazione della molecola H_2 , il gas collassa quasi isotermicamente senza frammentazione, portando alla formazione di un'unica stella supermassiccia che diventa instabile, a causa di esaurimento nucleare o instabilità GR (Hosokawa et al. 2012; Inayoshi et al. 2014), e forma un heavy BH seeds, con massa nell'intervallo $10^4 - 10^5 M_{\odot}$ (Latif et al 2013; Ferrara et al. 2014; Becerra et al.2015; Latif Ferrara 2016). L'importanza dei semi BH pesanti per la formazione di SMBH ad alto redshift dipende fortemente dal loro tasso di natalità che è ancora soggetto a grandi incertezze (Frayoshu et al. 2020). Se si trascurano gli effetti del riscaldamento dinamico associato alla formazione della struttura (Wise et al. 2019) o alle grandi fusioni (Mayer et al. 2010), l'abbondanza di heavy BH seeds nell'albero genealogico degli SMBH dipende dal valore adottato di Z_{cr} e sul valore critico del flusso LW (J_{cr}) al di sopra del quale H_2 rimane fotodissociato. Quest'ultima condizione è solitamente espressa come $J_{LW} \geq J_{cr}$, dove J_{LW} è il flusso cumulativo nella banda di energia LW in unità di $10^{-21} ergs^{-1} cm^{-2} Hz^{-1} sr^{-1}$. Il valore di J_{cr} è ancora molto incerto e dipende dalla distribuzione

spettrale totale dell'energia (SED) della radiazione di fondo creata dalle varie sorgenti (Agarwal Khochfar 2015), l'efficienza dell'autoschermatura dell' H_2 e l'aumento della frazione di elettroni liberi dovuto alla presenza di intensa radiazione ionizzante che aumenta il tasso di formazione di H_2 (Inayoshi e Tanaka 2015). Di conseguenza, i valori di J_{cr} compresi in a ampio intervallo tra ~ 30 e $\sim 10^4$ è stato proposto nel letteratura (vedi Woods et al. 2019 e Inayoshi et al. 2020 e riferimenti ivi contenuti). Inoltre, è stato recentemente suggerito che i forti tassi di accrescimento del gas possano favorire eventi di formazione stellare supermassicci a metallicità più elevate di quanto normalmente ipotizzato (Chon Omukai 2020), attraverso il cosiddetto scenario di accrescimento super competitivo. È stato dimostrato che ciò aumenta il numero di semi di BH pesanti di un fattore che va da 2 (Sassano et al. 2021) a 4 (Regan et al. 2020). Seguendo Valiante et al. (2016), qui adottiamo come soglia valori $Z_{cr} = 10^{-3.8}Z_{\odot}$ e $J_{cr} = 300$ per identificare le regioni negli aloni di raffreddamento atomico in cui possono formarsi semi pesanti di BH. Se le condizioni $Z \leq Z_{cr}$ e $J_{LW} \geq J_{cr}$ sono soddisfatte, poniamo al centro della galassia un seme di un Buco Nero pesante con una massa di $10^5 M_{\odot}$.

3 LA FUNZIONE DI LUMINOSITÀ DEI QUASAR

La funzione di luminosità del quasar (QLF) mostra la demografia del nucleo galattico attivo (AGN) come risultato dell'evoluzione intrecciata di diverse proprietà fisiche dei BH e delle loro galassie ospiti: il meccanismo di alimentazione del gas, l'oscuramento dei quasar da parte della polvere e la crescita dei quasar nelle galassie ospiti o aloni. Pertanto, studiando l'evoluzione cosmica della funzione di luminosità, si può comprendere un quadro generale di come aloni, galassie e BH sono evoluti insieme. Le recenti indagini ampie e profonde hanno migliorato il censimento dei quasar ad alto redshift, rendendo possibile la costruzione di QLF nell'ultravioletto (UV) a $2 \leq z \leq 6$ fino a $M_{1450} = -23$ mag. Parametrizzando questi QLF UV osservati viene mostrato che il QLF UV ha una forma universale e la loro evoluzione può essere approssimata da una pura evoluzione della densità (PDE) (Shen et al. 2020). Per spiegare il QLF osservato, viene costruito un modello che utilizza la funzione di massa dell'alone, un certo numero di relazioni di scala empiriche e la distribuzione del rapporto di Eddington. Le determinazioni della funzione di luminosità UV dell'AGN ad alto redshift sono importanti per spiegare il contributo dell'AGN alla reionizzazione e comprendere la crescita dei buchi neri supermassicci (Kulkarni et al. 2019). La scoperta di quasar luminosi con redshift fino a 7.6 dimostra l'esistenza di buchi neri, di diversi miliardi di masse solari, formatosi meno di un miliardo di anni dopo il Big Bang. Questi quasar sono accompagnati da un'intensa formazione stellare nelle loro galassie ospiti e i loro spettri di assorbimento rivelano un mezzo intergalattico (IGM) sempre più neutro man mano che ci si avvicina all'epoca della reionizzazione. Estrapolando dalla rapida evoluzione della densità spaziale dei quasar a $z = 5-7$, ci aspettiamo che ci sia un solo quasar luminoso alimentato da un SMBH, avente un miliardo di M_{\odot} , nell'intero universo osservabile a $z \sim 9$. Nel prossimo decennio, le indagini del cielo nel vicino infrarosso (NIR) spingeranno la frontiera dello redshift verso i primi quasar luminosi a $z \sim 9-10$; l'identificazione di questi quasar da record e le misurazioni delle masse dei loro BH e delle proprietà di accrescimento richiedono osservazioni spettroscopiche sensibili con la prossima generazione di telescopi terrestri e spaziali (JWST, Euclid, Roman, ELT) a lunghezze d'onda NIR (Near Infra Red). L'alta risoluzione spettroscopica in campo integrale al NIR, insieme alle osservazioni a lunghezze d'onda millimetriche e radio forniranno una visione pancromatica delle galassie ospiti dei quasar e del loro ambiente galattico all'alba cosmica, collegando la crescita dei SMBH con l'ascesa delle prime galassie massicce.

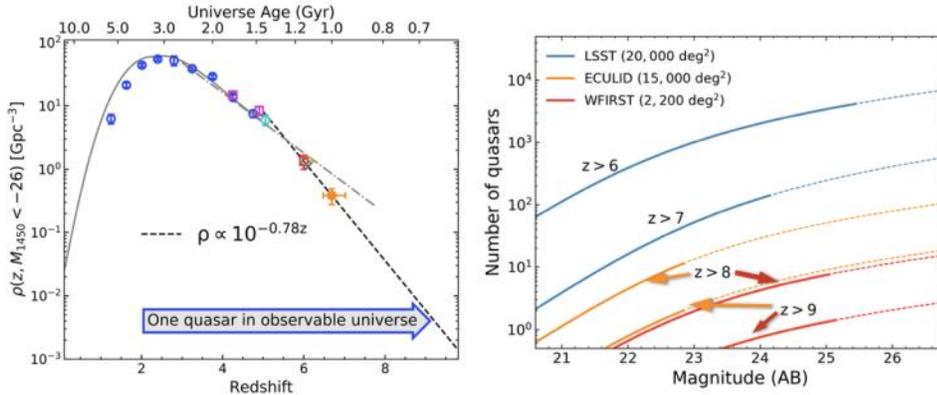


Figure 8: A sinistra: la densità dei quasar luminosi evolve rapidamente nell’universo primordiale. Estrapolando dalle misurazioni a $z = 5 - 7$, ci sarà solo ~ 1 quasar luminoso alimentato da un Buco Nero con una massa di un miliardo di M_{\odot} nell’intero universo osservabile a $z \geq 9$ (Wang et al. 2019). A destra: previsione delle scoperte di quasar nelle indagini di imaging ad ampio campo nel prossimo decennio. Le tecniche di selezione dei colori, basate sul dropout scoprirà quasar fino a magnitudini AB $\sim 23-25$ (linee continue), stabilendo un ampio campione di quasar dell’era della reionizzazione a $z \geq 7$ (LSST), con alcune dozzine di oggetti a $z \geq 8$, raggiungendo $z \sim 9$ (Euclid, Roman Space Telescope).

3.1 Osservazione della funzione di luminosità UV dei Quasar

Il passo per capire la tendenza evolutiva della demografia dei quasar è selezionare le Funzioni di Luminosità dei Quasar che sono meno affette da problematiche di incompletezza, specialmente nelle loro estremità deboli. Vengono raccolte le Funzioni di Luminosità dei Quasar che sono stati selezionati in base ai loro colori UV a riposo, piuttosto che dal rilevamento dei raggi X (es. Giallongo et al. 2019) o dalla variabilità fotometrica (es. Palanque-Delabrouille et al. 2016). I campioni selezionati con raggi X sono meno adatti a questo scopo a causa dell’incompletezza spettroscopica e della dispersione ~ 0.4 dex nella conversione dalla luminosità dei raggi X a quella UV (Lusso et al. 2010; Georgakakis et al. 2015; Lusso Risaliti 2016) che contribuisce in modo significativo al budget di errore nella funzione di luminosità UV dei campioni selezionati con raggi X a meno che non sia incorporata la fotometria UV a riposo (Giallongo et al. 2015). Si escludono quindi i QLF derivati dal campione di quasar di una piccola area di rilevamento ($\leq 10 \text{ deg}^2$) o costituiti solo da quelli luminosi ($M_{1450} \leq -24 \text{ mag}$).

3.1.1 La Stima della Funzione di Luminosità col metodo del Volume accessibile

Per l'analisi dell'emissività UV della popolazione dei quasar è necessario omogeneizzare i diversi campioni di indagine in magnitudine assoluta e convertire le loro funzioni di selezione nello stesso sistema di magnitudine assoluta. Dopo aver omogeneizzato i campioni e le funzioni di selezione si può calcolare la funzione di luminosità UV dell'AGN. Per avere un'analisi accurata si calcola le stime col metodo del Volume accessibile della funzione di luminosità in funzione della magnitudine in diversi intervalli di redshift. Definiamo la funzione di luminosità con il metodo del Volume accessibile come:

$$\Phi \equiv \frac{N_{QSO}}{V_{bin}} \quad (9)$$

dove N_{QSO} è il numero dei quasar con una magnitudine $M_{min} \leq M \leq M_{max}$ e un redshift $Z_{min} \leq Z \leq Z_{max}$ e

$$V_{bin} = \int_{\Delta M} dM \int_{\Delta Z} dz f(M, z) \frac{dV}{dZ} \quad (10)$$

è il volume effettivo del bin.

3.1.2 Il modello a Doppia Legge di Potenza

La Figura 9 mostra i QLF selezionati in quattro diversi intervalli di redshifts (Ross et al. 2013; Akiyama et al. 2018; Matsuoka et al. 2018; Kim et al. 2020) dove i redshift centrali sono $z \sim 2.4, 3.9, 5.0$ e 6.1 . Queste QLF sono state omogeneizzate in magnitudini assolute e densità numeriche ai parametri cosmologici scelti. Le QLF selezionate sono in buon accordo con le altre QLF sulla base di dati di survey su vasta area (cerchi pieni; Willott et al. 2010; Jiang et al. 2016; Palanque-Delabrouille et al. 2016; Yang et al. 2016; McGreer et al. al. 2018, Schindler et al. 2019; Niida et al. 2020), anche se alcune QLF dalle indagini su piccole aree ($\leq 10 \text{ deg}^2$) tendono a deviare da quelle selezionate (cerchi aperti e croci; Glikman et al. 2011; Giallongo et al. 2019). Le spesse linee traslucide in Figura 10 denotano la QLF parametrico (ϕ_{par}), canonicamente descritto da una funzione a doppia legge di potenza (DPL):

$$\Phi_{par}(M_{1450}, z) = \frac{\Phi^*}{10^{0.4(\alpha+1)(M_{1450}-M_{1450}^*)} + 10^{0.4(\beta+1)(M_{1450}-M_{1450}^*)}} \quad (11)$$

dove Φ_* è il fattore di normalizzazione, M_{1450}^* è la magnitudine assoluta del ginocchio della QLF, e α e β sono rispettivamente le pendenze deboli e luminose (faint- and bright-end slopes). I parametri best-fit sono presi dai riferimenti corrispondenti (Ross et al. 2013; Akiyama et al. 2018; Matsuoka et al. 2018; Kim et al. 2020). La caratteristica sorprendente nella Figura 9 è la somiglianza della forma dei QLF a diversi redshift. Nei pannelli (e) e (f), mostriamo QLF spostati solo in densità e solo in luminosità. Notiamo che il solo spostamento di densità fa sì che i QLF si sovrappongano quasi perfettamente l'uno con l'altro.

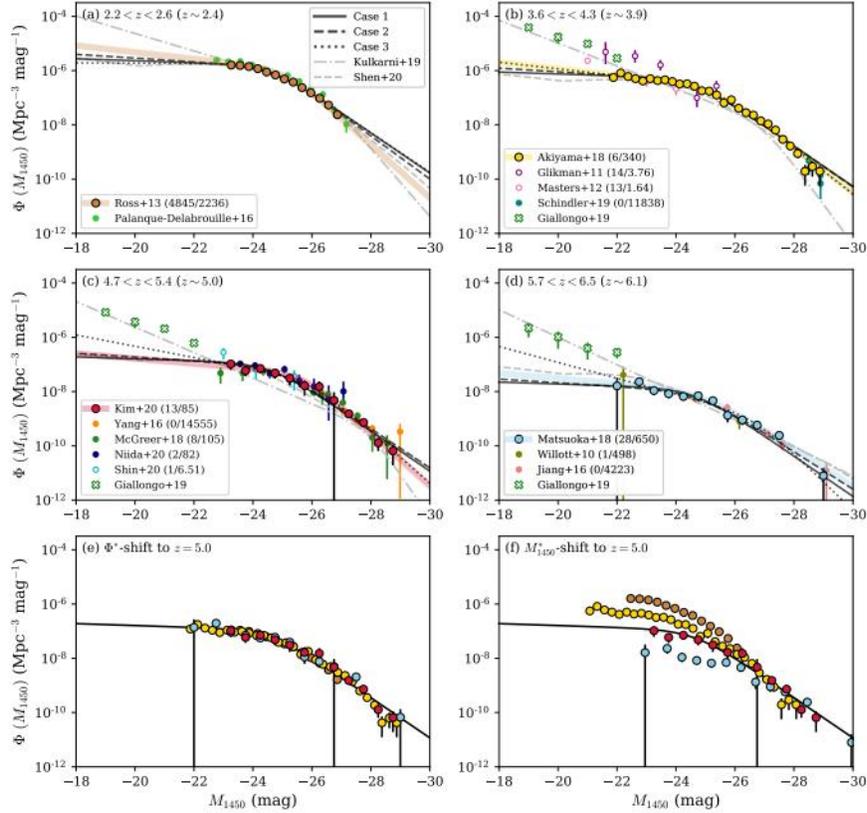


Figure 9: (a)-(d): La Funzione di Luminosità dei Quasar osservati a $2 \leq z \leq 6$. L'intervallo di redshift e il redshift centrale sono contrassegnati in ciascun pannello. I cerchi pieni (aperti) denotano i QLF da survey di aree grandi. I numeri tra parentesi nella legenda rappresentano il numero di quasar identificati spettroscopicamente a $M_{1450} \geq -24$ mag ($N_{spec}; -24$) e l'area della survey in deg^2 di ciascuno studio. I QLF selezionati per questo studio sono evidenziati dai cerchi neri (Ross et al. 2013; Akiyama et al. 2018; Matsuoka et al. 2018; Kim et al. 2020) con i loro QLF parametrici (linea traslucida spessa). Le croci aperte verdi sono dal campione di quasar selezionato ai raggi X (Giallongo et al. 2019). Le linee nere continue, tratteggiate denotano il QLF più adatto rispettivamente nei modelli 1, 2 e 3. I modelli empirici di Kulkarni et al. (2019) e Shen et al. (2020) sono mostrati rispettivamente come linee tratteggiate e grigie. (e)-(f): QLF spostati ridimensionando Φ^* o M_{1450}^* per adattarsi rispettivamente all'estremità debole e all'estremità luminosa di $z \sim 5$ QLF. La linea continua rappresenta il risultato migliore $z \sim 5$ nel caso 1. Figura tratta del paper Kim and Myungshin 2021.

3.2 Evoluzione della funzione di luminosità dei quasar da $0 \leq z \leq 7.5$

La Funzione di Luminosità dei Quasar è stata osservata ed esaminata in vari modi; Hopkins et al. (2007) e Shen et al. (2020) hanno assemblato un gran numero di Quasar osservati e determinato il QLF bolometrico in funzione del redshift. Allo stesso modo, Kulkarni et al. (2019) hanno anche parametrizzato il QLF ultravioletto (UV), utilizzando i dati disponibili in quel momento. Altri studi si sono concentrati sulla determinazione del QLF dalle relazioni tra quasar, galassie e aloni di materia oscura, utilizzando la conditional luminosity function (Conroy White 2013; Ren et al. 2020) o l'equazione di continuità (Tucci Volonteri 2017). Vele et al. (2014) hanno anche presentato modelli semplici con l'evoluzione basata sulla crescita di BH e galassie. Studiando l'evoluzione dei QLF UV con redshift tra $2 \leq z \leq 6$ si trova che l'evoluzione QLF può essere descritta bene prendendo come riferimento la pura evoluzione della densità. Questo risultato è alquanto inaspettato rispetto all'evoluzione QLF a bassi redshift per i quali sono stati trovati comportamenti evolutivi più complicati. Studiando invece la Funzione di Luminosità a $z = 6$ si può comprendere la relazione tra la ionizzazione cosmica e quasar (Matsuoka et al. 2018). Kulkarni et al. 2019 hanno analizzato l'evoluzione della funzione di luminosità UV dell'AGN dal redshift $z = 0$ a 7.5 utilizzando un campione combinato di 83.488 AGN selezionati per lo più nella banda ottica UV. Con la determinazione della funzione di luminosità hanno rivisitato la questione del contributo di AGN alla reionizzazione cosmica: la distribuzione della densità di colonna H_I a $z = 6$, hanno stimato che $M_{1450} \leq -18$ AGN contribuisce al tasso di fotoionizzazione H_I solo a un livello di $\sim 5\%$. Ciò indica un contributo minore di tali AGN alla reionizzazione del H_I . Risultati da altri gruppi (Giallongo et al. 2019, Boutsia et al. 2021, Grazian et al. 2022) sembrano invece indicare un maggiore, se non sostanziale, contributo degli AGN di alto redshift alla reionizzazione dell'idrogeno.

3.2.1 Il contributo dei Quasar a $z = 6$ alla reionizzazione

La ionizzazione di un atomo di idrogeno si verifica quando un fotone di energia di 13.6 eV o superiore interagisce con l'atomo e viene assorbito, liberando l'elettrone (assunto trovarsi originariamente nella sua orbitale fondamentale). Nella teoria cosmologica del Big Bang, la reionizzazione è intesa come il momento nel quale l'enorme massa di idrogeno neutro, nei suoi primi milioni di anni di vita, svanisce permettendo quindi alla luce di filtrare attraverso questa "nebbia" e che quindi ci permette di osservare i corpi celesti. C'è molto dibattito sulla fonte dei fotoni che sono responsabili della reionizzazione cosmica, ma si ipotizza che i quasar abbiano contribuito a questa reionizzazione. Infatti uno dei metodi per studiare la reionizzazione

è l'osservazione dello spettro dei quasar distanti. L'emissività dei fotoni UV da quasar e AGN può essere misurata direttamente integrando le funzioni di luminosità del quasar ad alto redshift. L'evoluzione della densità dei quasar luminosi ($M_{1450} \leq -27$) è stato ben determinato da survey come SDSS (ad es. Warren et al. 1994, Kennefick et al. 1995, Schmidt et al. 1995, Fan et al. 2001a, b, 2004, Richards et al. 2005) fino a $z \approx 6$. Un'altra conferma sul cambiamento qualitativo nello stato del mezzo intergalattico a $z \sim 6$, è stata data dagli studi sull'assorbimento di Gunn-Peterson (GP), che indicano un rapido aumento della frazione neutra dell'IGM, da $X_{HI} \leq 10^{-4}$ a $z \leq 5.5$, a $X_{HI} \leq 10^{-3}$, fino a $z \geq 6$. Tuttavia i risultati di questi studi suggeriscono che la reionizzazione è un processo che inizia già nel $z \sim 14$ e che il rilevamento di un solo QSO debole $z \sim 6$ implica che il contributo della popolazione di quasar alla reionizzazione cosmica è $\leq 30\%$ rispetto al contributo del star-forming galaxies. Altri studi mostrano che i quasar hanno una funzione di luminosità ripida all'estremità luminosa: la maggior parte dei fotoni UV proviene dai deboli quasar che sono attualmente al di sotto del rilevamento limite ad alto redshift. Fan et al. (2001b) confermano, così, che i quasar non avrebbero potuto mantenere la ionizzazione IGM a $z \sim 6$, in quanto la forma della funzione di luminosità a $z \sim 6$ non è molto più ripida di quella a $z \leq 3$. Infatti, Fan et al. (2001a) e Richards et al. (2005) hanno utilizzato il campione SDSS per trovare che almeno la pendenza finale luminosa dei quasar a $z \geq 4$ è considerevolmente più piatta di quella a basso redshift, coerentemente con il risultati dell'indagine COMBO-17 (Wolf et al. 2003). Miralda-Escudè (2003), Yan Windhorst (2004a) e Meiksin (2005) hanno utilizzato parametrizzazioni diverse dell'evoluzione della funzione di luminosità del quasar e sono giunti alla stessa conclusione.

Lo studio di Matsuoka (2018) mostra, invece, che nell'IGM ionizzato con $Q_{HII} = 1.0$, il tasso di ionizzazione della densità dei fotoni che bilancia la ricombinazione è dato da

$$\dot{n}_{ion}^{crit} = 10^{50.0} C_{HII} \left(\frac{1+z}{7} \right)^3 (s^{-1} Mpc^{-3}) \quad (12)$$

dove C_{HII} rappresenta un parametro di aggregazione (clumpiness) dell'idrogeno ionizzato H_{II} (Bolton Haehnelt 2007). È stato trovato quindi che la densità di fotoni ionizzanti, data la LF, è inferiore al 10% di \dot{n}_{ion}^{crit} per l'intervallo plausibile di $C_{HII} = 1.0 - 5.0$ (Shull et al. 2012). In definitiva i risultati di grandi survey di QSO a $z \geq 4$ (Matsuoka et al. 2018, Kim and Myungshin 2021) alla reionizzazione sembrano indicare che il contributo dei QSO alla reionizzazione sia trascurabile, anche se altri studi (Giallongo et al. 2019, Boutsia et al. 2021) sembrano indicare un contributo sostanziale dei QSO alla reionizzazione. In futuro le survey di QSO di nuova generazione permetteranno di chiarire il ruolo dei QSO di alto redshift durante

l'epoca della reionizzazione.

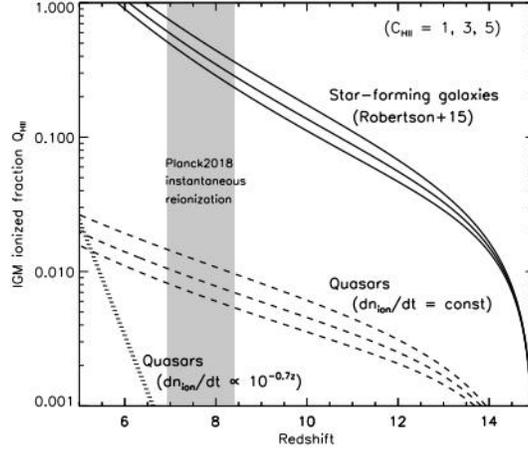


Figure 10: Evoluzione del fattore di riempimento del volume H II nell'IGM. Le tre curve solide rappresentano il contributo del star-forming galaxies (Robertson et al. 2015) per il fattore di aggregazione $C_{\text{HII}} = 1, 3, 5$ dall'alto verso il basso. Le curve tratteggiate rappresentano il contributo del quasar per gli stessi valori C_{HII} , per modelli con $\dot{n}_{\text{ion}}^{\text{crit}}$ costanti o $\propto 10^{-0.7z}$. L'area ombreggiata rappresenta l'intervallo di confidenza 1σ del redshift istantaneo di reionizzazione, ricavato dalle misurazioni di Planck (Planck Collaboration et al. 2018). Figura trattata da Matsuoka (2018).

3.3 Proprietà fisiche dei Quasar di alto redshift

Nel corso di diversi decenni, survey sempre più ampi hanno mappato la Funzione di Luminosità dei quasar. Questi hanno rivelato una chiara evoluzione del tempo cosmico, con un'attività dei quasar che raggiunge un picco intorno a $z \approx 2$ e scende nuovamente verso $z = 0$. Grazie alle survey, un'abbondante quantità di metalli sono state rivelate dalle osservazioni di linee molecolari (es. CO, C_{II}), nell'ISM degli hosts su scale kiloparsec (Bertoldi et al. 2003; Walter et al. 2003, 2009; Wang et al. 2013; Willott et al. 2015; Venemans et al. 2017a, 2019). Infatti gli ospiti dei quasar con $z \geq 6$ contengono quantità significative di metalli e polvere, incluso ospiti dei Quasars distanti a $z = 7.5$ (Venemans et al. 2017b, Novak et al. 2019). Un tipico spettro quasar nel dominio ottico-UV mostra un continuum luminoso e linee di emissione sia larghe che strette da vari elementi a diversi livelli di ionizzazione: ad esempio, diverse miscele di linee FeII, linee di idrogeno delle serie Balmer e Lyman, HeI e HeII, CIII e CIV, MgII, OII e OIII e altre linee. Risulta presente una grande quantità di gas molecolare freddo che è $\sim 10^{9-10} M_{\odot}$ (Carilli Walter 2013). Si presuppone che i semi massicci di BH crescano principalmente durante brevi episodi di accrescimento. Ci si aspetta che questi episodi siano spesso innescati da importanti fusioni dei loro aloni (es. Kauffmann Haehnelt 2000, Volonteri et al. 2003, Hopkins et al. 2008, Somerville et al. 2008), per i quali esiste un supporto osservativo (Goulding et al. 2018). Inoltre, supponendo un'efficienza radiativa di ϵ , la velocità di accrescimento \dot{M} produce una luminosità $L = \epsilon \dot{M} c^2$ e una crescita della massa a riposo di BH a una velocità di $(1\epsilon)\dot{M}$. L'emissione luminosa totale della popolazione dei quasar, misurata integrando la LF del quasar su luminosità e redshift, è coerente con la densità di massa del BH nucleare locale di $M \approx 4 \cdot 10^5 M_{\odot} Mpc^{-3}$, misurata utilizzando correlazioni tra massa globale dei BH e proprietà della galassia (Kormendy Ho 2013) e un'efficienza radiativa media di $\approx 10\%$ (Yu Tremaine 2002, Shankar et al. 2004).

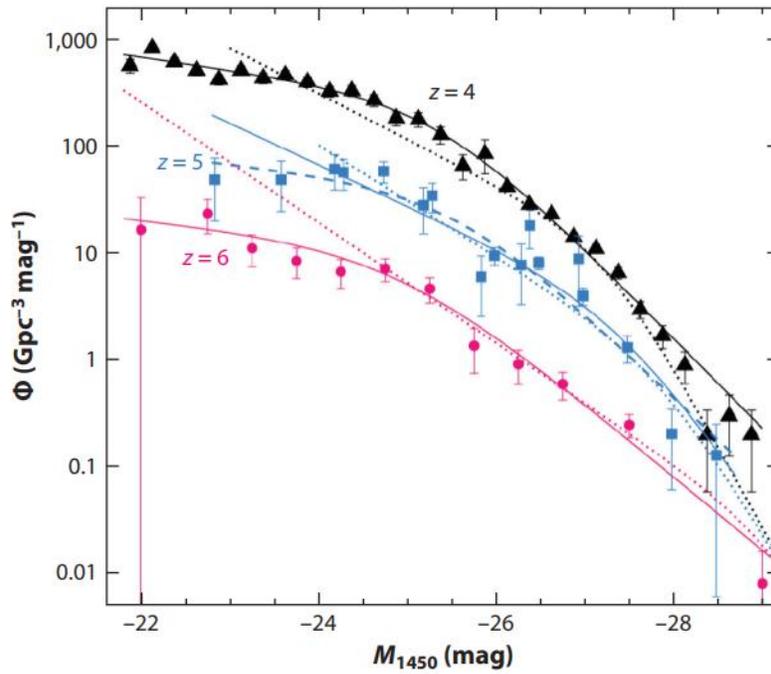


Figure 11: Funzione di Luminosità dei quasar ad alto z da SHELLQ ($z = 6$, cerchi rossi; Matsuoka et al. 2018c), CFHTLS ($z = 5$, quadrati blu; McGreer et al. 2018) e una combinazione di dati da SDSS dalla survey Wide di Subaru ($z = 4$, triangoli neri; Akiyama et al. 2018). Le linee tratteggiate mostrano funzioni di fitting della doppia legge di potenza.

3.4 Osservazioni

Le osservazioni con strumenti come Atacama Large Millimeter Array (ALMA) e Institut de Radio Astronomie Millimétrique (IRAM) hanno risolto spazialmente gli host di molti quasar luminosi ad alto redshift e hanno trovato una gamma diversificata, che include galassie ruotanti e galassie isolate (Decarli et al. 2017, Neeleman et al. 2019). Nuove tecniche di selezione con intelligenza artificiale (es. Schindler et al. 2017) o con un approccio Bayesiano (es. Mortlock et al. 2012), hanno migliorato l'efficienza di selezione dei candidati quasar rispetto al tradizionale metodo basato sui colori; tuttavia, si basano ancora sul "drop-out" continuo causato dall'assorbimento di IGM verso il blu dell'emissione di Ly α dei quasar come la principale caratteristica distintiva per separare i quasar di alto redshift e dai contaminanti galattici. A $z \geq 7$, questo assorbimento di Lyman si sposta verso il redshift nelle lunghezze d'onda del vicino IR. Le future scoperte di quasar a $z \geq 9$ saranno limitate dalle survey: dopotutto, questa è l'epoca in cui ci aspettiamo che esista solo un piccolo numero di quasar luminosi all'interno dell'universo osservabile. Una delle sfide principali è la conferma spettroscopica di Quasar con $z \geq 8$ selezionati da queste survey dal profondo vicino-IR. Le attuali survey di quasar distanti possono rilevare solo BH insolitamente luminosi e massicci che si accrescono vicino al limite di Eddington. Ciò rende gli SMBH $\approx 10^9 M_\odot$ oggetti ultra rari. Naturalmente, spiegare l'esistenza di tali oggetti estremi è cruciale per migliorare la nostra comprensione di BH e della formazione di galassie nell'Universo primordiale. Tuttavia, è ancora più importante capire la popolazione molto più ampia di enormi BH, attualmente nascosta alla nostra vista a causa delle loro masse inferiori e/o dei tassi di accrescimento inferiori. Molti dei primi BH possono anche rimanere sconosciuti perché l'oscuramento da parte di grandi quantità di gas e polvere li rende troppo fiochi. Tale oscuramento può essere causato da materiale nella regione nucleare, molto vicino al buco nero, e/o da materiale più distante nella galassia ospite (es. Buchner Bauer 2017).

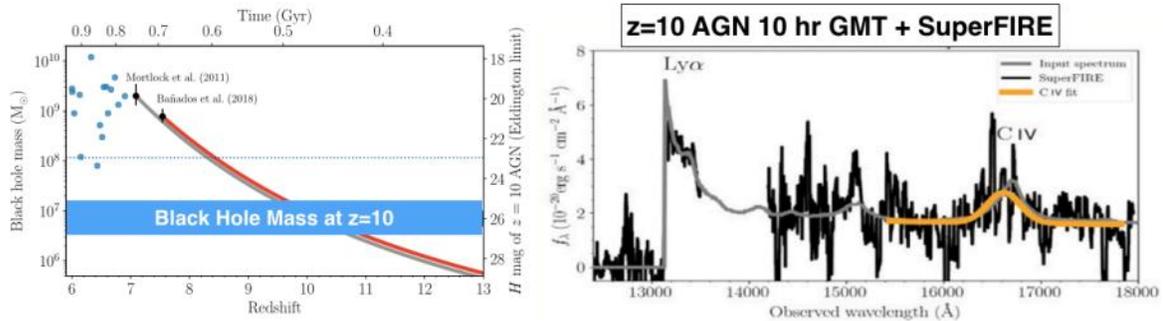


Figure 12: A sinistra: distribuzione delle masse dei SMBH di tutti i quasar noti con $z \geq 6$. Le linee spesse mostrano la loro massa dei BH ai redshift più elevati assumendo un accrescimento limitato dalla Luminosità di Eddington. A destra: spettro simulato di un debole quasar a $z \approx 10$ alimentato da un BH con una massa $10^7 M_{\odot}$. Tali osservazioni consentiranno misurazioni delle masse BH e della velocità di accrescimento nel fase in cui gli SMBH stanno crescendo rapidamente. Riferimenti; GMT Science Book.

3.5 Prospettive future

In futuro survey come LSST, EUCLID, ROMAN, saranno fondamentali per fare dei passi avanti nella conoscenza della funzione di luminosità dei quasar ad alto redshift.

3.5.1 LSST

LSST fornirà un set di 500 petabyte di immagini e prodotti di dati che affronteranno alcune delle domande fondamentali sulla struttura e l'evoluzione dell'universo e degli oggetti in esso contenuti. L'Osservatorio Rubin LSST è progettato per affrontare quattro aree scientifiche:

- Sondare l'energia oscura e la materia oscura.
- Indagare il sistema solare.
- Esplorare il cielo nella banda ottica .
- Mappatura della Via Lattea.

Le domande scientifiche che l'Osservatorio Rubin affronterà sono profonde, eppure il concetto alla base della progettazione dell'Osservatorio Rubin è straordinariamente semplice: condurre un'indagine approfondita su un'enorme area di cielo; farlo con una frequenza che consenta di ottenere immagini da ogni parte del cielo

visibile; continuare in questo modo per un periodo di tempo lungo dieci anni e infine ottenere cataloghi astronomici migliaia di volte più grandi di quanto non siano mai stati compilati in precedenza.

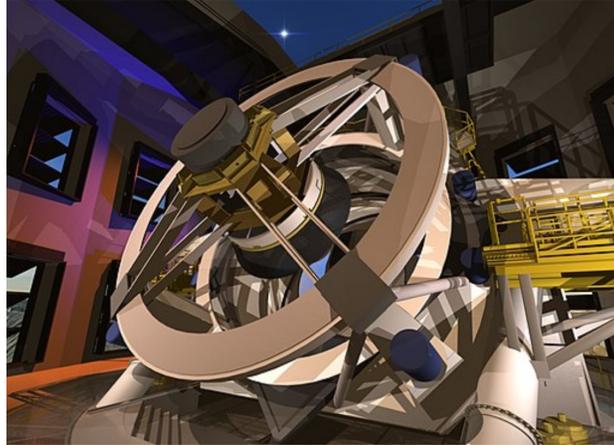


Figure 13: Concezione artistica dell'LSST all'interno della sua cupola. LSST effettuerà un'indagine di imaging della durata di dieci anni in sei bande ottiche sull'area di rilevamento principale di 18.000 deg^2 .

3.5.2 EUCLID

Euclid è una survey spaziale dedicata a indagare l'origine dell'espansione accelerata dell'Universo e la natura dell'energia oscura, della materia oscura e della gravità. Euclid caratterizzerà le tracce dell'energia oscura studiando la distribuzione 3D delle strutture cosmiche. Nel 2012, Euclid è stata approvata come seconda missione di Classe Media (M2) nel Programma Cosmic Vision. Il lancio è previsto nel 2024.

La missione è ottimizzata per misurare le forme apparenti delle galassie, che sono distorte dalla deflessione gravitazionale della luce dovuta alle concentrazioni di materia oscura, e per misurare il clustering di galassie, ovvero la distribuzione non casuale delle galassie nell'Universo risultante dall'azione della gravità. Euclid richiede misurazioni di altissima precisione e la capacità di rilevare il cielo a lunghezze d'onda del visibile e del vicino infrarosso (NIR). Tali requisiti non possono essere soddisfatti da terra e richiedono una missione spaziale Visible/NIR a grande campo di vista.

3.5.3 ROMAN

Il Roman Space Telescope è un osservatorio della NASA progettato per risolvere questioni essenziali riguardante l'energia oscura, gli esopianeti in vicinanza e dare un maggior contributo all'astrofisica dell'infrarosso.

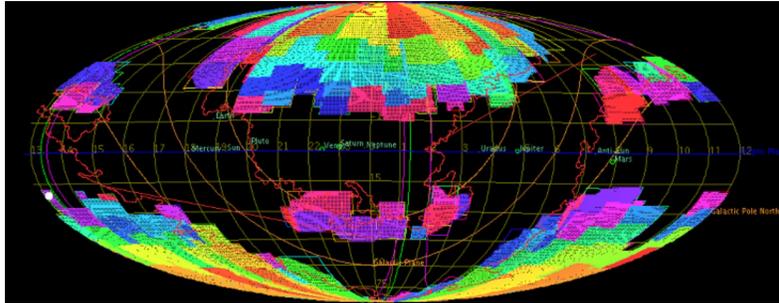


Figure 14: Durante la sua missione di 6 anni, Euclid esaminerà 15.000 deg^2 di cielo extragalattico. L'immagine sopra è l'indagine di riferimento di Euclid che soddisfa tutte le richieste della missione ed è stata creata per la Mission PDR nell'ottobre 2015. L'immagine è una proiezione Mollweide dell'intero cielo in coordinate eclittiche, il polo nord dell'eclittica è in alto. Il piano dell'eclittica (banda orizzontale) e il piano galattico (banda a forma di U) sono evitati a causa del disturbo del fondo del cielo. Colori diversi indicano anni diversi durante l'indagine.

Il telescopio ha uno specchio primario di 2,4 metri di diametro e sarà dotato di due strumenti, lo strumento a campo largo e lo strumento coronografo.

Lo strumento a campo largo (Wide Field) avrà un campo visivo 100 volte maggiore dello strumento Hubble a infrarossi, catturando più cielo con meno tempo di osservazione. Come strumento principale, il Wide Field Instrument misurerà la luce da un miliardo di galassie. Eseguirà un'indagine di microlensing della Via Lattea interna per trovare circa 2.600 esopianeti. Lo strumento Coronagraph eseguirà imaging e spettroscopia ad alto contrasto di singoli esopianeti vicini. Il telescopio spaziale Roman avrà una durata della missione primaria di 5 anni, con una potenziale missione estesa durata di 5 anni



Figure 15: Il telescopio WFIRST è ora il telescopio spaziale Roman Nancy Grace.

4 Ringraziamenti

Desidero ringraziare la prof.ssa Giulia Rodighiero, relatrice, e Andrea Grazian, correlatore di questa tesi, per la grande disponibilità e cortesia dimostratomi, e per tutto l'aiuto fornito durante la stesura.

Un sentito ringraziamento a mia mamma Larisa, che con il suo sostegno morale ed economico, mi ha permesso di raggiungere questo traguardo.

Grazie anche ad Alex, che mi ha guidato per tutto il percorso di studi e mi ha fornito strumenti e suggerimenti utili per superare alcuni esami.

Infine, dedico questa tesi a me stessa, ai miei sacrifici e alla mia tenacia che mi hanno permesso di arrivare fino a qui, nonostante infinite difficoltà e ostacoli.

5 Referenze

- Agarwal B, Khochfar S. 2015. MNRAS 446:160–68
- Agarwal B, Khochfar S. 2015. MNRAS 446:160–68
- Akiyama M, He W, Ikeda H, et al. 2018. Publ. Astron. Soc. Jpn. 70:S34
- Akiyama M., et al., 2018, PASJ, 70, S34
- Alvarez MA, Wise JH, Abel T. 2009. Ap. J. Lett. 701:L133–37
- Becerra F, Greif TH, Springel V, Hernquist LE. 2015. MNRAS 446:2380–93
- Bolton, J. G., Stanley, J. G., Slee, O. B. 1949, Nature, 164, 101
- Bolton, J. G., Stanley, J. G., Slee, O. B. 1949, Nature, 164, 101.
- Boutsia, K., Grazian, A., Fontanot, F. 2021. May. J. 912:111
- Boyle, B. J., Terlevich, R. J. 1998, MNRAS, 293, L49
- Bromm V, Loeb A. 2003. Ap. J. 596:34–46
- Chon S, Hirano S, Hosokawa T, Yoshida N. 2016. Ap. J. 832:134
- Conroy, C., White, M. 2013, ApJ, 762, 70
- D’Onofrio, M.; Marziani, P.; Sulentic, J. W. Editors, 2012, Fifty years of quasars. From early observations and ideas to future research, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Chaps. 3 and 6.
- Decarli R, Dotti M, Bañados E, et al. 2019. Ap. J. 880:157
- Decarli R, Walter F, Venemans BP, et al. 2017. Nature 545:457–61
- Fan X, Narayanan VK, Lupton RH, et al. 2001. Astron. J. 122:2833–49
- Fan X, Strauss MA, Schneider DP, et al. 2003. Astron. J. 125:1649–59
- Ferrara A, Haardt F, Salvaterra R. 2013. MNRAS 434:2600–5
- Giallongo E., et al., 2015, AA, 578, A83
- Giallongo, E., Grazian, A., Fiore, F., et al. 2019, ApJ, 884, 19
- Glikman, E., Djorgovski, S. G., Stern, D., et al. 2011, ApJL, 728, L26
- Goulding AD, Greene JE, Bezanson R, et al. 2018. Publ. Astron. Soc. Jpn. 70(SP1):S37
- Greenstein, J. L., Schmidt, M. 1963, ApJ, 1
- Gunn Peterson 1965Gunn, J. E., Peterson, B. A. 1965, Ap.J., 142: 1633-1641
- Haehnelt MG, Natarajan P, Rees MJ. 1998. MNRAS 300:817–27
- Heckman TM, Best PN. 2014. Annu. Rev. Astron. Astrophys. 52:589–660
- Hirano S, Hosokawa T, Yoshida N, et al. 2014. Ap. J. 781:60

Hirano S, Hosokawa T, Yoshida N, et al. 2014. *Ap. J.* 781:60

Hopkins PF, Hernquist L, Cox TJ, Kereš D. 2008. *Ap. J. Suppl.* 175:356–89

Hopkins PF, Hernquist L, Cox TJ, Kereš D. 2008. *Ap. J. Suppl.* 175:356–89

Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., Di Matteo, T., Robertson, B., Springel, V. 2006, *ApJS*, 163, 1

Hosokawa T, Omukai K, Yoshida N, Yorke HW. 2011. *Science* 334:1250–53

Inayoshi K, Li M, Haiman Z. 2018. *MNRAS* 479:4017–27

Inayoshi K, Tanaka TL. 2015. *MNRAS* 450:4350–63

Jiang L, McGreer ID, Fan X, et al. 2016. *Ap. J.* 833:222

Jiang L, McGreer ID, Fan X, et al. 2016. *Ap. J.* 833:222

Jiang, L., Fan, X., Ivezić, Z., Richards, G., Schneider, D. P., Strauss, M. Kelley, B. 2007, *ApJ*, 656, 680

Johnson JL, Bromm V. 2007. *MNRAS* 374:1557–68

Kauffmann G, Haehnelt M. 2000. *MNRAS* 311:576–88

Kim, Y., Im, M., Jeon, Y., et al. 2020, *ApJ*, 904, 111

Kim, Y., Im, M., Jeon, Y., et al. 2020, *ApJ*, 904, 111

Kormendy J, Ho LC. 2013. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 51:511–653

Kulkarni M, Visbal E, Bryan GL. 2019. *Ap. J.* 882:178

Latif MA, Bovino S, Van Borm C, et al. 2014a. *MNRAS* 443:1979–87

Lusso E., et al., 2010, *AA*, 512, A34

Madau P, Rees MJ. 2001. *Ap. J. Lett.* 551:L27–30

Matsuoka Y, Iwasawa K, Onoue M, et al. 2018a. *Ap. J. Suppl.* 237:5

Matsuoka Y., et al., 2018, *ApJ*, 869, 150

Matsuoka Y., et al., 2018, *ApJ*, 869, 150

Mayer L, Bonoli S. 2019. *Rep. Prog. Phys.* 82:016901

McGreer I. D., Fan X., Jiang L., Cai Z., 2018, *AJ*, 155, 131

McGreer ID, Fan X, Jiang L, Cai Z. 2018. *Astron. J.* 155:131

Meiksin 2005 Meiksin, A. 2005, *MNRAS*, 356: 596-606

Milosavljevic M, Couch SM, Bromm V. 2009b. *Ap. J. Lett.* 696:L146–49

Miralda-Escudé 2003 Miralda-Escudé, J. 2003, *Ap.J.*, 597: 66-73

Morganson E, De Rosa G, Decarli R, et al. 2012. *Astron. J.* 143:142

Mortlock DJ, Warren SJ, Venemans BP, et al. 2011. *Nature* 474:616–19

Mortlock DJ, Warren SJ, Venemans BP, et al. 2011. *Nature* 474:616–19

Neeleman M, Bañados E, Walter F, et al. 2019. *Ap. J.* 882:10

Niida, M., Nagao, T., Ikeda, H., et al. 2020, *ApJ*, 904, 89

Novak M, Bañados E, Decarli R, et al. 2019. *Ap. J.* 881:63

Omukai K, Palla F. 2001. *Ap. J. Lett.* 561:L55–58

Omukai K. 2001. *Ap. J.* 546:635–51

Padovani P. (2017) On the two main classes of active galactic nuclei. *Nature Astronomy*, in press

Padovani P., Bonzini M., Kellermann K. I., Miller N., Mainieri V., Padovani P., Resconi E., Giommi P., Arsioli B., Chang Y. L. (2016) Extreme blazars as counterparts of IceCube astrophysical neutrinos. *MNRAS* 457: 3582-3592. doi:10.1093/mnras/stw228

Padovani, P., Giommi, P., Landt, H., Perlman, E. S. 2007, *ApJ*, 662, 182.

Padovani, P., Mainieri, V., Tozzi, P., Kellermann, K. I.,
Palanque-Delabrouille N., et al., 2016, *AA*, 587, A41

Palanque-Delabrouille N., et al., 2016, *AA*, 587, A41

Peacock, Miller e Longair 1986

Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., et al. 2018, arXiv:1807.06209

Rees MJ. 1984. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 22:471–506

Regan JA, Downes TP. 2018. *MNRAS* 475:4636–47

Rober,G.1940a, *Proc. IRE*, 28, 68. Robertson, B. E., Ellis, R. S., Furlanetto, S. R., Dunlop, J. S. 2015, *ApJL*, 802, L19

Ross N. P., et al., 2013, *ApJ*, 773, 14

Ross, N. P., McGreer, I. D., White, M., et al. 2013, *ApJ*, 773, 14

Schindler, J.-T., Fan, X., McGreer, I. D., et al. 2019, *ApJ*, 871, 258

Schleicher DRG, Banerjee R, Sur S, et al. 2010a. *Astron. Astrophys.* 522:A115

Shankar F, Salucci P, Granato GL, De Zotti G, Danese L. 2004. *MNRAS* 354:1020–30

Shen Y, Wu J, Jiang L, et al. 2019. *Ap. J.* 873:35

Shull et al.(2004)Shull, J. M., Tumlinson, J., Giroux, M. L., Kriss, G. A., Reimers, D. 2004, *Ap.J.*, 600: 570-579

Sikora, M., Stawarz, L., Lasota, J.-P. 2007, *ApJ*, 658,815

Smolcic, V., et al. 2009, *ApJ*, 696, 24

Soltan A. 1982. *MNRAS* 200:115–22

Somerville RS, Hopkins PF, Cox TJ, Robertson BE, Hernquist L. 2008. *MNRAS* 391:481–506

Sugimura K, Hosokawa T, Yajima H, Omukai K. 2017a. MNRAS 469:62–79

Tchekhovskoy, A., Narayan, R., McKinney, J. C. 2010, ApJ, 711, 50

Turner EL. 1991. Astron. J. 101:5–17

Valiante R, Schneider R, Volonteri M, Omukai K. 2016. MNRAS 457:3356–71

Valiante R, Schneider R, Zappacosta L, et al. 2018. MNRAS 476:407–20

Venemans BP, Bañados E, Decarli R, et al. 2015. Ap. J. 801:L1

Venemans BP, Walter F, Decarli R, et al. 2017b. Ap. J. Lett. 851:L8

Volonteri M, Bellovary J. 2012. Rep. Prog. Phys. 75:124901

Volonteri M, Haardt F, Madau P. 2003. Ap. J. 582:559–73

Volonteri M, Natarajan P. 2009. MNRAS 400:1911–18

Walker, R. C., Ly, C., Junor, W., Hardee, P. 2009, in Approaching Micro-Arcsecond Resolution with VSOP-2: Astrophysics and Techniques, ed. Y. Hagiwara, E. Fomalont, M. Tsuboi, Y. Murata (Astronomical Society of the Pacific: San Francisco), 227

Walter F, Bertoldi F, Carilli C, et al. 2003. Nature 424:406–8

Willott CJ, Delorme P, Omont A, et al. 2007. Astron. J. 134:2435–50

Willott CJ, Delorme P, Reylé C, et al. 2010b. Astron. J. 139:906–18

Willott, C. J., Delorme, P., Reylé, C., et al. 2010, AJ, 139, 906

Wise JH, Regan JA, O’Shea BW, et al. 2019. Nature 566:85–88

Woods TE, Agarwal B, Bromm V, et al. 2019. Publ. Astron. Soc. Aust. 36:e027

Worseck, G., Prochaska, J. X. 2011, ApJ, 728, 23

Wu XB, Wang F, Fan X, et al. 2015. Nature 518:512–15

Yan Windhorst 2004bYan, H., Windhorst, R. A. 2004b, Ap.J. Lett., 612: L93-L96

Yang J., et al., 2016, ApJ, 829, 33

Yu Q, Tremaine S. 2002. MNRAS 335:965–76

Zheng, W., Kriss, G. A., Telfer, R. C., Grimes, J. P., Davidsen, A. F. 1998, ApJ, 492, 855