

UNIVERSITÀ  
DEGLI STUDI  
DI PADOVA



Dipartimento  
di Fisica  
e Astronomia  
Galileo Galilei

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA  
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "Galileo Galilei"  
CORSO DI LAUREA TRIENNALE IN ASTRONOMIA

# Ricerca di *Little Red Dots* nelle *surveys* a campo profondo di Euclid

**Relatore**

Prof.ssa Rodighiero Giulia

**Candidato**

Cherubini Carlotta (2036427)

**Correlatore**

Dott.ssa Bisigello Laura

ANNO ACCADEMICO 2023-2024

Data di laurea 26/09/2024



# Abstract

Le surveys fotometriche e spettroscopiche del telescopio spaziale James Webb (JWST) hanno condotto alla scoperta dei *Little Red Dots (LRDs)*, la cui natura è ancora incerta. Previa discussione sulle prime rilevazioni dei LRDs e loro interpretazione come oggetti astrofisici, l'obiettivo principale di questa tesi è quello di estendere la ricerca dei *Little Red Dots* su una più vasta scala spaziale utilizzando i filtri fotometrici del telescopio Euclid, dotato di un campo di vista più ampio. Lo scopo è definire se è possibile estendere l'identificazione di tali oggetti a redshift inferiori e/o luminosità superiori rispetto ai limiti individuati dalle osservazioni di JWST e successivamente stabilire se questi oggetti risultano visibili sulla base del calcolo delle magnitudini limite. Un'analisi e un confronto di questo tipo consentiranno di comprendere meglio se un maggior campionamento di *Little Red Dots* risulta ostacolato dalle restrizioni tecniche delle attuali tecnologie o se è dovuto ad una rarità intrinseca di tali oggetti.



# Indice

<b>1 Nuclei Galattici Attivi (AGN)</b>	<b>7</b>
1.1 Il Modello Unificato	7
<b>2 Little Red Dots (LRDs)</b>	<b>11</b>
2.1 Telescopio spaziale James Webb (JWST)	11
2.1.1 Specifiche tecniche e strumentazione a bordo	12
2.2 Analisi delle surveys spettroscopiche e fotometriche di JWST: la scoperta dei LRDs	13
2.2.1 Morfologia e colori dei LRDs	13
2.2.2 Interpretazione come oggetti astrofisici: AGN o galassie <i>starforming</i> ?	14
2.2.3 Distribuzione in redshift	20
2.2.4 Densità numerica e funzione di luminosità UV	23
2.2.5 Ruolo dei LRDs nell'epoca della reionizzazione	23
2.2.6 Correlazione con la crescita dei SMBHs	24
<b>3 Surveys a campo profondo di Euclid</b>	<b>29</b>
3.1 Telescopio spaziale EUCLID	29
3.1.1 Specifiche tecniche e strumentazione a bordo	29
3.2 Procedura di rilevazione di <i>Little Red Dots</i> con Euclid	31
3.2.1 Determinazione del range di redshift di osservazione di LRDs	31
3.2.2 Realizzazione di spettri simulati	33
3.2.3 Presentazione e discussione dei risultati	35
3.3 Conclusioni	37
<b>A Elenco Tabelle</b>	<b>39</b>
A.1 Tabelle dei Filtri	39
A.2 Tabelle dei Risultati	40



# Capitolo 1

## Nuclei Galattici Attivi (AGN)

I **Nuclei Galattici Attivi (AGN)** sono sorgenti astrofisiche che risiedono nelle regioni nucleari delle galassie, le quali prendono il nome di galassie attive. Tali oggetti sono caratterizzati da fenomeni energetici non originati a partire da processi di bruciamento termonucleare tipico nelle stelle, bensì dall'accrescimento di buchi neri supermassicci (Peterson, 1997, Padovani et al. 2017): il buco nero esercita un'enorme influenza gravitazionale sulle masse di gas nelle regioni centrali, che vengono così attratte e riscaldate. Il procedimento alla base dell'emissione energetica osservata degli AGN è quindi la conversione di energia gravitazionale in energia termica. La particolare luminosità degli AGN ha consentito di osservare tali sorgenti a distanze spazio-temporali più elevate rispetto alle controparti non-attive, rivoluzionando negli anni il campo della cosmologia osservativa e dell'astrofisica extragalattica delle alte energie (Franceschini, 2015).

### 1.1 Il Modello Unificato

Gli AGN sono caratterizzati da un'emissione in quasi tutto lo spettro elettromagnetico e valori di luminosità bolometrica estremamente elevati, dell'ordine di  $10^{44}$  -  $10^{48}$  erg/s, talvolta maggiori della galassia ospite (Padovani et al. 2017). In generale queste sorgenti astrofisiche presentano una grande varietà di caratteristiche riguardo luminosità, dimensioni e spettro di emissione. È stato utile dunque elaborare una teoria che permettesse l'unificazione di tutti questi oggetti astrofisici in un singolo sistema galattico, in modo tale che gli AGN siano riconducibili ad uno schema generale comune (Spinoglio et al. 2019). Il **Modello Unificato** afferma che gli AGN siano caratterizzati dalla stessa struttura di base: un buco nero supermassiccio circondato da uno spesso anello o toro di polvere. Secondo questo modello, qualsiasi differenza nell'aspetto degli AGN è dovuta all'orientamento con cui osserviamo il buco nero e il suo toro di polvere dalla Terra, ovvero dall'angolo tra la nostra linea di vista e il piano su cui giace il toro. Come vedremo, il tipo di AGN osservato dipende da quanto il toro di polveri oscura il buco nero dal nostro punto di vista, nascondendolo completamente in alcuni casi.

Il modello unificato prevede che la struttura gli AGN sia caratterizzata dai seguenti elementi, come si vede in Figura



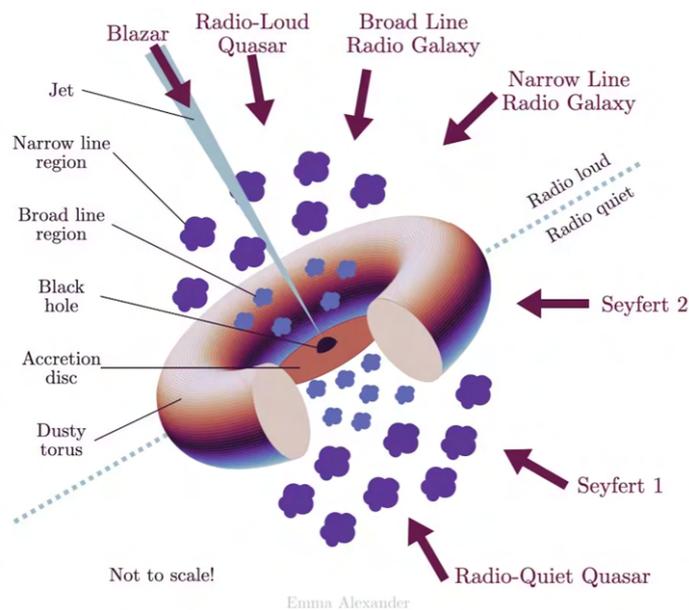


Figura 1.1: Struttura di un AGN con SMBH, toro di polveri, disco di accrescimento, getto relativistico, BLR e NLR. Il nucleo galattico attivo viene classificato in base alla direzione di osservazione. Fonte: <https://www.geopop.it/nuclei-galattici-attivi-le-sorgenti-non-esplosive-piu-energetiche-nelluniverso/>. Credits: Emma Alexander, CC BY 4.0, via Wikimedia Commons

1. **Buco nero centrale supermassiccio (SMBH):** presenta una massa dell'ordine di  $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$  (Greene & Ho, 2007) e rappresenta il motore centrale che alimenta gli AGN, attirando e riscaldando il gas circostante. Sono necessari per spiegare la quantità di luminosità prodotta in regioni dello spazio molto ristrette come quelle degli AGN;
2. **Disco di accrescimento:** è formato dal materiale che orbita attorno al SMBH con una rotazione differenziale: a orbite più interne corrispondono velocità più basse e a quelle esterne velocità maggiori. La differenza di velocità tra i vari strati del disco fa sì che le particelle siano soggette a fenomeni di frizione, che causano una perdita di energia cinetica e momento angolare. Questo crea un attrito che trasporta verso l'esterno il momento angolare e determina uno spostamento delle varie orbite. L'energia gravitazionale viene così convertita in energia termica;
3. **Toro di polveri:** nella zona circumnucleare il gas e la polvere in accrescimento sul buco nero sono organizzati in una struttura a forma di toro che circonda il nucleo, che presenta una apertura in due zone polari corrispondenti all'asse di rotazione. Tale struttura sarebbe determinata infatti dalla presenza di momento angolare nel gas, che schiaccia la struttura nel piano equatoriale (Franceschini, 2015);
4. **Broad Line Region (BLR):** zona vicino al buco nero, a circa 1 pc dal centro, popolata da nubi molto dense di gas caldo. In questa regione si formano righe di emissione allargate (*broad*, con una FWHM (*Full Width at Half Maximum*) dell'ordine di 1000 km/s), a causa dell'elevata velocità della materia in rapida rotazione attorno al buco nero. Data l'alta densità, sono possibili solo righe associate a transizioni risonanti (altamente probabili);
5. **Narrow Line Region (NLR):** si trova a circa 3 kpc dal nucleo. Le nubi sono meno calde e meno dense rispetto a quelle che si trovano nelle BLR, e poiché siamo più lontani dal centro in questa regione si formano righe più strette, con FWHM dell'ordine di 300-500 km/s. Data la minore densità, possono avvenire anche transizioni proibite;
6. **Getti relativistici:** tipico solo di una piccola percentuale di AGN. Sono composti da particelle di plasma relativistico e si estendono lungo l'asse di rotazione del disco.

Non tutti gli AGN presentano le stesse caratteristiche e negli anni sono state individuate diverse sotto-categorie. Un esempio è la classificazione basata sulle proprietà delle righe di emissione, come spiega Franceschini (2015). Alcuni

AGN possono presentare forti righe di emissione allargate in ottico, nell'UV e qualche volta nell'IR, prodotte da materiale nelle vicinanze del buco nero centrale che si muovono a velocità molto elevate. Non si tratta di una caratteristica comune a tutti gli AGN, poiché la loro presenza dipende fortemente dal quantitativo di polvere posto lungo la linea di vista. Le righe larghe (tipicamente con  $\text{FWHM} > 1000 \text{ km/s}$ ) sono prodotte da transizioni permesse (come per esempio quella che produce la riga di emissione  $\text{H}\alpha$  della serie di Balmer, con la transizione dell'elettrone dal livello energetico  $n = 3$  a  $n = 2$ ), cioè altamente probabili secondo le regole di selezione della fisica quantistica. Nelle zone di alta densità come le BLRs le diseccitazioni collisionali spopolano i livelli energetici superiori, privandoli degli elettroni che altrimenti si disecciterebbero naturalmente, dando così origine a righe di emissione quando transitano a livelli energetici inferiori. Poiché rimangono pochi elettroni negli stati eccitati, le righe di emissione osservate sono effettivamente dominate dalle transizioni che hanno più alte probabilità di avvenire. In queste regioni il gas orbita vorticosamente attorno al buco nero e ciò determina l'allargamento Doppler delle righe. Al contrario le righe strette (con  $\text{FWHM} < 1000 \text{ km/s}$ ) si formano in regioni meno dense, come le NLRs, in cui le diseccitazioni collisionali non sono efficaci. Per questo possono essere prodotte anche da righe proibite, quelle meno probabili. Sulla base di queste nozioni possiamo distinguere AGN di **Tipo 1**, che hanno sia righe larghe che strette, e quelli di **Tipo 2**, che presentano solo righe strette a causa dell'oscuramento di quelle larghe. La presenza del toro di polveri consente di spiegare l'esistenza di queste tipologie di AGN. Osservando dalla Terra, se la linea di vista punta verso il toro di polveri allora la radiazione osservata appare oscurata e si rilevano solo righe di emissione strette (AGN di Tipo 2); se invece il toro di polveri non viene intercettato si osserva un'emissione più brillante proveniente dalle regioni centrali e righe anche larghe, originate dal materiale che orbita a grande velocità attorno al centro (AGN di Tipo 1).

Infine, è possibile effettuare una distinzione degli AGN in base alla loro emissione radio (Antonucci - 1993, Franceschini - 2015):

1. **AGN radio-quiet**: sono caratterizzati da un'emissione radio molto debole e da un'intensa produzione di radiazione elettromagnetica in ottico, infrarosso e talvolta anche in UV e raggi X. Di questa categoria fanno parte i quasar ottici (sorgenti compatte estremamente luminose), le galassie di Seyfert (galassie a spirale con un nucleo molto luminoso) e i LINERs (regioni nucleari di righe di emissione a bassa ionizzazione);
2. **AGN radio-loud**: mostrano un'intensa luminosità in banda radio, in cui si ha emissione di sincrotrone. A questa categoria appartengono i quasar radio, le radiogalassie (galassie ellittiche con un nucleo attivo morfologicamente suddivise in Fanaroff-Riley di tipo-I, con luminosità decrescente dall'interno verso l'esterno, e di tipo-II, con luminosità in aumento dall'interno verso l'esterno (Fanaroff, Riley 1974)) e i blazar (oggetti simili ai quasar caratterizzati dall'espulsione di particelle sotto forma di getti relativistici).



## Capitolo 2

# Little Red Dots (LRDs)

Le grandi capacità osservative in infrarosso del telescopio spaziale **James Webb (JWST)** hanno aperto nuove frontiere allo studio dell'Universo lontano. Una delle più grandi scoperte degli ultimi anni fatta dalle *surveys* spettroscopiche e fotometriche di JWST è stata sicuramente quella dei **Little Red Dots**, oggetti astrofisici estremamente compatti e rossi, collocati a redshift  $z > 4$ . I loro spettri risultano caratterizzati da un ripido continuo rosso nel *rest-frame* ottico e una componente blu anche nel *rest-frame* UV. Tale combinazione di SED (*Spectral Energy Distribution*) rossa e blu (la SED viene in questo caso definita "*v-shaped*") è tipica dei LRDs. Previa una breve descrizione dell'apparato strumentale di JWST, nei seguenti paragrafi andremo a delineare le caratteristiche di questi oggetti, la loro natura e la loro implicazione nello sviluppo e nella crescita dei buchi neri supermassicci sulla base dei risultati raccolti tramite le ultime *surveys* astronomiche.

### 2.1 Telescopio spaziale James Webb (JWST)

JWST è un telescopio spaziale che osserva a lunghezze d'onda infrarosse, frutto della collaborazione internazionale tra NASA (*National Aeronautics and Space Administration*), ESA (*European Space Agency*) e CSA (*Canadian Space Agency*). È stato lanciato il 25 dicembre 2021 dal Centro spaziale guyanese a Kourou, nella Guyana francese, a bordo del razzo Ariane 5 dell'ESA, e si trova nel punto lagrangiano  $L_2$  del sistema Sole-Terra. La missione ha una durata prevista di 10 anni e mira a estendere le osservazioni dei precedenti telescopi Hubble e Spitzer. JWST, infatti, è stato progettato per raggiungere diversi obiettivi: uno dei principali scopi è quello di studiare l'universo primordiale, effettuando osservazioni profonde a distanze spazio-temporali molto elevate, potenzialmente oltre  $z \sim 15$  a epoche situate a meno di 300 Myr dal Big Bang, e di approfondire gli studi sull'epoca della reionizzazione; la copertura in infrarosso consente poi di penetrare le nubi di polvere per poter osservare la formazione di stelle, pianeti e AGN oscurati (Gardner et al. 2023).

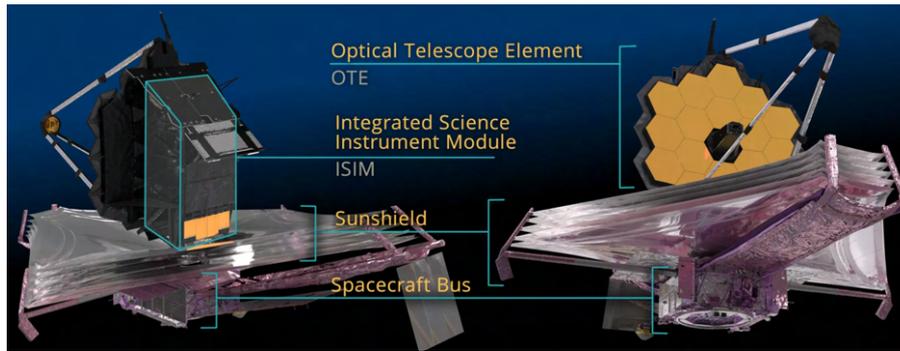


Figura 2.1: Componenti del telescopio JWST. Credit: NASA

### 2.1.1 Specifiche tecniche e strumentazione a bordo

Il velivolo spaziale è suddiviso in 3 moduli (NASA, Gardner et al. 2023), come in Figura 2.1:

1. **Sistema ottico OTE (*Optical Telescope Element*):** comprende gli specchi e la montatura di supporto. Il telescopio è composto da uno specchio primario concavo di 6.5 m di diametro, costituito da 18 segmenti esagonali in berillio posizionati a forma di nido d'ape, uno specchio secondario circolare convesso di 0.8 m di diametro e uno specchio terziario. Infine è presente uno specchio piano (*fine steering mirror*) che serve a indirizzare il fascio di luce verso gli strumenti scientifici. Tutti gli specchi sono rivestiti di una patina d'oro, che serve a migliorare la riflessione dei raggi infrarossi. In Figura 2.2 è mostrata la configurazione degli specchi nel telescopio.

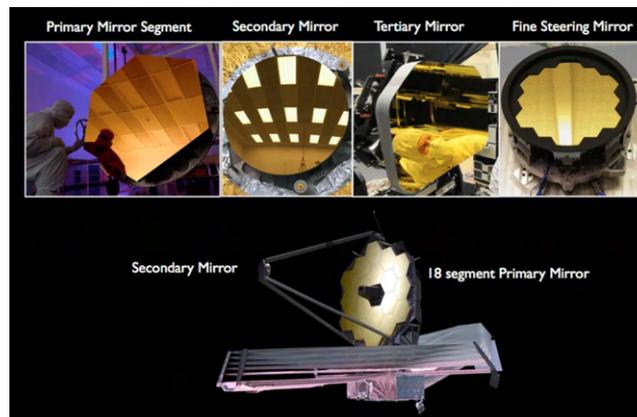


Figura 2.2: Specchi di JWST. Credit: NASA/Ball Aerospace/Tinsley

2. **Strumentazione specifica integrata (ISIM, *Integrated Science Instrument Module*):** JWST possiede quattro strumenti scientifici:

- **NIRCam (*Near Infrared Camera*):** è lo strumento principale di JWST. Effettua studi di *imaging* osservando in infrarosso in un range di lunghezza d'onda pari a  $0.6\text{-}5\ \mu\text{m}$  e copre un campo di vista di  $2.2 \times 4.4\ \text{arcmin}^2$ . È dotato di coronografi, strumenti che consentono di osservare oggetti molto deboli attorno a sorgenti brillanti, come nei sistemi stellari. NIRCam permette di studiare la formazione di stelle e pianeti, popolazioni stellari in galassie vicine e non, nella Via Lattea e oggetti della Kuiper Belt;
- **NIRSpec (*Near Infrared Spectrograph*):** si tratta di uno spettrografo che opera nell'intervallo  $0.6\text{-}5.3\ \mu\text{m}$ . Sfrutta tecniche quali spettroscopia *multi-object*, a campo integrale e tramite *slits* fisse. Per la dispersione della luce vengono usati prismi (con potere risolutivo  $R \sim 100$ ) o *gratings* ( $R \sim 1000 - 3000$ );

- **MIRI (Mid Infrared Instrument)**: possiede una camera che effettua studi di imaging nel range 5-27 $\mu\text{m}$ , con un campo di vista di  $1.4 \times 1.9$  arcmin<sup>2</sup>. Possiede anche uno spettrografo che effettua spettroscopia *slitless* e *longslit* a bassa risoluzione ( $R \sim 100$ ) a 5-12 $\mu\text{m}$ , e spettroscopia a campo integrale a media risoluzione ( $R \sim 1000 - 3000$ ) a 5-28 $\mu\text{m}$ . MIRI riesce a rilevare la luce redshiftata di oggetti molto lontane, stelle in formazione, comete e oggetti della Kuiper Belt;
  - **NIRISS (Near Infrared Imager and Slitless Spectrograph)**: osserva nel range 0.8-5 $\mu\text{m}$  e conduce sia studi di *imaging* e spettroscopici con tecnica *slitless*. È equipaggiato ad un sistema di guida (FGS, *Fine Guidance Sensor*) che comunica con il *fine steering mirror* per il puntamento del telescopio. È utile nella rilevazione di pianeti extrasolari, transiti planetari e galassie Lyman- $\alpha$  nell'epoca della reionizzazione.
3. **Sistema della navicella**: comprende la navicella stessa e fornisce le funzioni di supporto necessarie, poiché contiene sistemi di propulsione, raccolta dati e comunicazione, regolazione termica, mantenimento dell'orbita, sistemi di puntamento contenenti strumenti come giroscopi, di propulsione e di alimentazione elettrica. È presente inoltre uno scudo termico che permette di mantenere l'intera strumentazione a temperature sufficientemente basse (fondamentale perché il calore viene emesso sotto forma di raggi infrarossi e questi interferirebbero con le osservazioni), al di sotto di 50K, e di attenuare la radiazione solare da  $\sim 200$  kW a valori dell'ordine dei mW. Inoltre è necessario che venga mantenuta una temperatura costante, per evitare fenomeni di dilatazione/contrazione termica che altererebbero l'allineamento della strumentazione ottica.

## 2.2 Analisi delle surveys spettroscopiche e fotometriche di JWST: la scoperta dei LRDs

### 2.2.1 Morfologia e colori dei LRDs

Generalmente i LRDs presentano una distribuzione spettrale *v-shaped*, con un continuo blu in UV pressoché con pendenza negativa o talvolta piatto e un continuo rosso nell'ottico molto ripido, con pendenze positive. Un esempio è tratto dagli studi di Kocevski et al.2024 su un campione di LRDs riportato in Figura 2.3:

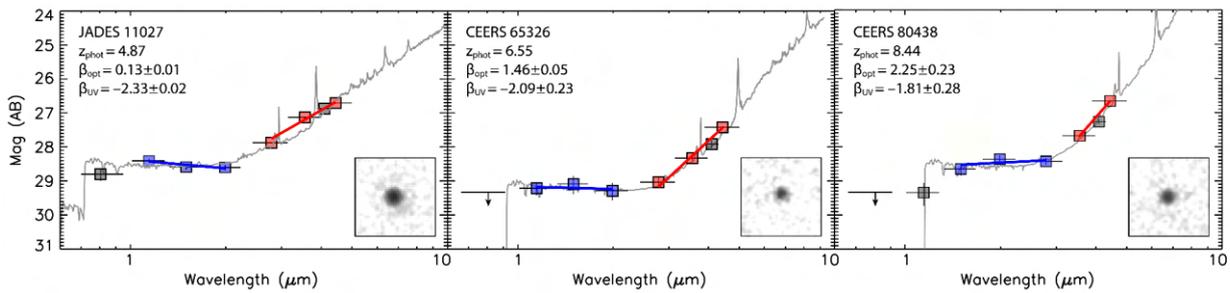


Figura 2.3: Fit delle rette di pendenze su spettri di LRDs. Le bande blu e rosse (rappresentate dai quadratini) vengono utilizzate per ricavare rispettivamente le pendenze del *rest-frame* UV e ottico. Fonte: Kocevski et al. (2024) arXiv:2404.03576v2.

L'origine energetica dei due continui è piuttosto dibattuta. Il continuo UV è attribuibile all'emissione della formazione stellare relativamente non arrossata della galassia ospite, oppure in parte alla luce *scattered* dell'AGN. L'emissione nel *rest-frame* ottico è consistente con l'attività di un AGN oscurato, cioè alle polveri che, riscaldate dall'attività del buco nero, riemettono in ottico, o alternativamente può essere dovuto al continuo stellare oscurato da polvere. Come si vedrà nel paragrafo successivo, ci sono prove che sostengono entrambe le ipotesi: i vincoli fotometrici in infrarosso favoriscono le SEDs modellizzate con quelle di galassie *starburst* e con solo un minimo contributo proveniente da un AGN oscurato,

mentre gli studi spettroscopici sono maggiormente favorevoli all'emissione di un AGN, poiché le larghezze delle righe  $H\alpha$  non sarebbero consistenti con quelle causate dalla formazione stellare. Il tutto è strettamente legato alla vera natura dei LRDs, che verrà esaminata nel paragrafo seguente.

Per quanto riguarda la loro morfologia, i LRDs sorgenti molto rosse e compatte. Un esempio è fornito dagli studi di *imaging* ad alta risoluzione di NIRCcam condotti da Matthee et al. (2024) in cui si osserva che nei filtri più rossi come F444W ( $\lambda_{ref} = 44043.15 \text{ \AA}$ ) queste sorgenti presentano una struttura molto compatta e puntiforme nelle immagini a falsi colori di JWST, come in Figura 2.4; nei filtri più blu invece appaiono dominanti degli oggetti più estesi, identificati per lo più come componenti delle galassie ospiti dei LRDs, da cui si rilevano righe di emissione strette di  $H\alpha$ . Circa il 40% del flusso della componente più larga della riga  $H\alpha$  proviene da questa regione puntiforme.

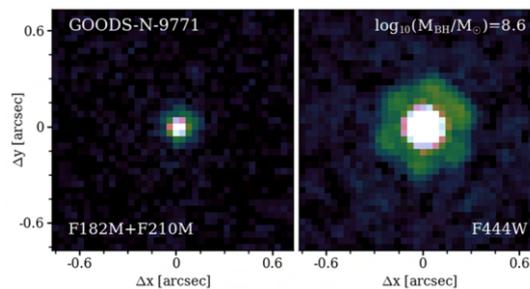


Figura 2.4: Fotometria di uno dei LRDs delle *surveys* EIGER e FRESCO. A sinistra viene mostrata l'immagine combinata nei filtri F128M e F210M con una PSF (*Point Spread Function*) FWHM di circa  $0.06''$ , a destra l'immagine nel filtro F444W con una PSF FWHM di  $0.12''$ . La sorgente mostra una morfologia compatta. Fonte: Matthee et al. (2024) arXiv:2306.05448v3.

## 2.2.2 Interpretazione come oggetti astrofisici: AGN o galassie *starforming*?

Comprendere la vera natura dei LRDs risulta complesso, data la varietà di tecniche di selezione che spesso identificano tipologie simili di oggetti astrofisici con morfologie compatte. Il dibattito sull'interpretazione dei LRDs è attualmente ancora aperto e i due candidati sistemi galattici che sembrerebbero saper descrivere e spiegare al meglio la natura dei LRDs sono i **Nuclei Galattici Attivi** e le **galassie *star-forming***. Di seguito verranno discussi e analizzati i risultati delle ultime *surveys* spettroscopiche e fotometriche sui LRDs, con lo scopo di raccogliere indizi e conferme sulla vera natura di questi oggetti astrofisici.

### Conferme spettroscopiche dell'identificazione dei LRDs come AGN

Prevalentemente le conferme spettroscopiche dei LRDs come AGN si basano sulla rilevazione di allargamenti delle righe di emissione  $H\alpha$ . Ciò è indicatore di un'origine nella *Broad Line Region* degli AGN, in cui l'accrescimento del buco nero centrale è responsabile dell'alimentazione dell'emissione di  $H\alpha$ . Esamineremo di seguito diverse *surveys* spettroscopiche che hanno riportato prove di questo genere.

### *Surveys* EIGER e FRESCO - Matthee et al. (2024)

Dalle *surveys* EIGER e FRESCO di JWST relative allo studio di sorgenti rosse e compatte tramite *imaging* di NIRCcam e spettroscopia *slitless*, sono stati trovati indizi sulla presenza di AGN. Matthee et al. (2024) basandosi su questi dati ha condotto una ricerca spettroscopica di sorgenti che producono righe di emissione  $H\alpha$  allargate. Nello specifico, in questa ricerca sono stati analizzati gli spettri di tutte le sorgenti rilevate da EIGER e FRESCO contenenti almeno una riga di emissione, eseguendo su di esse un *fit* gaussiano combinando una riga stretta (generalmente  $\text{FWHM} < 1000 \text{ km/s}$ )

e una larga ( $\text{FWHM} > 1000 \text{ km/s}$ ). Tra tutti questi oggetti sono stati poi presi in considerazione quelli che mostravano una riga con una componente larga con un rapporto segnale/rumore  $S/N > 5$  (per determinare se è consistente con l'identificazione in una sorgente emittente righe  $\text{H}\alpha$  a circa  $z = 5$ ) con una  $\text{FWHM} > 1000 \text{ km/s}$  e con una luminosità  $L_{\text{H}\alpha, \text{broad}} > 2 \times 10^{42} \text{ erg/s}$ . Utilizzando questi criteri di selezione sono state rilevate 20 sorgenti emittenti righe  $\text{H}\alpha$  a  $z = 4.2 - 5.5$ , mostrate in Figura 2.5 che presentano una morfologia compatta e rossa:

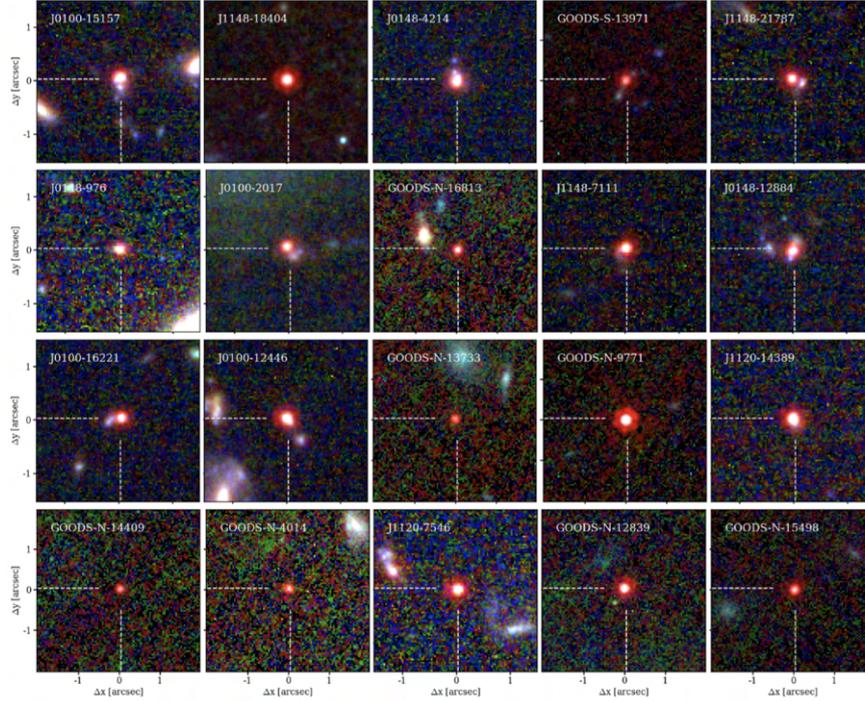


Figura 2.5: Immagine a falsi colori delle 20 sorgenti con righe di emissione  $\text{H}\alpha$  allargate (*Broad-Line  $\text{H}\alpha$  emitters*) identificate a redshift  $z = 4.2 - 5.5$  nelle surveys EIGER e FRESCO di JWST. Le sorgenti appaiono come piccoli punti rossi, da qui il nome "*Little Red Dots*". Fonte: Matthee et al. (2024) arXiv:2306.05448v3.

In Figura 2.6 viene mostrato un esempio di *fit* gaussiano delle due componenti (quella larga e quella più stretta) sulla riga  $\text{H}\alpha$  di una delle 20 sorgenti esaminate. Queste righe presentano componenti larghe con  $\text{FWHM}$  di circa  $1200-3700 \text{ km/s}$  e componenti strette con  $\text{FWHM}$  pari a  $\approx 340 \text{ km/s}$ .

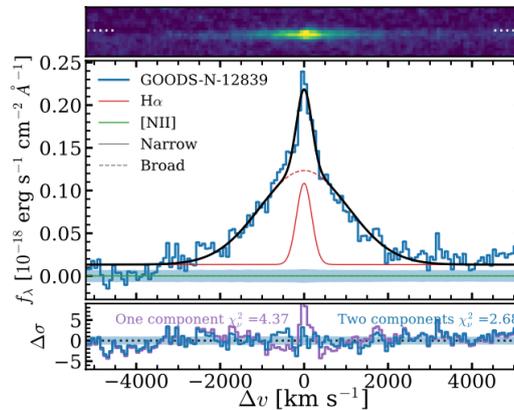


Figura 2.6: *Fit* gaussiano delle due componenti, *broad* (rosso tratteggiato) e *narrow* (tratto rosso continuo), sul profilo di riga  $\text{H}\alpha$  appartenente ad una delle 20 sorgenti  $\text{H}\alpha$  emitters. Fonte: Matthee et al. (2024) arXiv:2306.05448v3.

Si osserva che in gran parte il flusso (in media il 65%) proviene dalla componente più larga. Il fatto che la maggior parte del flusso di  $H\alpha$  abbia origine da una componente molto ampia, spazialmente irrisolta, è fortemente indicativo di un'origine nella *Broad Line region* degli AGN che alimenta l'ampia emissione di  $H\alpha$ . In particolar modo, allargamenti di questa portata vengono ricondotti all'accrescimento del buco nero centrale super massiccio, in particolare al gas che ruota vorticosamente attorno ad esso con velocità estremamente elevate e che causa allargamento delle righe di emissione per effetto Doppler. Componenti allargate della riga  $H\alpha$  sono state rilevate anche negli *outflows* galattici alimentati da eventi di formazione stellare. Tuttavia, a sostegno dell'interpretazione dei LRDs come AGN, i profili di riga  $H\alpha$  sono significativamente diversi da quelli osservati in galassie *star-forming*, poiché le componenti larghe sono significativamente più ampie (se fossero dovute alla formazione stellare avrebbe larghezze dell'ordine di  $\approx 500-1000$  km/s) e relativamente più luminose rispetto a quelle tipicamente associate al gas in uscita associato alla formazione stellare.

### Survey UNCOVER - Greene et al. (2023)

Il programma UNCOVER di JWST ha condotto una survey spettroscopica tramite lo strumento NIRSpec su un campione di 17 sorgenti rosse e compatte, che mostrano un continuo rosso nel *rest-frame* ottico e una componente blu nell'UV: 14 di questi corrispondono ad AGN arrossati dalle polveri, poiché il 60% degli oggetti del campione mostrano righe  $H\alpha$  allargate (*broad-line emission*) con FWHM  $> 2000$  km/s; 3 di queste sorgenti sono multiple immagini *lensate* dello stesso oggetto e le restanti 3 sono invece nane brune. La selezione è stata fatta tramite filtri fotometrici e indici di colore, come si vede in Figura 2.7, cioè individuando sorgenti rosse, compatte e con spettro *v-shaped*:

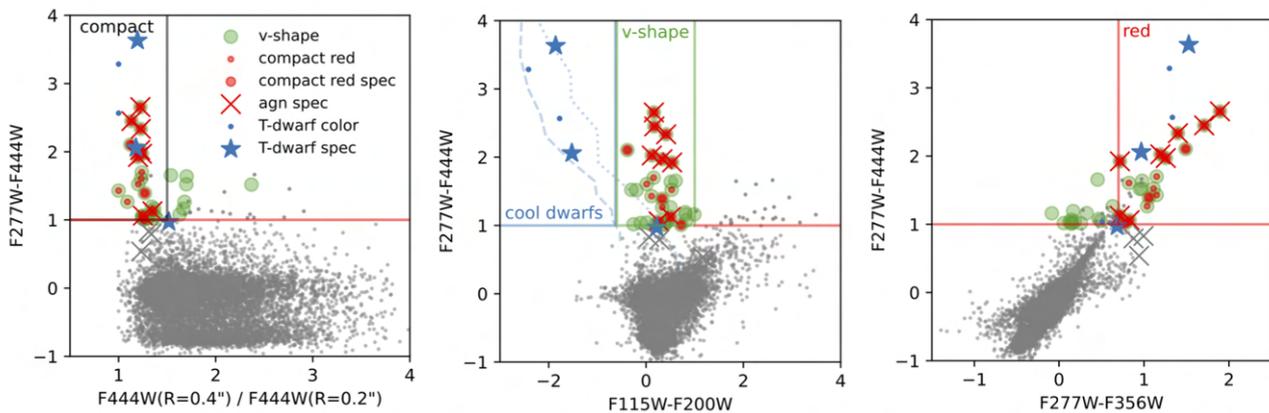


Figura 2.7: Selezione dei LRDs tramite bande fotometriche di NIRCAM. A sinistra, selezione per sorgenti compatte, in mezzo selezione per sorgenti con continuo UV e ottico *v-shaped*, a destra selezione per sorgenti rosse. Fonte: Greene et al. (2023) arXiv:2309.05714v1

L'indagine di Greene et al. (2023) è stata condotta sia da un punto di vista fotometrico che spettroscopico: sono state considerate solo le sorgenti in cui il *fitting* delle immagini bidimensionali nel filtro fotometrico F356W indicava che meno del 50% della luce risiedeva in un componente estesa (in modo tale da poter selezionare sorgenti in cui la maggior parte della radiazione proviene da una regione più compatta) e dove il *fit* della distribuzione dell'energia spettrale ricavata indicava che le SEDs in vari intervalli di lunghezza d'onda non potevano essere modellizzate senza una componente AGN. I target di massima priorità sono quelli con limiti profondi di ALMA (*Atacama Large Millimeter Array*), perché in questi casi si può escludere in modo efficace la formazione stellare polverosa come origine del continuo spettrale rosso. Il *fit* per la SED suggerisce quindi che queste sorgenti siano con alte probabilità degli AGN. L'eventuale presenza del buco nero

centrale può essere accertata se gli spettri presentano righe di emissione larghe della serie di Balmer, poiché l'allargamento è indice di gas orbitante attorno al buco nella regione *broad-line*.

Dal Balmer *decrement*<sup>1</sup>, misurato attorno a 5-10, si è constatata la presenza di polveri. Questo limita l'osservazione della componente allargata nella riga della  $H\beta$ , la quale è intrinsecamente più debole dell' $H\alpha$  e maggiormente affetta dalle polveri essendo a lunghezze d'onda minori. Sono state comunque identificate componenti larghe nelle righe  $H\alpha$ , con  $\text{FWHM} > 2000$  km/s, su tutti gli oggetti del campione.

### Survey CEERS, PRIMER, JADES, UNCOVER, NGDEEP e RUBIENS - Kocevski et al. (2024)

Kocevski et al. (2024) presenta un campione di 341 LRDs ottenuti dalle surveys CEERS, PRIMER, JADES, UNCOVER e NGDEEP di JWST. Le immagini fotometriche di alcuni di questi oggetti sono riportate in Figura 2.8:

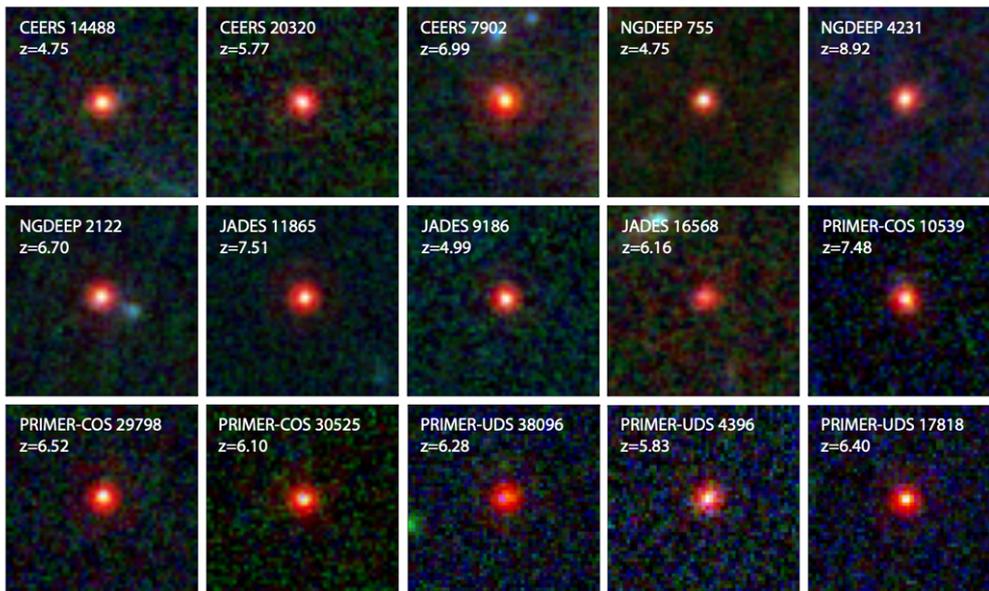


Figura 2.8: Alcuni LRDs del campione esaminato da Kocevski et al.(2024). È possibile notare la loro morfologia rossa e compatta. Fonte: Kocevski et al. (2024) arXiv:2404.03576v2.

Per l'identificazione di questi oggetti, anziché utilizzare gli indici di colore, viene misurata la pendenza del continuo nel *rest-frame* UV e ottico utilizzando bande fotometriche mobili per campionare la stessa emissione nel *rest-frame* a lunghezze d'onda più corte (*blueward*) e più lunghe (*redward*) rispetto al Balmer break ( $3645 \text{ \AA}$ ) al variare del redshift. Tale procedura risulta utile per l'individuazione di sorgenti compatte rosse in ottico e blu nell'UV su una scala più ampia di redshift ( $z = 2 - 11$ ). All'interno del catalogo esaminato precedentemente all'analisi di Kocevski et al.(2024) sono state trovate 11 sorgenti con righe di emissione  $H\alpha$  allargate<sup>2</sup>. In questa ricerca sono stati rilevati i primi due LRDs che presentano emissione X, PRIMER-COS 3866 ( $z = 4.66$ ) e JADES 21925 ( $z = 3.1$ ). Le osservazioni nel medio infrarosso di queste sorgenti ( $3-30 \mu\text{m}$ ) rivelano che l'emissione in questa regione dello spettro è consistente con quella di un AGN oscurato da un toro di polveri, come si può vedere in Figura 2.9:

<sup>1</sup>Un modo indiretto per il calcolo della quantità di polveri è utilizzare il cosiddetto *Balmer decrement*, il rapporto del logaritmo delle luminosità  $H\alpha/H\beta$ , il cui valore, che varia leggermente con la densità e temperatura del gas, è noto: se c'è variazione dal valore di laboratorio allora significa che c'è estinzione da polveri

<sup>2</sup>CEERS 82815, CEERS 69459, JADES 12068, UNCOVER 3989, 4535, 9358, 9497, 9904, 25119, e 29255, PRIMER-UDS 33823

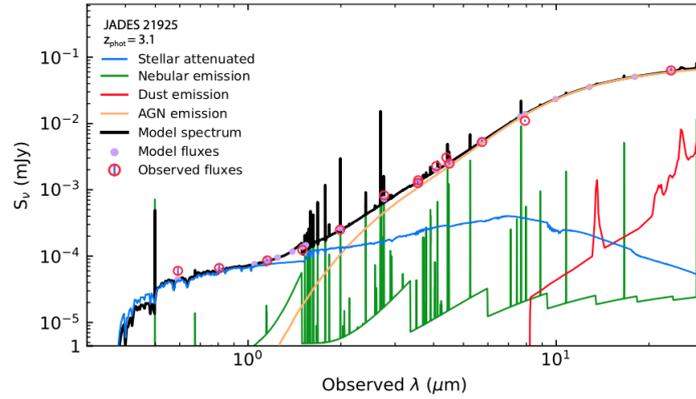


Figura 2.9: SED di JADES 21925 (in nero) modellizzata tramite la combinazione di una distribuzione spettrale stellare (in blu) nell'UV e di un AGN oscurato (in giallo) verso l'infrarosso. Fonte: Kocevski et al. (2024) arXiv:2404.03576v2.

Successivamente sono state analizzate 24 sorgenti osservate dal programma RUBIENS con NIRSpec e 17 di esse risultano caratterizzate dalla presenza di *broad emission lines*, con larghezze che variano da 1400 a 5400 km/s, consistente con l'attività di un AGN.

### L'ipotesi delle galassie *star-forming*

Per poter risolvere il dibattito sulla natura dei LRDs risulta necessario procedere con ulteriori osservazioni nel medio-infrarosso, dove è possibile distinguere l'emissione stellare da quella propria del toro di polveri degli AGN. I dati di MIRI di JWST a lunghezze d'onda di osservazione inferiori a  $8 \mu\text{m}$  indicano che i LRDs potrebbero essere galassie *starburst* ad alto contenuto di polvere oppure AGN. Sfruttando le bande più rosse di MIRI e i dati del programma SMILES, Williams et al. (2023a) ha osservato che le SEDs dei LRDs subivano un appiattimento oltre  $5 \mu\text{m}$ , che rappresenterebbe l'atteso *turnover* di una normale SED stellare a lunghezza d'onda di riposo  $1.6 \mu\text{m}$ ; inoltre osservazioni profonde di ALMA di LRDs nel campo GOODS erano in accordo con una modellizzazione di una SED dominata da emissione stellare. Le osservazioni di MIRI sono essenziali per risolvere questo dilemma: se le SEDs sono dominate da formazione stellare allora dovrebbero mostrare un picco a  $1.6 \mu\text{m}$  spostato verso il rosso a  $10\text{-}15 \mu\text{m}$  per  $z = 5 - 8$ , mentre se è presente un AGN oscurato le SEDs dovrebbero essere ripide.

Perez-Gonzalez et al.(2024) ha condotto uno studio di 31 LRDs rilevati dalla *survey* JADES condotta da JWST con lo strumento NIRCam e coperti dalla *survey* SMILES con MIRI. In Figura 2.10 viene mostrata la SED media nel *rest-frame* normalizzata a  $0.4 \mu\text{m}$  ricavata dall'analisi di questi oggetti e il suo confronto con dei modelli noti di SEDs. In generale si evidenzia un continuo blu piatto e un continuo rosso nell'ottico, tipico dei LRDs. Queste particolari distribuzioni spettrali di energia sono difficili da modellizzare con gli andamenti tipici delle popolazioni stellari, mentre i modelli spettrali degli AGN hanno riscontrato un forte successo grazie anche alla rilevazioni spettroscopiche di forti righe di emissioni allargate. Questi modelli combinano l'emissione proveniente da un disco di accrescimento fortemente oscurato, una piccola frazione di luce *scattered* e le emissioni delle polveri del toro circostante; inoltre spiegano la presenza di righe di emissione larghe e strette perché la linea di vista è diretta verso la *Broad Line Region* e predice che i colori rossi nell'ottico si estendono verso il vicino infrarosso, ovvero che ci sia continuità nel tipo di emissione osservato da questo range dell'ottico al NIR.

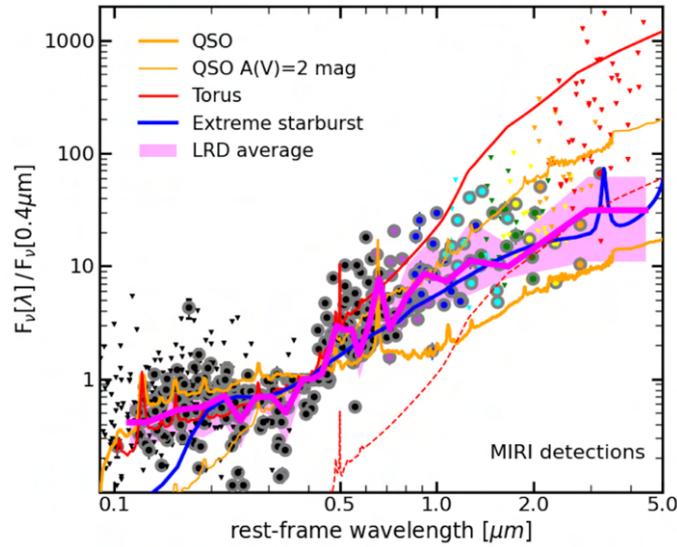


Figura 2.10: SED media (tratto magenta) dai LRDs rilevati da MIRI normalizzata alla lunghezza d'onda  $0.4 \mu\text{m}$ . I punti neri indicano i flussi rilevati da NIRCcam, quelli colorati da MIRI. La SED media è confrontata con 5 modelli di distribuzione spettrale: quasar (arancione accentuato), quasar con estinzione  $A(V) = 2 \text{ mag}$  (arancione tenue), toro di polveri (rosso), toro di polveri normalizzato a  $2 \mu\text{m}$  (rosso tratteggiato), galassia *starburst*. Fonte: Pérez-González et al. (2024) arXiv:2401.08782v2.

In Figura [2.10](#) la regione del *rest-frame* UV fino a  $0.4 \mu\text{m}$  coincide bene con l'emissione di un quasar leggermente arrossato, il che è consistente con la debole componente di luce *scattered* del disco di accrescimento; inoltre è presente un picco attorno alla regione di emissione di MgII, il che indica un contributo non trascurabile dell'AGN all'emissione UV. Da  $0.4$  a  $1 \mu\text{m}$  il *rest-frame* ottico è caratterizzato da un continuo ripido consistente con l'emissione di un buco nero supermassiccio fortemente oscurato, definito in figura dal modello del toro di polveri di Polletta et al. (2007). Più precisamente, fino a circa  $0.7 \mu\text{m}$  la SED media dei LRDs può essere modellizzata con quella di un toro. In breve, nei filtri più rossi di NIRCcam la SED media dall'UV all'ottico si adatta bene al modello spettrale di un quasar combinato ad un toro di polveri.

Tuttavia il modello degli AGN non funziona bene se consideriamo la regione del vicino infrarosso osservata da MIRI: il modello del toro in questo range spettrale sovrastima il flusso dei dati di MIRI e della SED media, ovvero i colori dei LRDs osservati da MIRI e dalle bande più rosse di NIRCcam sono più blu rispetto a quelli predetti dal modello dei quasar oscurati. L'emissione dei LRDs nel *rest-frame* del vicino infrarosso attorno a  $1 \mu\text{m}$  è caratterizzata da un continuo meno ripido e la pendenza si stabilisce ad un valore più o meno piatto tra  $1-2 \mu\text{m}$  dove ci si aspetta il picco di emissione stellare. Si tratta di un andamento spettrale fondamentalmente diverso da quello degli AGN. Alternativamente è possibile applicare dei modelli che si discostano dal tipico andamento degli AGN verso il range NIR-IR, ad esempio si potrebbe normalizzare il template del toro a  $2 \mu\text{m}$  (linea tratteggiata rossa in Figura [2.10](#)). In questo modo l'emissione a  $\lambda > 2 \mu\text{m}$  sarebbe dominata da quella del toro, mentre a circa  $1 \mu\text{m}$  dovrebbe essere dovuta ad una componente diversa, come ad esempio un disco di accrescimento o, più probabilmente, le stelle, che hanno picchi di emissione in quelle regioni dello spettro. In blu, sempre in Figura [2.10](#), viene mostrato il modello di SED per regione di formazione stellare *starburst* di  $350 \text{ pc}$  per cui il 90% della luminosità proviene da stelle OB. Questo modello unicamente stellare, tralasciando una maggiore pendenza del continuo nel lontano UV, riproduce bene le caratteristiche dei LRDs in quasi tutto lo spettro: a  $0.4 \mu\text{m}$  troviamo il cambio di pendenza e l'appiattimento della SED nella regione sondata da MIRI.

Successivamente negli studi di Perez-Gonzalez et al. (2024) sono stati creati una serie di ulteriori modelli di SED di AGN e di emissione stellare dal *rest-frame* UV al medio infrarosso allo scopo di rilevare il miglior *fit* con le osservazioni. In generale, i modelli di emissione unicamente stellare hanno un buon riscontro con i dati nel vicino infrarosso a

1-2  $\mu\text{m}$  e nell'UV per lunghezze d'onda inferiori a 0.4  $\mu\text{m}$ . I modelli di AGN in cui l'emissione proveniente dal disco di accrescimento oscurato domina l'ottico e il vicino infrarosso e dove quella del toro di polveri predomina a  $\lambda > 2\mu\text{m}$  funzionano meglio rispetto ai modelli dei quasar, ma comunque peggio rispetto ai modelli stellari; in più questi LRDs esaminati non presentano righe di emissione, fondamentali per rilevare il disco di accrescimento e le BLRs e NLRs. Sulla base di queste osservazioni è stato decretato che il range spettrale UV-ottico della maggior parte dei LRDs è dominato dalle stelle.

A  $\lambda > 2\mu\text{m}$ , i LRDs rilevati dalle bande più rosse di MIRI hanno differenze di colore più rosse rispetto a quelle che ci si aspetta per sole stelle e consistenti invece con emissione delle polveri riscaldate a causa di formazione stellare o attività di AGN. La presenza di grandi quantità di polveri testimonierebbe la giovane età della popolazione stellare nei LRDs, e sarebbe prevista per galassie *starburst* ricche di gas e di stelle OB. Nonostante l'ingente presenza di polveri i LRDs hanno un'emissione piuttosto blu a  $\lambda < 0.4\mu\text{m}$ , e questo si può spiegare solo se la SED è dominata da emissione di un quasar, se ci sono regioni vuote nel mezzo interstellare attorno alle regioni di intensa formazione stellare che ci permettono di vedere stelle giovani non oscurate o se è caratterizzata da una legge di estinzione legata a fenomeni di *scattering*. In effetti, la grande dispersione di circa 3 magnitudini nei colori UV-NIR all'interno della tipica SED blu-rossa delle LRD potrebbe indicare diverse intensità di esplosioni o diverse frazioni di luce fuoriuscente attraverso l'involucro di polvere compatto. La presenza di un quasar è suggerita da alcuni colori a banda media coerenti con l'emissione di MgII. Tuttavia, per la maggior parte delle sorgenti, il miglior *fit* della distribuzione spettrale dell'energia corrisponde a quello di galassie *starburst* estremamente intense e compatte con età di 5-10 Myr, molto efficienti nella produzione di polvere, con un'emissione energetica globale dominata dall'emissione diretta di stelle (nel range spettrale ultravioletto e ottico) e dalla ri-emissione della polvere delle stelle OB, con un certo contributo (nell'infrarosso) da parte di un AGN nascosto.

In definitiva l'esatta natura dei LRDs è ancora incerta, poiché non sono state trovate prove inconfutabili che leghino questi oggetti ad una determinata categoria di sorgente astrofisica. In ogni caso, non è da escludere che la loro natura sia un mix delle varie ipotesi avanzate e che le indagini possano comunque essere affette da *bias* di selezione.

### 2.2.3 Distribuzione in redshift

La distribuzione in redshift delle sorgenti individuate dalle surveys EIGER e FRESCO è mostrata in Figura 2.11, a sinistra, realizzata da Matthee et al. (2024). La distribuzione in redshift viene definita dalla sensibilità alla luminosità e dal volume coperto dalla survey. Il range di redshift coperto da questi due programmi di ricerca è pari a  $z = 3.8 - 6.5$ , ma si registra una distribuzione effettiva confinata tra  $z = 4.3$  e  $z = 5.5$ . Il grism del dispositivo NIRCcam ha una maggiore sensibilità attorno ai 3.9  $\mu\text{m}$ , tale per cui a redshift  $z = 5$  è più sensibile all'identificazione di righe di emissione allargate.

Dall'analisi del campione di Kocevski et al. (2024) si ottiene invece una distribuzione in redshift illustrata sempre in Figura 2.11, a destra:

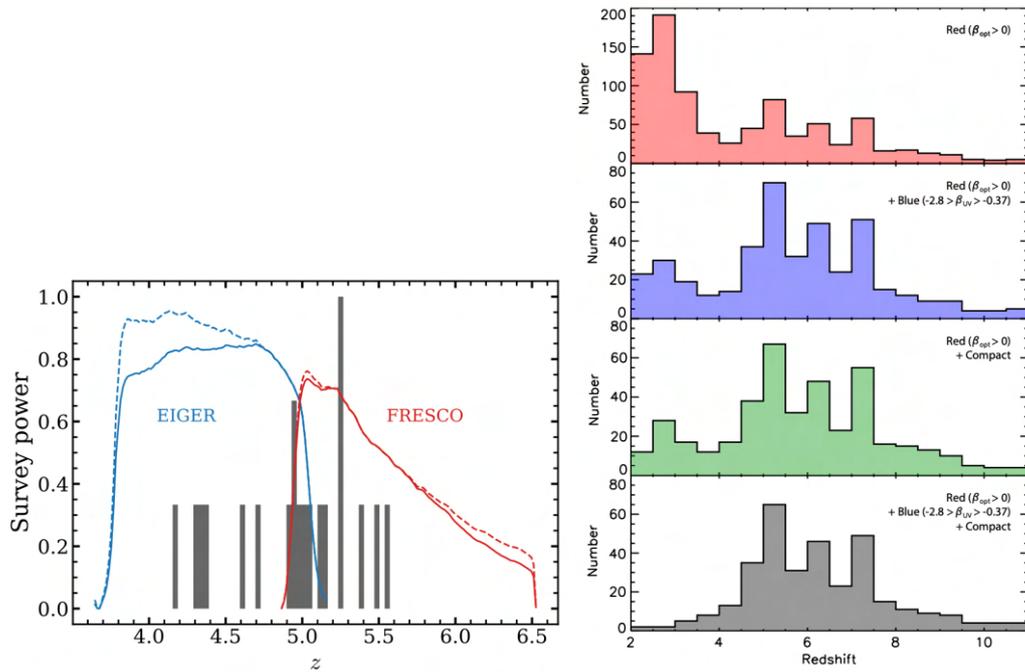


Figura 2.11: (A sinistra) Distribuzione in redshift (prevista) confrontata con la potenza delle surveys EIGER (in blu) e FRESCO (in rosso). La capacità della survey è data dalla combinazione del tratto solido, che definisce la copertura in volume, e del tratteggio, che definisce la sensibilità alla luminosità. Si registra un'effettiva distribuzione nel range  $z = 4.2 - 5.5$ . Fonte: Matthee et al. (2024) arXiv:2306.05448v3. (A destra) Densità numerica in funzione del redshift di sorgenti rosse nel rest-frame ottico (in alto), rosse nel rest-frame ottico e blu nel rest-frame UV (in mezzo, in alto), rosse nel rest-frame ottico con una morfologia compatta (in mezzo, in basso) e rosse nel rest-frame ottico e blu nel rest-frame UV con morfologia compatta (in basso). Fonte: Kocevski et al. (2024) arXiv:2404.03576v2.

Dal grafico di Kocevski et al. (2024) si nota che gli oggetti rossi nell'ottico e blu nell'UV con morfologia compatta sono caratterizzati da un redshift mediano pari a circa 6.4, mentre si assiste ad un marcato declino in densità numerica per  $z < 4$ . La metodologia delle bande fotometriche utilizzate per questa ricerca aveva come scopo quello di trovare LRDs a bassi redshift analoghi a LRDs identificati negli studi precedenti. Per  $z < 4$ , tuttavia, se ne trovano solo 17 di quelli appartenenti al catalogo oggetto di studio e in generale a questi redshift sono frequenti sorgenti rosse nell'ottico e non compatte. Da questa analisi si deduce che i LRDs con eccesso UV emergono per  $z \sim 4$ , il che potrebbe spiegare perché queste sorgenti non venivano rilevate dalle *surveys* di *imaging* di HST e di Spitzer/IRAC. A redshift più alti si riscontra la presenza di LRDs fino a circa  $z \sim 7.5$ , successivamente la selezione diviene incompleta e si assiste ad un rapido declino per  $z \sim 8$ .

Lo studio di Perez-Gonzalez et. al (2024) su 31 LRDs rilevati dalla *survey* JADES con NIRC*am* e coperti dalla *survey* SMILES/MIRI ricava una distribuzione in redshift illustrata in Figura 2.12:

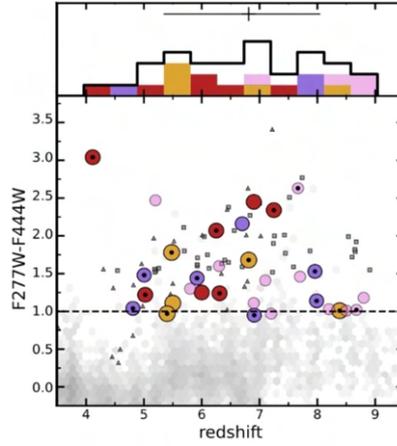


Figura 2.12: In ordinata l'indice di colore F277W-F444W rispetto al redshift in ascissa. La distribuzione avviene in un range pari a  $5 < z < 9$  e presenta un picco a  $z = 7$  Fonte: Pérez-González et al. (2024) arXiv:2401.08782v2.

In questo studio i LRDs si concentrano tra  $z \sim 5$  e  $z \sim 9$ , con un picco a  $z \sim 7$ . Ciò è probabilmente dovuto a forti righe di emissione (principalmente [OIII],  $H\beta$ ,  $H\alpha$ , [NII], [SII]) rilevate dal filtro F444W di NIRCcam che influenzano in modo significativo la selezione.

Infine, la *survey* UNCOVER analizzata da Greene et al. (2023) ricava una distribuzione di sorgenti compatte rosse e con una SED  $\nu$ -shaped in un intervallo di redshift pari a  $4.5 < z < 8.5$ , come si vede in Figura 2.13

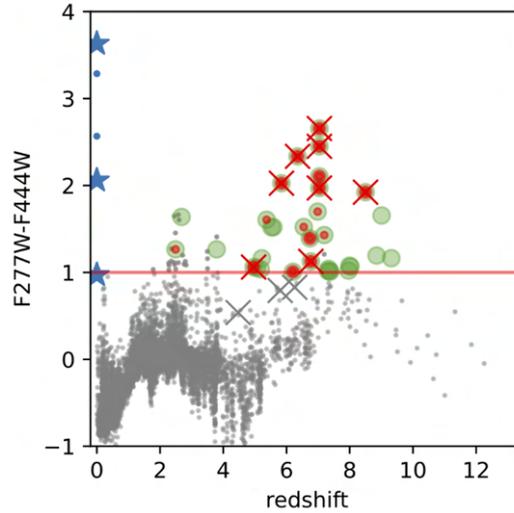


Figura 2.13: Distribuzione in redshift in funzione dell'indice di colore. I pallini verdi indicano le sorgenti con spettro  $\nu$ -shaped, i pallini rossi più piccoli le sorgenti compatte rosse, quelli più grandi sempre sorgenti compatte rosse ma selezionate tramite spettroscopia, le croci sorgenti AGN e gli indicatori blu sono nane brune. I punti grigi rappresentano oggetti del catalogo con una magnitudine maggiore di 27.7 nel filtro F444W. Fonte: Greene et al. (2023) arXiv:2309.05714v1

Dal confronto tra i dati ricavati dalle varie *surveys*, in generale si trova una distribuzione media di LRDs in  $4 < z < 8$ . Il fatto che siano in gran parte limitati a  $z > 4$  potrebbe essere una conseguenza naturale del meccanismo di crescita, per cui le galassie inizialmente sperimentano una formazione stellare più compatta e concentrata nelle regioni centrali. Il collasso del gas dissipativo che alimenta tale attività può anche essere responsabile dell'innesco della crescita contemporanea del SMBH centrale. Il rapido accumulo di metalli nel proto-*bulge* causa quindi l'arrossamento che osserviamo. Nelle epoche successive, il gas in caduta avrà un momento angolare più elevato, con conseguente spostamento della formazione

stellare su scale spaziali maggiori. Poiché meno polvere si deposita vicino all'AGN, osserviamo un minor numero di LRDs fortemente arrossati a redshift inferiori. È bene sottolineare che, dato il ridotto campo di vista di JWST, tutte le *surveys* che hanno analizzato i LRDs coprono piccole aree di cielo. Si potrebbero effettuare delle osservazioni relativamente profonde nel NIR ampliando il campo di vista per verificare se il calo di LRDs a  $z < 4$  sia dovuto ad un fenomeno fisico o ad un *bias* osservativo. Un'indagine di questo tipo può essere condotta, ad esempio, con il telescopio spaziale Euclid, di cui si discuterà approfonditamente nel capitolo successivo.

## 2.2.4 Densità numerica e funzione di luminosità UV

Il calcolo della densità numerica si restringe dunque ad un range di  $z = 4 - 8$ . Dai risultati delle precedenti *surveys* e sulla base dei volumi medi coperti da ciascuna osservazione, si registra una densità numerica pari a  $\sim 10^{-5} \text{cMpc}^{-3}$ . Data la loro morfologia e i loro colori particolari, si tratta di un valore relativamente alto, difatti sono anche più numerosi rispetto alla densità che si ricaverebbe dalla funzione di luminosità dei quasar. Un esempio di funzione di luminosità è tratto dagli studi di Matthee et.al (2024), in Figura 2.14:

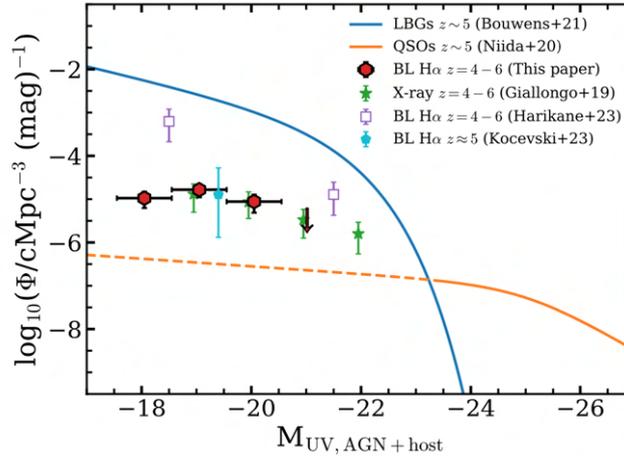


Figura 2.14: Densità numerica dei LRDs in funzione della magnitudine UV. Rispetto alla funzione di luminosità dei quasar (in giallo) si hanno valori di densità maggiori, ma comunque minori rispetto a quelli registrati per le galassie *Lyman-break* (in blu) per  $z \sim 5$ . Fonte: Matthee et al. (2024) arXiv:2306.05448v3.

In mancanza di dati di *imaging* per eseguire studi fotometrici ad alta risoluzione a  $\lambda > 2.5 \mu\text{m}$  e di modelli di SED richiesti per decomporre la sorgente in AGN e componente stellare, Matthee et al. (2024) conduce uno studio sulle proprietà globali, per cui più propriamente si parla di magnitudini nell'UV di AGN + *host*. L'emissione UV potrebbe essere originata dalla formazione stellare della galassia ospite ma anche da una frazione di luce *scattered* dell'AGN. In confronto alla popolazione di galassie scelta per fare un paragone tra funzioni di luminosità in UV, si osserva che i LRDs esaminati da Matthee et al. (2024) sono più rari e hanno luminosità più basse, con magnitudini assolute comprese tra  $M_{UV} \sim -18$  e  $M_{UV} \sim -21$ . Questi oggetti contribuirebbero quindi a meno dell'1% della luminosità in UV, rispetto alle altre galassie presenti in questo range di redshift, che sono anche più numerose a quelle luminosità. Questi risultati si allineano con quelli di Adams et al. (2023), che mette insieme funzioni di luminosità UV di AGN e galassie *star-forming*. Come verrà esaminato più avanti, questo avrà ripercussioni sulla loro implicazione nella reionizzazione primordiale dell'idrogeno.

## 2.2.5 Ruolo dei LRDs nell'epoca della reionizzazione

La possibile scoperta di una nuova popolazione di AGN collocati a redshift relativamente alti solleva la questione di una loro ipotetica contribuzione alle reionizzazione dell'idrogeno. Nonostante i LRDs siano caratterizzati da luminosità

bolometriche dell'ordine di  $10^{43} - 10^{46}$  erg/s, e quindi da una produzione ingente di fotoni ad alte energie, l'arrossamento delle polveri che caratterizza questi ambienti limiterebbe abbondantemente la fuoriuscita di particelle ionizzanti: questo è testimoniato dalla scarsa emissione UV che proviene da queste galassie, come esaminato nel paragrafo precedente. Nel disco di accrescimento attorno al buco nero centrale vengono prodotti efficacemente fotoni ionizzanti che potenzialmente potrebbero fuoriuscire e disperdersi nel mezzo intergalattico, tuttavia la crescita dei buchi neri all'interno delle regioni nucleari di queste galassie avviene in ambienti piuttosto polverosi, dunque si verificano fenomeni di arrossamento a causa delle polveri presenti. Nonostante poi l'abbondanza di queste sorgenti sia relativamente alta, anche se ipoteticamente avessero rivestito un ruolo importante nell'epoca della reionizzazione sarebbero comunque molto meno numerosi delle galassie *star-forming*, che ad oggi rimangono le candidate principali come sorgenti ionizzanti dominanti. Secondo gli studi di Matthee et al. (2024), Kocevski et al. (2024) e Greene et al. (2023), pertanto, tali AGN non ospiterebbero condizioni favorevoli alla fuga di fotoni ionizzanti ed è quindi probabile che abbiano contribuito solo in piccola parte alla reionizzazione cosmica.

## 2.2.6 Correlazione con la crescita dei SMBHs

Se i LRDs sono alimentati dall'accrescimento del buco nero allora costituirebbero un'importante popolazione di AGN ad alti redshift precedentemente nascosti che aprirebbero una finestra alla crescita nell'Universo primordiale dei buchi neri supermassicci di oggi. Studi sulle masse di questi buchi neri nelle *surveys* citate in questa tesi mostrano valori di circa  $10^6 - 10^9 M_{\odot}$ . I LRDs esaminati da Matthee et al. (2024) presentano in media una luminosità bolometrica dell'ordine di  $\sim 10^{42} - 10^{46}$  erg/s, e una magnitudine assoluta osservata in UV in un intervallo pari a  $-18 > M_{UV} > -21$ . Questi valori di magnitudine sono più alti rispetto ai valori attesi dall'estrapolazione dalla luminosità bolometrica, secondo le osservazioni di Matthee et al. (2024). La differenza tra la magnitudine osservata e quella prevista fornisce un coefficiente di estinzione pari a  $A_{UV} \sim 2.9$ , dovuto prevalentemente alla presenza di polveri (Figura 2.15). Considerando poi che la magnitudine in UV osservata include anche il contributo di emissione della formazione stellare, e quindi non solo quella dell'ipotetico AGN, il coefficiente  $A_{UV}$  risulterebbe sottostimato.

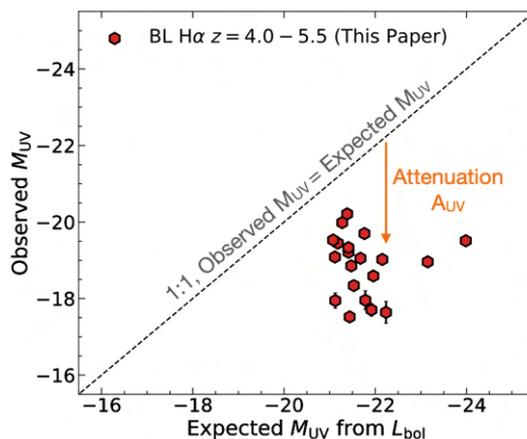


Figura 2.15: Magnitudine osservata in funzione di quella attesa. Sistematicamente i LRDs appaiono meno luminosi di quello che dovrebbero essere secondo le predizioni, ovvero si registrano magnitudini più alte. Fonte: Matthee et al. (2024) arXiv:2306.05448v3.

Dalle analisi di Matthee et al. (2024) si ricava poi una particolare correlazione tra i colori del *rest-frame* ottico, la massa del SMBH e l'emissione dell'AGN in relazione a quella della galassia ospite (nel caso in cui quest'ultima domini la componente stretta delle righe H $\alpha$ ). In particolar modo si osserva una correlazione tra la massa del buco nero centrale e l'arrossamento dei LRDs: i LRDs con i SMBHs più massicci sono anche quelli più arrossati, con una pendenza del continuo ottico sempre maggiore. Da ciò si deduce che la crescita del buco nero è accompagnata da un aumento dell'oscuramento

dell'intera galassia ospite a causa delle polveri. In Figura 2.16 viene schematizzata questa relazione secondo i dati di Matthee et al. (2024):

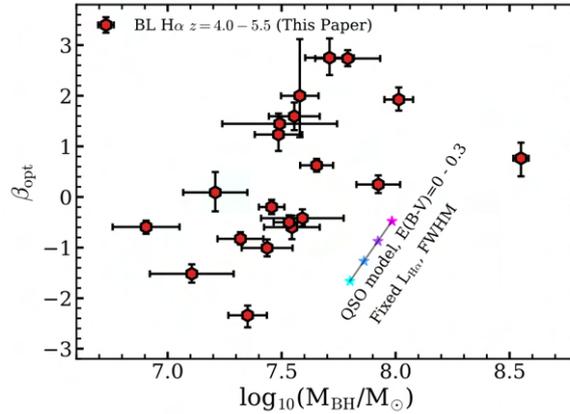


Figura 2.16: Pendenza del continuo ottico in funzione della massa del buco nero centrale (in scala logaritmica). Nel range di  $10^7 - 10^8 M_{\odot}$  si osserva meglio un aumento di pendenza all'aumentare della massa. Fonte: Matthee et al. (2024) arXiv:2306.05448v3.

Nell'ipotesi in cui l'emissione della componente stretta dell' $H\alpha$  sia dovuta alla formazione stellare (perché la componente stretta è riferita all'emissione della galassia ospite), quando la massa del buco nero è relativamente ancora piccola si osserva un flusso UV dato dalla formazione stellare, come ad esempio nelle sorgenti del catalogo analizzato da Matthee et al. (2024) con righe  $H\alpha$  poco allargate in cui il flusso proviene dalla componente stretta. Con l'aumentare della massa del SMBH però, l'emissione in ottico è dominata dall'AGN arrossato e polveroso, e si manifestano conseguentemente righe di emissione  $H\alpha$  con una componente larga maggiore, da cui proviene un flusso più alto rispetto a quello associato alla componente più stretta. Così in pratica l'AGN arrossato "eclissa" le regioni di formazione stellare e il flusso in UV diventa sempre più oscurato, fino a che non si raggiunge una fase in cui l'emissione è dominata da quella dell'AGN polveroso. In 2 oggetti del campione inoltre sono stati osservati dei profili di  $H\alpha$  più complessi, che mostravano segni di assorbimento: in uno la componente in assorbimento era spostata verso il rosso rispetto al centro del profilo di riga e nell'altro oggetto del campione era spostata verso il blu. Presumibilmente ciò è dovuto a flussi di gas entrante che alimentano la crescita del buco nero (componente spostata verso il rosso) e flussi uscenti all'interno della *broad line region* (componente spostata verso il blu) che tracciano l'inizio dei deflussi di gas guidati dall'AGN. Questa sequenza evolutiva è mostrata in Figura 2.17:

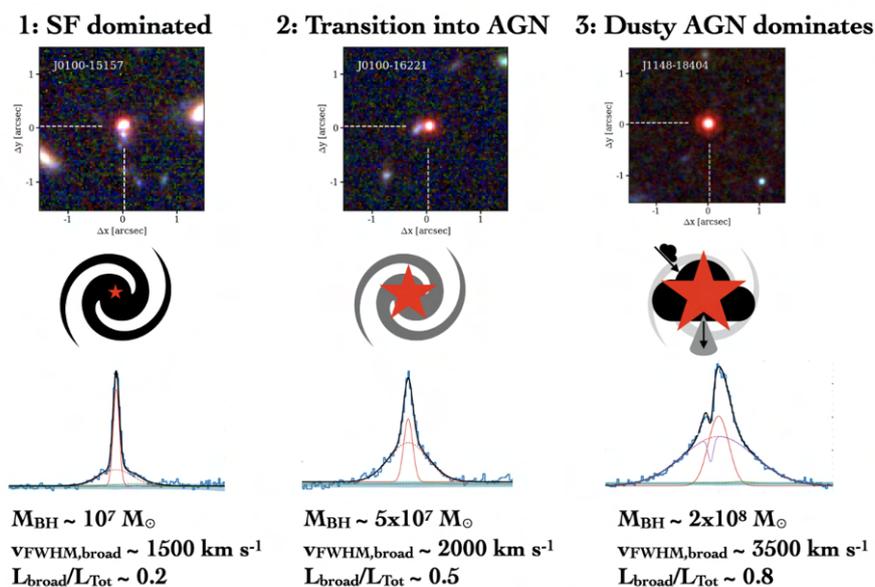


Figura 2.17: Sequenza evolutiva della relazione tra arrossamento dei LRDs e la crescita del SMBH: all'aumentare della massa del buco nero il flusso della componente larga della riga  $H\alpha$  domina sul totale e così la luce dell'AGN polveroso e arrossato oscura le regioni di formazione stellare e dunque il continuo UV. Fonte: Matthee et al. (2024) arXiv:2306.05448v3.

In più, sempre Matthee et al. (2024) mostra che l'estinzione  $A_{UV}$  aumenta con la frazione di flusso di  $H\alpha$  proveniente dalla componente più larga ( $F_{H\alpha,broad}/F_{H\alpha,total}$ ): quando l'AGN oscurato maschera l'emissione da formazione stellare l'intera SED viene arrossata, come si vede in Figura 2.18:

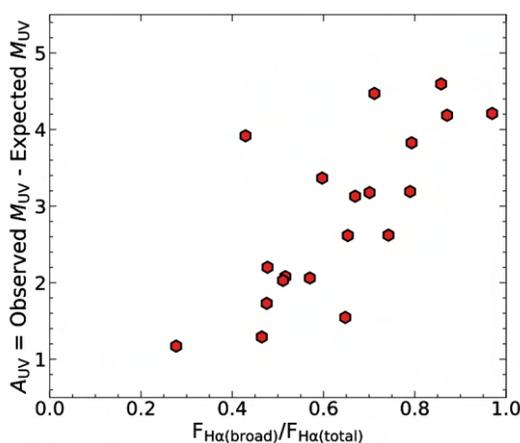


Figura 2.18: Estinzione in UV in funzione del flusso relativo  $F_{H\alpha,broad}$ . Si noti come all'aumentare del flusso proveniente dalla componente larga di  $H\alpha$  rispetto al totale (in cui è compresa anche l'emissione stellare) tendenzialmente aumenti l'estinzione. Fonte: Matthee et al. (2024) arXiv:2306.05448v3.

Revisionando i dati di Matthee et al. (2024) sulle righe  $H\alpha$  larghe presentate nella sezione 2.2.2, allargamenti di questa portata vengono ricondotti all'accrescimento del buco nero centrale super massiccio di massa  $10^7 - 10^8 M_\odot$ , in particolare al gas che ruota vorticosamente attorno ad esso con velocità estremamente elevate e che causa allargamento delle righe di emissione per effetto Doppler. Ciò è consistente con altre scoperte di AGN collocati ad alti redshift. Il tutto sembrerebbe indicare che i buchi neri nell'Universo primordiale abbiano subito una crescita molto rapida, poiché ad alti redshift e quindi ad epoche cosmiche passate già si registravano valori di massa particolarmente elevati. Sembrerebbe quindi che queste

sorgenti siano presumibilmente degli AGN fortemente arrossati che tracciano una fase precedentemente nascosta della crescita dei buchi neri, oscurata da polvere, nell'Universo primordiale.



## Capitolo 3

# Surveys a campo profondo di Euclid

Uno dei risultati chiave ricavato dall'analisi delle *surveys* fotometriche e spettroscopiche esposte nel Capitolo 2 è la distribuzione in redshift dei LRDs; in particolar modo si è visto che con le osservazioni di JWST non sono stati rilevati LRDs a  $z < 4$ . Oltre alle possibili spiegazioni enunciate nel paragrafo 2.2.3, la mancata rilevazione di questi oggetti astrofisici a distanze spazio-temporali più vicine potrebbe essere altresì dovuta alle limitazioni osservative del telescopio James Webb. Nonostante JWST sia in grado di osservare a grandi distanze con un elevato livello di dettaglio, non possiede un campo di vista eccezionalmente ampio, di soli circa 2.2 arcmin quadrati. È dunque plausibile che sia stato effettuato un campionamento numerico incompleto di LRDs causato dall'impossibilità di esaminare più grandi porzioni di cielo, e che quindi esistano oggetti anche a distanze spazio-temporali più vicine di  $z = 4$ . Questo spiegherebbe anche perché telescopi con capacità fotometriche pressoché simili a quelle di Euclid non abbiano osservato LRDs prima di JWST.

L'obiettivo di questa tesi è difatti quello di indagare sulla possibilità di trovare LRDs a redshift minori, rispetto ai dati ottenuti con JWST, e/o più luminosi simulando delle osservazioni con il **telescopio spaziale Euclid**. La scelta di questo strumento risiede nel fatto che possiede un campo di vista estremamente ampio rispetto a quello del James Webb, pari a circa  $0.5 \text{ deg}^2$ . Una caratteristica del genere rende Euclid adatto alla mappatura di grandi porzioni di cielo e all'estensione dell'identificazione dei LRDs su una più vasta scala spaziale. Aumentando il campo di vista è più probabile identificare nuovi LRDs e di allargare anche il range di redshift a cui questi oggetti si possono trovare. Previa una breve introduzione sulle specifiche tecniche del telescopio Euclid, in questo capitolo verrà esaminata la procedura adottata per verificare se risulta possibile la rilevazione di LRDs, utilizzando i filtri fotometrici di Euclid, a redshift minori di  $z = 4$ ; successivamente si cercherà di capire se questi oggetti siano luminosi abbastanza da poter effettivamente essere rilevati e se siano più o meno brillanti rispetto a quelli individuati dalle precedenti *surveys* di JWST.

### 3.1 Telescopio spaziale EUCLID

**Euclid** è un telescopio spaziale dell'Agenzia Spaziale Europea (ESA). La missione Euclid ha avuto inizio l'1 luglio 2023, quando il telescopio è stato lanciato da Cape Canaveral (Florida, USA) a bordo di un Falcon 9, appartenente all'agenzia spaziale SpaceX. È posto in orbita attualmente nel punto lagrangiano  $L_2$  del sistema Sole-Terra e la durata prevista della missione è di circa 6 anni. Il telescopio, che osserva in banda ottica e nel vicino infrarosso, è stato progettato con il compito di investigare la natura della materia oscura e l'espansione dell'universo su tempi-scala cosmologici (Racca et al. 2016).

#### 3.1.1 Specifiche tecniche e strumentazione a bordo

Il velivolo spaziale a cui bordo si trova il telescopio è composto da due moduli (Racca et al. 2016):

1. **Modulo di Servizio (*Satellite and Service Module*):** contiene tutti i sottosistemi del satellite necessari al funzionamento degli strumenti del telescopio. Comprende sistemi di controllo, di regolazione termica, di comunicazione e di navigazione, compresi anche sensori e giroscopi. All'interno è presente il pannello solare che contemporaneamente fornisce energia fotovoltaica all'apparato e lo protegge dall'illuminazione solare;
2. **Carico utile (*Payload Module*):** è costituito dal telescopio, da un sistema di guida (FGS, *Fine Guidance Sensor*), dal sistema di regolazione termica e dai rivelatori.

La struttura dell'apparato strumentale di Euclid è visibile in Figura [3.1](#)

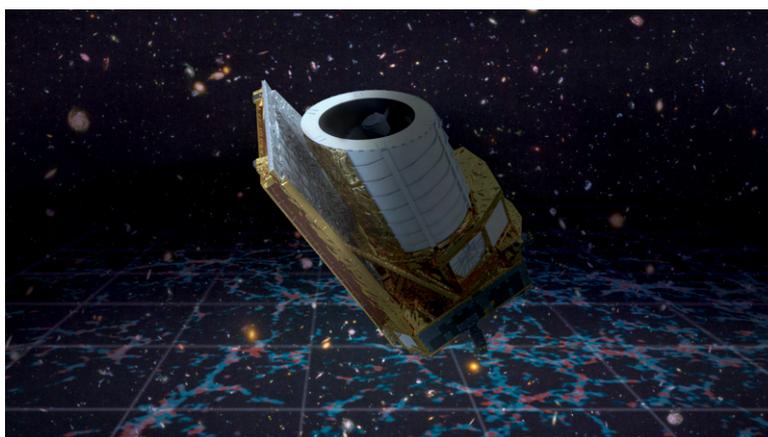


Figura 3.1: Apparato strumentale di Euclid: sulla sinistra è presente il pannello solare, al centro il cilindro bianco che contiene e protegge il telescopio all'interno e alla base si trova la struttura del *payload module*, che contiene gli strumenti quali NISP e VIS. Credit: ESA.int

Come discusso da Mellier et al. (2024) e Racca et al. (2016), il telescopio Euclid è in configurazione Korsch, possiede cioè 3 specchi anastigmatici, realizzati in carburo di silicio: uno specchio primario ellissoidale (M1), uno specchio secondario iperbolico (M2) e uno specchio terziario ellissoidale (M3); quello primario ha un diametro di 1.2 metri, una lunghezza focale di 24.5 metri e campo visivo di  $1.25 \times 0.73 \text{ deg}^2$ . La strumentazione è mantenuta a temperature inferiori a 130 K. Il telescopio indirizza la luce a due strumenti tramite un filtro dicroico posto nella pupilla di uscita, che separa la luce in una componente visibile e una in infrarosso: la luce riflessa viene condotta allo strumento per la misura della luce nella banda del visibile (detto VIS) e la luce trasmessa dal dicroico raggiunge lo strumento per la misura nella banda del vicino infrarosso (detto NISP). Tale strumentazione scientifica è inserita nell'apparato come in Figura [3.2](#) e possiede le seguenti caratteristiche tecniche:

1. **Near Infrared Spectrometer and Photometer (NISP):** effettua fotometria nel vicino infrarosso e spettroscopia *slitless*. Possiede 3 filtri (Y, J, H), le cui coperture in lunghezza d'onda sono esposte più avanti in Tabella [A.1](#). Studi spettroscopici permetteranno la misura della distribuzione in redshift delle galassie dall'analisi della riga di emissione  $H\alpha$ . Il piano focale di NISP è composto da una matrice di  $4 \times 4$  sensori a infrarosso da  $2040 \times 2040$  pixel, con un campo visivo di  $0.53 \text{ deg}^2$  ed una risoluzione di 0.3 secondi d'arco per pixel;
2. **Visible Instrument (VIS):** si occupa di registrare immagini ad alta risoluzione in banda ottica (possiede un solo filtro a banda larga che copre un range in lunghezza d'onda pari a  $4970.77\text{-}9317.59 \text{ \AA}$ ). Il piano focale di VIS è composto da una matrice di  $6 \times 6$  CCD (detectors) da  $4096 \times 4132$  pixel per un totale di circa 600 Mpixel. Possiede un campo di vista di circa  $0.54 \text{ deg}^2$ , con una risoluzione di 0.1 secondi d'arco per pixel. La fotometria permetterà di misurare la distorsione delle forme delle galassie dovute al *lensing* gravitazionale prodotto, prevalentemente, dalla materia oscura.

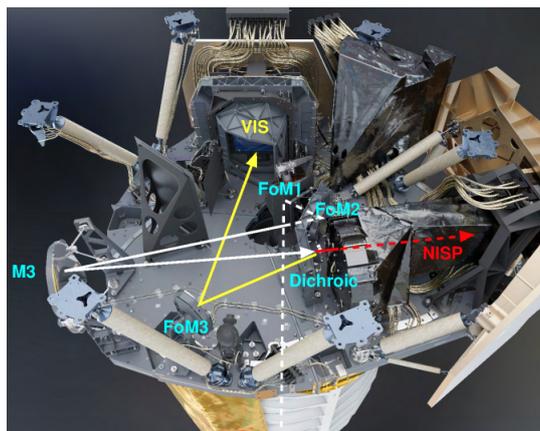


Figura 3.2: Collocazione degli strumenti VIS e NISP all'interno dell'apparato strumentale di Euclid. La luce riflessa (freccia gialla) è indirizzata verso VIS, mentre quella trasmessa (freccia bianca) verso NISP. Credit: ESA.int, riadattata da Mellier et al.2024

La missione Euclid principalmente conduce due diverse *surveys*:

- ***Euclid Wide Survey (EWS)***: copre un'ampia area di osservazione pari a  $15.000 \text{ deg}^2$ , in porzioni del cielo non contaminate dalla luce e dalle polveri della Via Lattea e del sistema solare per lo studio di galassie molto lontane (ESA Cosmos & Euclid Consortium);
- ***Euclid Deep Survey***: copre un'area di osservazione ridotta a circa  $53 \text{ deg}^2$  in totale divisa tra tre sotto-aree osservate per un tempo maggiore rispetto a quelle della EWS, dette *Euclid Deep Fields (EDF)*: EDF-North ( $20 \text{ deg}^2$ ), EDF-South ( $23 \text{ deg}^2$ ) e EDF-Fornax ( $10 \text{ deg}^2$ ). Lo scopo è quello di riuscire a rilevare oggetti molto deboli nell'Universo primordiale, difatti rispetto a EWS si ottiene un guadagno in termini di profondità osservativa di circa 2 magnitudini (ESA Cosmos & Euclid Consortium).

## 3.2 Procedura di rilevazione di *Little Red Dots* con Euclid

### 3.2.1 Determinazione del range di redshift di osservazione di LRDs

Come esposto nel paragrafo [2.2.1](#), i LRDs sono sorgenti compatte con uno spettro caratterizzato da un continuo rosso molto ripido nel *rest-frame* ottico e un continuo blu nel *rest-frame* UV. La combinazione di un continuo blu e di un ripido continuo rosso fanno assumere allo spettro una caratteristica "forma a V". Ci occuperemo di verificare di possedere un numero sufficiente di filtri per definire le pendenze dei due continui.

Analogamente alla procedura di selezione adottata da Kocevski et al. (2024) per l'identificazione dei LRDs, il primo passo consiste nell'utilizzare i filtri fotometrici di Euclid e individuare, al variare del redshift, quali di essi traccino la parte blu dello spettro dei LRDs (a sinistra del Balmer *break*) e quali invece la parte rossa (a destra del Balmer *break*). Nello specifico, questo implica verificare a quali redshift il filtro rileva lunghezze d'onda minori di  $3645 \text{ \AA}$  (e quindi traccia la parte blu) e a quali invece rileva lunghezza d'onda maggiori di  $3645 \text{ \AA}$  (e dunque traccia la parte rossa). Per farlo innanzitutto si utilizza la formula del redshift, come nella seguente equazione:

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{rest}}{\lambda_{rest}} \quad (3.1)$$

dove imponiamo come lunghezza d'onda nel *rest-frame*  $\lambda_{rest} = 3645 \text{ \AA}$  e lunghezza d'onda osservata  $\lambda_{obs}$  quelle limite di copertura dei vari filtri. Il tracciamento della parte blu dello spettro viene fatto utilizzando la lunghezza d'onda massima  $\lambda_{max}$  osservabile dei vari filtri, come nella seguente formula:

$$z_{blue} = \frac{\lambda_{max} - \lambda_{rest}}{\lambda_{rest}} \quad (3.2)$$

Osservando così lunghezze d'onda  $\lambda_{rest} < 3645 \text{ \AA}$  (a sinistra del Balmer *break*), per  $z > z_{blue}$  il filtro traccia la parte blu dello spettro. Riguardo il tracciamento di questa zona è bene tener conto dell'assorbimento della radiazione blu da parte del mezzo interstellare, ovvero delle nubi di idrogeno neutro poste tra la sorgente e l'osservatore. Questo assorbimento si può modellizzare semplicemente imponendo che il flusso a  $\lambda_{rest} < 1216 \text{ \AA}$  (riga *Lyman- $\alpha$* ) ricevuto sia nullo. Questo implica che i filtri blu registreranno flusso fino un redshift limite, che si ottiene ponendo  $\lambda_{rest} = 1216 \text{ \AA}$  in Equazione [3.2](#).

Analogamente il tracciamento della parte rossa si ottiene considerando la lunghezza d'onda minima  $\lambda_{min}$  osservabile dei vari filtri, come nella seguente equazione:

$$z_{red} = \frac{\lambda_{min} - \lambda_{rest}}{\lambda_{rest}} \quad (3.3)$$

dunque osservando lunghezze d'onda  $\lambda_{rest} > 3645 \text{ \AA}$  (a destra del Balmer *break*), per  $z < z_{red}$  il filtro traccia la parte rossa dello spettro. Viene adottata questa specifica procedura per trascurare determinati intervalli di redshift in cui viene tracciata contemporaneamente sia parte blu che parte rossa.

I filtri fotometrici utilizzati per questa indagine sono quelli di NISP (J, H, Y) e VIS di Euclid. Oltre a questi sfrutteremo anche quelli di IRAC (1&2) del telescopio Spitzer e quelli del *Large Synoptic Survey Telescope* (LSST) (u, g, r, i, z) come strumenti ausiliari. In Appendice [A.1](#) sono elencati in Tabella [A.1](#), [A.3](#) e [A.2](#) le principali caratteristiche di tutti i filtri.

Applicando la formula dei redshift  $z_{blue}$  e  $z_{red}$  a ciascun filtro è stato possibile realizzare il grafico in Figura [3.3](#), che mostra per ciascun filtro quali sono i range di redshift in cui viene tracciata la parte rossa e la parte blu dello spettro:

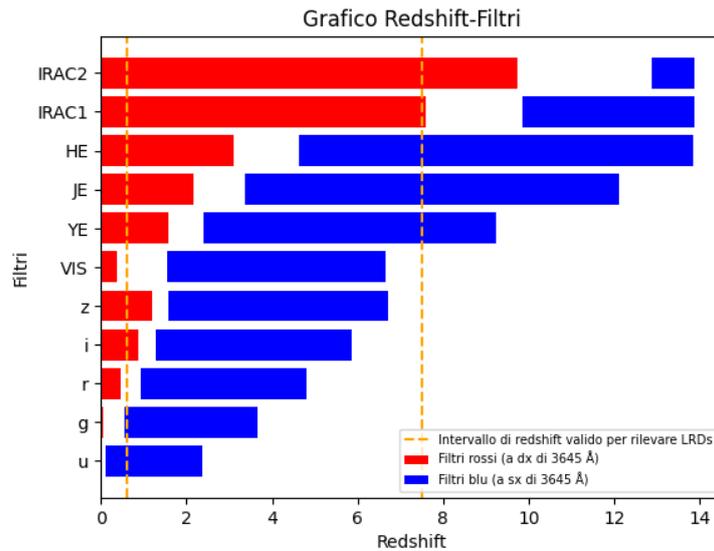


Figura 3.3: Grafico Redshift-Filtri. Le barre rosse indicano in quale range di redshift ciascun filtro traccia la parte rossa, a destra di  $3645 \text{ \AA}$ , analogamente quelle blu indicano l'intervallo di redshift in cui il filtro traccia la parte blu, a sinistra di  $3645 \text{ \AA}$ . Lo spazio vuoto tra barre rosse e blu definisce intervalli di redshift in cui un filtro traccia un po' la parte blu e un po' quella rossa. Le linee tratteggiate arancioni delimitano l'intervallo di redshift in cui è possibile rilevare LRDs.

Considerando lo spettro di un LRDs, per poter ricavare le pendenze del *rest-frame* UV e ottico è necessario verificare, fissato un certo  $z$ , di avere a disposizione almeno due filtri blu e due filtri rossi. Questo è banalmente dovuto al fatto che per eseguire il *fit* di una retta di pendenza servono come minimo due punti di campionamento. Un esempio è rappresentato chiaramente in Figura 2.3, sempre tratto da Kocevski et al. (2024), in cui viene eseguito il *fit* di una retta di pendenza sullo spettro di alcuni LRDs. Dall'analisi del grafico in Figura 3.3 vediamo subito che per  $z > 7.5$  non è possibile definire la pendenza del continuo ottico per mancanza di un filtro rosso, mentre ci sono più di due filtri blu per calcolare la pendenza del continuo UV; analogamente per  $z < 0.6$  non si hanno filtri blu a sufficienza per ottenere la pendenza del continuo UV. Dunque in prima approssimazione nell'intervallo di redshift  $0.6 \leq z \leq 7.5$  (i cui limiti sono definiti dalle due linee verticali tratteggiate arancioni nel grafico 3.3) si hanno almeno due filtri rossi e due blu per ricavare le *slopes* nei due *rest-frame* UV e ottico: è questo il range di redshift in cui si possono selezionare i LRDs con Euclid e con i dati ausiliari di Spitzer e di LSST. Considerando invece soltanto la strumentazione di Euclid si osserva che il telescopio da solo non è in grado di rilevare LRDs secondo questa procedura. Non è possibile condurre questa analisi con soli i filtri di Euclid, ma è necessario l'impiego di strumenti ausiliari. Inoltre, gli spazi vuoti tra le barre di colore, che rappresentano intervalli di  $z$  in cui viene tracciata un po' la parte rossa e un po' quella blu, non sono utilizzabili ai fini dell'indagine in quanto si tratta di regioni in cui il filtro si colloca nella zona di minimo dello spettro. La pendenza, che sia quella blu o quella rossa, in queste regioni non è misurabile con questo filtro.

### 3.2.2 Realizzazione di spettri simulati

Avendo individuato nel paragrafo precedente l'intervallo di redshift utile per l'identificazione dei LRDs, in cui ci sono abbastanza filtri per tracciare le due parti dello spettro, lo step successivo è quello di verificare se questi oggetti siano abbastanza brillanti per essere effettivamente rilevabili. Per fare questo verranno realizzati dei semplici spettri simulati che saranno spostati ai vari redshift per vedere se l'ipotetico flusso registrato nei filtri è sopra il limite di detezione. Definiamo una distribuzione spettrale caratterizzata da due leggi di potenza della forma indicata come segue:

$$m = -2.5(\beta + 2) \log(\lambda) + c \quad (3.4)$$

dove  $m$  è la magnitudine apparente,  $\beta$  la pendenza e  $c$  una costante di normalizzazione. Nel caso dei LRDs, le due *power laws* descriveranno rispettivamente il continuo UV (con una certa pendenza  $\beta_{UV}$  negativa e un coefficiente  $c_b$ ) e il continuo ottico (con una certa pendenza  $\beta_{OPT}$  positiva e un coefficiente  $c_r$ ), tali per cui lo spettro assume la classica forma a v, con un minimo comune posto a  $3645\text{\AA}$ . Le due leggi di potenza messe insieme sono visibili in un esempio in Figura 3.4

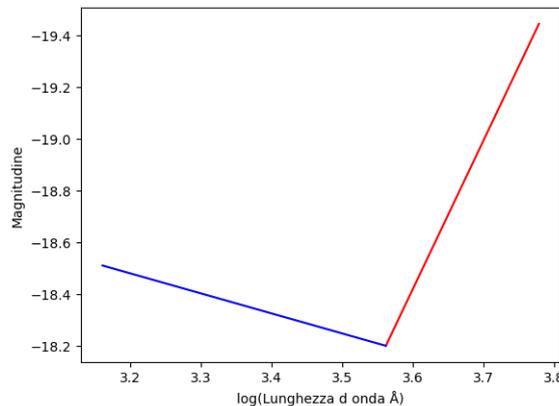


Figura 3.4: Esempio di spettro simulato modellizzato da due leggi di potenza descritte da  $m_{UV}$  (in blu) e  $m_{opt}$  (in rosso), normalizzato alla magnitudine UV -18.51 a  $1450\text{\AA}$ .

I filtri sono caratterizzati da specifiche profondità osservative massime, consultabili nelle Tabelle [A.1](#), [A.2](#) e [A.3](#)

Considerando i risultati di Kocevski et al. (2024) sulle pendenze degli spettri dei 341 LRDs esaminati nella sua ricerca (consultabili presso il sito [20](#) in Bibliografia), si ponga per adesso  $\beta_{UV} = -1.77$  e  $\beta_{OPT} = 0.98$ , corrispondenti ai valori mediani del catalogo. Un'analisi con questi valori consente di analizzare il trend centrale della distribuzione di dati. Siano quindi [3.5](#) e [3.6](#) le due leggi di potenza dello spettro mediano:

$$m_{UV} = -0.575 \cdot \log(\lambda) + c_b \quad (3.5)$$

$$m_{OPT} = -7.45 \cdot \log(\lambda) + c_r \quad (3.6)$$

Per questa analisi vengono adottati i seguenti parametri cosmologici:  $\Omega_M = 0.3$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.7$  e  $H_0 = 70$  km/s/Mpc, coerentemente con quelli usati negli studi delle varie *surveys* esaminate. La procedura da adottare è la seguente:

1. Consideriamo uno spettro osservato ad un generico redshift  $z$ . Questo subirà uno spostamento verso il rosso, ovvero verso destra, di un fattore  $1 + z$ . Per ricavare i coefficienti  $c_b$  e  $c_r$  si realizza su Python un ciclo `while`. Inizialmente si normalizzano le due leggi di potenza alla profondità osservativa più alta che si trova ad un dato  $z$  in base alla disponibilità dei filtri: per  $z \leq 1.5$  si usa quella del filtro  $g$  di LSST, ovvero  $m = 25.25$ , per  $1.6 \leq z \leq 6.6$  si usa quella di  $VIS$  di Euclid,  $m = 26.20$ , infine per  $6.7 \leq z \leq 7.5$  si usa quella di  $J$  di Euclid,  $m = 24.50$ . Si impone quindi in UV che alla lunghezza d'onda  $\lambda = 1450 \cdot (1 + z)$  Å,  $m_{UV}$  sia uguale alla magnitudine massima rilevabile. Ricaviamo così  $c_b$ . Successivamente, nel punto di minimo dello spettro in  $\lambda = 3645 \cdot (1 + z)$ , si pone  $m_{UV} = m_{OPT}$ , ovvero si richiede che le due leggi di potenza in quel punto si uniscano. Così otteniamo  $c_r$ ;
2. Note per adesso le costanti di normalizzazione, a questo punto viene simulata un'osservazione alle lunghezze d'onda di riferimento  $\lambda_{ref}$  delle varie bande (consultabili in Tabella [A.1](#), [A.2](#) e [A.3](#)). Vengono quindi calcolate le magnitudini  $m_{UV}$  con i filtri blu e  $m_{OPT}$  con i filtri rossi, a seconda del redshift, corrispondenti alle lunghezze d'onda di riferimento delle varie bande. Anche qui, per tener conto dell'assorbimento del mezzo interstellare, si impone che se la magnitudine in UV è osservata con un certo filtro a lunghezze d'onda inferiori a  $1216 \cdot (1 + z)$  allora il flusso non sarà rilevabile da quella banda fotometrica;
3. Occorre verificare adesso di disporre, per ogni  $z$ , almeno due filtri blu e due filtri rossi che non eccedano il limite di detezione stabilito per ogni banda. Se queste condizioni sono soddisfatte si ottiene la magnitudine di normalizzazione in UV, che rappresenta effettivamente quella massima registrabile, e il ciclo `while` si interrompe, altrimenti è necessario alzare il limite imposto sulla luminosità, ovvero diminuire la magnitudine limite, poiché significa che gli oggetti devono essere più brillanti per poter essere osservati. Ciò si traduce in una ripetizione del ciclo `while` di Python applicando ad ogni iterazione un decremento di  $-0.05$  alla magnitudine di normalizzazione impostata precedentemente finché non si ottengono almeno due bande blu e due rosse che registrano oggetti abbastanza brillanti entro i limiti di detezione;
4. Una volta che sono soddisfatte tutte le richieste, le magnitudini di normalizzazione in UV massime vengono convertite in magnitudini assolute, tramite la seguente equazione:

$$M = m - (m - M) + 2.5 \cdot \log_{10}(1 + z) \quad (3.7)$$

dove  $m$  è la magnitudine apparente ricavata dalla normalizzazione,  $(m - M) = -5 + 5 \log_{10}(d)$  corrisponde al modulo di distanza (differenza tra il valore assoluto e quello apparente della magnitudine tenendo conto della distanza). Questa formula tiene conto anche del fatto che non si stanno osservando le porzioni di spettro corrispondenti

effettivamente alle lunghezze d'onda di riferimento dei filtri, ovvero che si osservano porzioni dello spettro che originariamente, se ci trovassimo nel *rest-frame* della sorgente, sono più blu. Ciò accade perché lo spettro è spostato verso destra e questa correzione, detta *K correction*, permette di riportare le lunghezze d'onda di riferimento alla corretta porzione di spettro, spostandole verso destra di un fattore  $1 + z$ . A questi redshift è opportuno utilizzare la distanza di luminosità  $d_L$ , in Equazione [3.8](#) che determina la distanza tenendo conto del moto di espansione dell'universo, regolato dal bilancio tra quantità di materia ( $\Omega_M$ ) e di energia oscura ( $\Omega_\Lambda$ ), opposta alla gravità.

$$d_L = \frac{c}{H_0} \cdot (1 + z) \cdot \int_0^z \frac{dz'}{(1 + z') \sqrt{(1 + z')^3 \Omega_M + (1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda)(1 + z')^2 + \Omega_\Lambda}} \quad (3.8)$$

5. Ripetendo questa procedura per tutti i redshift nell'intervallo  $0.6 \leq z \leq 7.5$  si ricava così fino a quale magnitudine massima i LRDs potrebbero essere rilevati tramite questo studio, cioè quale dovrebbe essere la loro luminosità minima per poter essere identificabili dai filtri messi a disposizione, per ogni redshift.

### Misura delle incertezze delle magnitudini assolute mediane in UV

Una procedura statisticamente valida per il calcolo delle incertezze consisterebbe nel ripetere il procedimento appena discusso un numero sufficientemente alto di volte (almeno un centinaio, per una buona fondatezza statistica) estraendo una coppia di  $(\beta_{UV}, \beta_{opt})$  casualmente dal catalogo completo di Kocevski et al. (2024) e lavorando quindi su un campione estremamente numeroso di dati, per poi calcolarne la media e la deviazione standard. È possibile, tuttavia, semplificare i calcoli assumendo che la pendenza del continuo UV sia correlata a quella ottica (in questo caso che un aumento della pendenza in UV implichi una diminuzione in ottico e viceversa). Così facendo, è possibile condurre uno studio basandosi semplicemente sui valori mediani delle pendenze. Dunque per avere una stima qualitativa delle incertezze associate a queste magnitudini si sceglie di ripetere l'operazione appena discussa realizzando degli spettri simulati con le pendenze relative al 16esimo e 84esimo percentile della distribuzione di  $\beta_{UV}$  e  $\beta_{opt}$  del catalogo di Kocevski. Il 16esimo e 84esimo percentile rappresentano rispettivamente il valore che si ottiene sottraendo e aggiungendo una quantità pari a  $1\sigma$  (deviazione standard) al valore medio della distribuzione in questione. Costituiscono dunque le misure di pendenza che si otterrebbero con un errore di  $\pm 1\sigma$  rispetto al valor medio. Questo ci consente di esplorare un intervallo di valori possibili che le magnitudini limite assumono al variare delle pendenze, e di valutare come questi si distribuiscono attorno alle quantità mediane al fine di ottenere una panoramica generale sulle incertezze, basandoci sulle assunzioni fatte. Le pendenze di riferimento sono in questo caso  $\beta_{UV} = -2.31$ ,  $\beta_{opt} = 0.30$ , per il 16esimo percentile, e  $\beta_{UV} = -1.24$ ,  $\beta_{opt} = 1.99$ , per l'84esimo percentile. Dunque per ogni  $z$  si ricavano in totale 3 valori di magnitudini: uno ricavato dallo spettro mediano e gli altri due dagli spettri con i percentili. Gli errori associati alle magnitudini limite mediane (che non saranno necessariamente simmetrici) si ottengono sottraendo a queste quantità singolarmente le magnitudini del 16esimo e dell'84esimo percentile.

### 3.2.3 Presentazione e discussione dei risultati

I risultati ottenuti sono disposti graficamente in Figura [3.5](#).

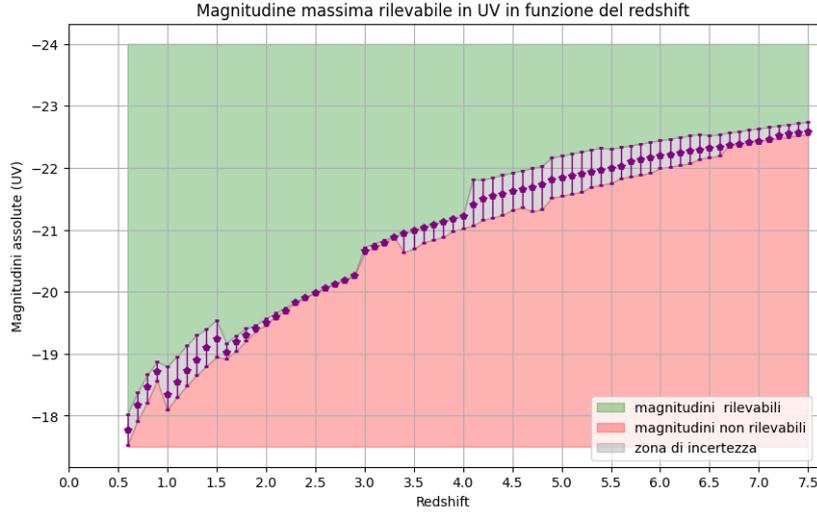


Figura 3.5: Valori delle magnitudini limite in UV ricavate dallo spettro mediano, con le barre di errore, e illustrazione delle zone di rilevabilità delle sorgenti in termini di magnitudini. L'area in verde racchiude i valori al di sotto del limite di detezione, corrispondenti quindi ad oggetti sufficientemente brillanti per essere rilevabili, quella rossa al contrario contiene valori che superano la magnitudine massima consentita; in grigio l'intervallo di incertezza sulla rilevabilità.

In Figura 3.5 localmente a  $z = 1$  e  $z = 1.6$  il trend presenta un aumento della magnitudine limite osservabile, presumibilmente dovuto alla comparsa in banda blu del filtro  $r$ , a  $z = 1$ , che ha una profondità osservativa maggiore di  $u$ , e del filtro  $VIS$ , a  $z = 1.6$ , con la profondità più alta di tutti: questo logicamente permette di osservare oggetti più deboli, dunque aumenta localmente la magnitudine massima osservabile. A  $z = 3$  invece la magnitudine limite cala, servono oggetti sempre più brillanti in quanto il filtro  $g$  (che ha la seconda profondità osservativa più alta) non è più disponibile, poiché osserva una regione dello spettro in cui il flusso non è rilevabile a causa dell'assorbimento da idrogeno neutro. Il trend generale, inevitabilmente, indica comunque che all'aumentare del redshift gli oggetti debbano essere sempre più brillanti per poter essere osservati, questo ovviamente a causa della distanza crescente.

I valori delle magnitudini limite assolute relative allo spettro mediano in funzione del redshift sono consultabili in Appendice A.2 nelle Tabelle A.4 e A.5. Le simulazioni condotte in questo studio prevedono che ad ogni  $z$  nell'intervallo  $0.6 \leq z \leq 7.5$  sia possibile ottenere la rilevazione di LRDs in 2 bande blu e 2 bande rosse, necessarie per stimare le pendenze del continuo UV e ottico di queste sorgenti astrofisiche, entro i limiti di detezione stabiliti singolarmente per ogni filtro. Un'ipotetica indagine di LRDs tramite la combinazione dei filtri di Euclid e di quelli ausiliari di LSST e Spitzer permetterebbe quindi di superare le capacità osservative del telescopio JWST e di individuare tali oggetti anche a  $z < 4$  grazie ad un più ampio campo visivo. Per poter essere visibili, i LRDs in questo range di redshift fino a  $z < 4$  devono avere al massimo una magnitudine assoluta in UV compresa tra  $M = -17.53$  e  $M = -21.18$  (considerando gli estremi degli intervalli di incertezza), a seconda dello specifico redshift. Analogamente nell'intervallo  $4.0 \leq z \leq 7.5$  invece sarebbe possibile individuare i LRDs al massimo con magnitudini assolute in UV comprese tra  $M = -21.02$  e  $M = -22.74$  a seconda del redshift.

È possibile adesso fare un confronto con i risultati delle precedenti *surveys* di JWST individuando il range di  $z$  di osservazione comune. Matthee et al. (2024) rileva in  $4 < z < 6$  valori di magnitudine assoluta in UV in media compresa tra  $-18$  e  $-21$ . A queste distanze spazio-temporali Euclid potrebbe trovare oggetti con magnitudini inferiori a  $-21$ , considerando i valori in Tabella A.5 entro gli errori, tenendo conto che sarebbe possibile individuare con Euclid LRDs al limite con magnitudini assolute comprese tra  $M = -21.02$  e  $M = -22.42$  in UV a seconda del redshift in cui si trovano. Potrebbe individuare quindi solo oggetti più brillanti. In confronto ai dati di Kocevski et al. (2024), che in  $4.0 \leq z \leq 7.5$

rileva in media magnitudini assolute nel range  $-15.90 > M > -23.70$ , alcune delle magnitudini massime rilevabili da Euclid rientrano in questo intervallo. Rispetto ai risultati di Greene et al. (2023) (che ricava valori medi di magnitudini nell'intervallo  $-17 > M > -19.5$ ) Euclid potrebbe osservare invece solo sorgenti più luminose, perché anche tenendo conto delle incertezze la magnitudine assoluta limite è sempre minore di  $-19.5$ .

In generale si evince che il telescopio Euclid riuscirebbe potenzialmente a osservare LRDs a distanze minori rispetto alle analisi condotte da JWST, ma a redshift superiori quest'ultimo è in grado di individuare oggetti che per Euclid sarebbero troppo deboli, date le limitazioni osservative dei filtri.

### 3.3 Conclusioni

Di seguito si riassumono i risultati principali ricavati dalle analisi svolte nel paragrafo precedente sulla possibile rilevazione di LRDs tramite Euclid:

- È stato individuato l'intervallo di redshift  $0.6 \leq z \leq 7.5$  in cui vi sono almeno 2 filtri blu e 2 filtri rossi, rispettivamente a sinistra e a destra del Balmer *break*, necessari per determinare le pendenze del continuo UV e del continuo ottico dei LRDs. Questo non risulta possibile utilizzando esclusivamente i filtri di Euclid, ma servono anche le bande ausiliarie di LSST e Spitzer;
- Tramite l'utilizzo di leggi di potenza è stato possibile modellizzare spettri simulati *v-shaped* dei LRDs, sfruttando i dati ricavati da Kocevski et. al(2024) sulle distribuzioni delle pendenze  $\beta_{UV}$  e  $\beta_{opt}$ . Tali spettri sono stati normalizzati alla magnitudine massima registrabile, ottenibile richiedendo la presenza di almeno due filtri rossi e 2 filtri blu che rilevassero al di sotto delle specifiche profondità osservative per ogni  $z$  nell'intervallo sopracitato;
- Da questa analisi è stato verificato che risulterebbe possibile identificare i LRDs anche a  $z < 4$  sfruttando il più ampio campo di vista di Euclid, contrariamente alle precedenti ricerche di JWST;
- Confrontando i risultati di questa tesi con quelli ottenuti dalle precedenti *surveys* di JWST nel range  $4.0 \leq z \leq 7.5$  si osserva che in media risulterebbe possibile osservare in parte sia oggetti ugualmente luminosi che potenzialmente più brillanti rispetto ad alcuni di quelli già individuati da JWST. Quest'ultimo però riesce a rilevare oggetti che per Euclid sarebbero troppo poco luminosi a questi redshift.



# Appendice A

## Elenco Tabelle

### A.1 Tabelle dei Filtri

Nelle tabelle [A.1](#), [A.2](#) e [A.3](#) sono elencate le caratteristiche in termini di intervallo di lunghezza d'onda di copertura, lunghezza d'onda di riferimento e profondità osservativa.

Tabella A.1: Copertura in lunghezza d'onda dei filtri Y, J e H dello strumento NISP e del filtro di VIS, entrambi di Euclid. Sono riportate la lunghezza d'onda minima e massima coperta da ciascun filtro nelle osservazioni, assieme alle lunghezze d'onda di riferimento e alle profondità osservative. Fonte: SVO Filter Profile Service, Tabella 1 di Bisigello et al.2024

FILTRI	$\lambda_{min}$ (Å)	$\lambda_{max}$ (Å)	$\lambda_{ref}$ Å	Profondità osservativa (mag)
NISP.Y	9381.52	12435.44	10785.39	24.30
NISP.J	11522.58	15951.97	13620.63	24.50
NISP.H	14971.70	20568.14	17648.80	24.40
VIS	4970.77	9317.59	7103.37	26.20

Tabella A.2: Copertura in lunghezza d'onda dei filtri u, g, r, i, z di LSST, lunghezze d'onda di riferimento e profondità osservative. Fonte: SVO Filter Profile Service, Tabella 1 di Bisigello et al.2024

FILTRI	$\lambda_{min}$ (Å)	$\lambda_{max}$ (Å)	$\lambda_{ref}$ Å	Profondità osservativa (mag)
u	3061.21	4080.36	3562.92	24.35
g	3871.96	5665.26	4746.34	25.25
r	5376.31	7055.18	6201.50	24.85
i	6765.95	8325.18	7535.67	23.95
z	8035.64	9380.16	8701.83	24.15

Tabella A.3: Copertura in lunghezza d'onda dei filtri IRAC 1 & 2 di Spitzer, lunghezze d'onda di riferimento e profondità osservative. Fonte: SVO Filter Profile Service, Tabella 1 di Bisigello et al.2024

FILTRI	$\lambda_{min}$ (Å)	$\lambda_{max}$ (Å)	$\lambda_{ref}$ Å	Profondità osservativa (mag)
IRAC 1	31296.24	39614.36	35378.41	24.80
IRAC 2	39173.28	50560.57	44780.49	24.70

## A.2 Tabelle dei Risultati

Vengono riportati nelle Tabelle [A.4](#) e [A.5](#) i risultati delle magnitudini limite assolute in UV dei 3 spettri simulati ad ogni redshift  $z$  e gli errori associati alle magnitudini assolute dello spettro mediano in Figura [3.5](#) riportati in tabella come  $err_- = M - err$  e  $err_+ = M + err$  (ricavate singolarmente facendo la differenza tra la magnitudine mediana e la magnitudine del 16esimo/84esimo percentile), data l'asimmetria dell'intervallo di incertezza.

$z$	$M_{16}$	$M_{84}$	$M$	$err_-$	$err_+$
0.6	-18.03	-17.53	-17.78	0.25	0.25
0.7	-18.37	-17.92	-18.17	0.20	0.25
0.8	-18.66	-18.21	-18.46	0.20	0.25
0.9	-18.87	-18.57	-18.72	0.15	0.15
1.0	-18.80	-18.10	-18.35	0.45	0.25
1.1	-18.95	-18.30	-18.55	0.40	0.25
1.2	-19.13	-18.48	-18.73	0.40	0.25
1.3	-19.30	-18.65	-18.90	0.40	0.25
1.4	-19.40	-18.80	-19.10	0.30	0.30
1.5	-19.54	-18.94	-19.24	0.30	0.30
1.6	-19.17	-18.92	-19.02	0.15	0.10
1.7	-19.30	-19.05	-19.20	0.10	0.15
1.8	-19.41	-19.21	-19.31	0.10	0.10
1.9	-19.46	-19.36	-19.41	0.05	0.05
2.0	-19.56	-19.46	-19.51	0.05	0.05
2.1	-19.66	-19.61	-19.61	0.05	0.00
2.2	-19.75	-19.70	-19.70	0.05	0.00
2.3	-19.78	-19.83	-19.83	0.00	0.05
2.4	-19.86	-19.91	-19.91	0.00	0.05
2.5	-19.94	-20.04	-19.99	0.05	0.05
2.6	-20.01	-20.11	-20.06	0.05	0.05
2.7	-20.08	-20.23	-20.13	0.10	0.05
2.8	-20.09	-20.30	-20.20	0.10	0.11
2.9	-20.16	-20.36	-20.26	0.10	0.10
3.0	-20.72	-20.62	-20.67	0.05	0.05
3.1	-20.78	-20.73	-20.73	0.05	0.00
3.2	-20.84	-20.79	-20.79	0.05	0.00
3.3	-20.84	-20.89	-20.89	0.00	0.05
3.4	-20.94	-20.64	-20.94	0.00	0.30
3.5	-20.99	-20.70	-20.99	0.00	0.29
3.6	-21.04	-20.79	-21.04	0.00	0.25
3.7	-21.09	-20.84	-21.09	0.00	0.25
3.8	-21.13	-20.89	-21.13	0.00	0.24
3.9	-21.18	-20.98	-21.18	0.00	0.20

Tabella A.4: Tabelle delle magnitudini assolute  $M_{16}$ ,  $M_{84}$  (rispettivamente degli spettri con i 16esimi e 84esimi percentile delle pendenze  $\beta_{UV}$  e  $\beta_{opt}$ ) e  $M$  (spettro mediano) con errori associati (intervallo asimmetrico) per  $z < 4$ .

$z$	$M_{16}$	$M_{84}$	$M$	$err_-$	$err_+$
4.0	-21.12	-21.02	-21.22	0.00	0.10
4.1	-21.82	-21.07	-21.41	0.41	0.34
4.2	-21.81	-21.16	-21.51	0.30	0.35
4.3	-21.84	-21.20	-21.55	0.29	0.35
4.4	-21.89	-21.24	-21.59	0.30	0.35
4.5	-21.92	-21.32	-21.62	0.30	0.30
4.6	-21.96	-21.36	-21.66	0.30	0.30
4.7	-21.96	-21.30	-21.70	0.26	0.40
4.8	-21.99	-21.33	-21.73	0.26	0.40
4.9	-22.03	-21.52	-21.82	0.21	0.30
5.0	-22.17	-21.55	-21.85	0.32	0.30
5.1	-22.20	-21.58	-21.88	0.32	0.30
5.2	-22.23	-21.61	-21.91	0.32	0.30
5.3	-22.26	-21.69	-21.94	0.32	0.25
5.4	-22.29	-21.72	-21.97	0.32	0.25
5.5	-22.32	-21.75	-22.00	0.32	0.25
5.6	-22.30	-21.83	-22.03	0.27	0.20
5.7	-22.33	-21.86	-22.11	0.22	0.25
5.8	-22.36	-21.89	-22.14	0.22	0.25
5.9	-22.39	-21.92	-22.17	0.22	0.25
6.0	-22.42	-21.99	-22.19	0.23	0.20
6.1	-22.44	-22.02	-22.22	0.22	0.20
6.2	-22.47	-22.05	-22.25	0.22	0.20
6.3	-22.49	-22.07	-22.27	0.22	0.20
6.4	-22.52	-22.15	-22.30	0.22	0.15
6.5	-22.54	-22.17	-22.32	0.22	0.15
6.6	-22.52	-22.19	-22.34	0.18	0.15
6.7	-22.57	-22.37	-22.37	0.20	0.00
6.8	-22.59	-22.39	-22.39	0.20	0.00
6.9	-22.61	-22.41	-22.41	0.20	0.00
7.0	-22.64	-22.44	-22.44	0.20	0.00
7.1	-22.66	-22.46	-22.46	0.20	0.00
7.2	-22.68	-22.48	-22.53	0.15	0.05
7.3	-22.70	-22.50	-22.55	0.15	0.05
7.4	-22.72	-22.52	-22.57	0.15	0.05
7.5	-22.74	-22.54	-22.59	0.15	0.05

Tabella A.5: Tabelle delle magnitudini assolute  $M_{16}$ ,  $M_{84}$  (rispettivamente degli spettri con i 16esimi e 84esimi percentile delle pendenze  $\beta_{UV}$  e  $\beta_{opt}$ ) e  $M$  (spettro mediano) con errori associati (intervallo asimmetrico) per  $z \geq 4$ .

# Bibliografia

- [1] Bradley M. Peterson, *An introduction to active galactic nuclei (AGN)*, Editore: Cambridge University Press, 1997
- [2] Padovani et al. (2017), *Active Galactic Nuclei: what's in a name?*, arXiv:1707.07134v1 [astro-ph.GA], <https://doi.org/10.1007/s00159-017-0102-9>, 2017
- [3] Franceschini Alberto, *Dispense di Cosmologia*, Corso di Cosmologia, Laurea Triennale in Astronomia, Università degli Studi di Padova, Anno Accademico 2015-2016.
- [4] Spinoglio et al. (2019), *AGN types and unification model*, arXiv:1911.12176v1 [astro-ph.GA], <https://doi.org/10.48550/arXiv.1911.12176>, 2019
- [5] Greene & Ho, *The Mass Function of Active Black Holes in the Local Universe*, *The Astrophysical Journal* 667: 131-148, doi:10.1086/520497
- [6] Antonucci, R., *Unified models for active galactic nuclei and quasars* in *Annual review of astronomy and astrophysics* Vol. 31 (A94-12726 02-90), p. 473-521.
- [7] Fanaroff, Riley (1974), *The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity*, doi: 10.1093/mnras/167.1.31P, 1974
- [8] Gardner et al. (2023), *The James Webb Space Telescope Mission*, arXiv:2304.04869v1, <https://doi.org/10.48550/arXiv.2304.04869>, 2023
- [9] NASA, <https://science.nasa.gov/mission/webb/>
- [10] Kocevski et al. (2024), *The Rise of Faint, Red AGN at  $z > 4$ : A Sample of Little Red Dots in the JWST Extragalactic Legacy Fields*, arXiv:2404.03576v2 [astro-ph.GA], <https://doi.org/10.48550/arXiv.2404.03576>, 2024.
- [11] Matthee et al. (2024), *Little Red Dots: an abundant population of faint AGN at  $z \sim 5$  revealed by the EIGER and FRESCO JWST surveys*, arXiv:2306.05448v3 [astro-ph.GA], <https://doi.org/10.48550/arXiv.2306.05448>, 2024.
- [12] Greene et al. (2023), *UNCOVER spectroscopy confirms a surprising ubiquity of AGN in red galaxies at  $z > 5$* , arXiv:2309.05714v1 [astro-ph.GA], <https://doi.org/10.48550/arXiv.2309.05714>, 2023.
- [13] Williams et al. (2023a), *The galaxies missed by Hubble and ALMA: the contribution of extremely red galaxies to the cosmic census at  $3 < z < 8$* , arXiv:2311.07483 [astro-ph.GA], <https://doi.org/10.48550/arXiv.2311.07483>, 2023.
- [14] Pérez-Gonzalez et al. (2024), *What is the nature of Little Red Dots and what is not, MIRI SMILES edition*, arXiv:2401.08782v2 [astro-ph.GA], <https://doi.org/10.48550/arXiv.2401.08782>, 2024.
- [15] Polletta et al. (2007), *Spectral Energy Distributions of Hard X-Ray Selected Active Galactic Nuclei in the XMM-Newton Medium Deep Survey*, *ApJ* 663 81, <http://doi.org/10.1086/518113>, 2007.

- [16] Racca et al. (2016), *The Euclid Mission Design*, [https://www.researchgate.net/publication/309283685\\_The\\_Euclid\\_mission\\_design](https://www.researchgate.net/publication/309283685_The_Euclid_mission_design), 2016
- [17] Mellier et al. (2024), *Euclid. I. Overview of the Euclid mission*, arXiv:2405.13491v1 [astro-ph.CO], <https://doi.org/10.48550/arXiv.2405.13491>
- [18] Euclid Consortium - A space mission to map the Dark Universe, <https://www.euclid-ec.org/public/mission/telescope/>
- [19] ESA Cosmos - European Space Agency, <https://www.cosmos.esa.int/web/euclid/euclid-survey>
- [20] Kocevski et al. (2024), dati dei 341 LRDs campionati: <https://github.com/dalekocevski/Kocevski24/>
- [21] Bisigello et al. (2024), *Euclid preparation. XLIX. Selecting active galactic nuclei using observed colours*, arXiv:2409.00175v1 [astro-ph.GA], <https://doi.org/10.48550/arXiv.2409.00175>