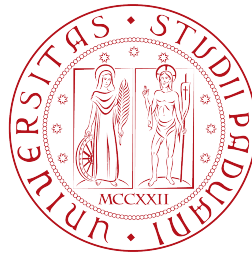


UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA

“GALILEO GALILEI”

Corso di Laurea in Astronomia



Le prime luci nel cosmo

Laureanda:

Vanessa De Bortoli

Matricola: 1006516

Relatore:

Professor Alberto Franceschini

Anno Accademico 2017/2018

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

Indice

1	Introduzione	9
2	L'epoca della reionizzazione	11
2.1	Caratteristiche della reionizzazione	11
2.2	Effetto Gunn-Peterson	13
2.3	Vincoli della CMB	15
2.3.1	Anisotropie CMB	15
2.3.2	Polarizzazione della CMB	17
2.3.3	Effetto Sunyaev-Zeldovich	18
2.4	Evidenze osservative	19
2.4.1	Sorgenti Lyman α	20
2.4.2	Riga dell'idrogeno a 21 cm	20
3	Le prime luci	23
3.1	Popolazioni stellari	23
3.1.1	Formazione delle prime stelle	24
3.1.2	Proprietà delle prime stelle	25
3.1.3	Ammassi stellari	27
3.2	Galassie primordiali	28
3.3	Primi quasar	29
3.3.1	Buchi neri primordiali	30
4	Un fondo di radiazione dalle prime luci	33
4.1	Fondo cosmico infrarosso	34
4.2	Anisotropie del fondo di radiazione NIR	36
4.3	Rumore di fondo statistico in mappe profonde	38
4.4	Emissioni che contribuiscono al segnale	38

4.5	Popolazione III come sorgenti del CIB	39
5	Prospettive osservative con JWST	41
	Bibliografia	47

Capitolo 1

Introduzione

I modelli più accreditati della letteratura indicano che l'universo abbia avuto inizio da una singolarità iniziale: il Big Bang. A cui sono seguite varie fasi evolutive. Fino ad arrivare all'epoca della ricombinazione dove l'Universo diventa neutro a causa della separazione tra materia e radiazione.. A essa segue l'epoca della reionizzazione che si caratterizza come la fine del buio, i fotoni sono liberi di propagarsi nello spazio e arrivare fino ai nostri telescopi. Da dove vengono questi fotoni? Da cosa ha avuto origine il processo di reionizzazione? Quali sono le prime sorgenti luminose? In questa tesi si affronta proprio tale argomento, quali sono, quando si sono formate queste sorgenti e cosa ha causato la reionizzazione. Negli ultimi ventanni ci sono state molte teorie che vedevano come prima sorgente una stella, un quasar, una galassia o sorgenti più esotiche. Ora grazie ai dati fornitici da Plank e da altri studi, siamo in grado di stimare piuttosto bene l'inizio e la fine dell'epoca della reionizzazione. I dati riportati permettono di escludere le sorgenti esotiche tra le possibili sorgenti e i vari studi condotti indicano come miglior candidato le stelle di popolazione III.

La tesi si sviluppa nel seguente modo:

- capitolo 2: in questo capitolo verrà spiegato il fenomeno della reionizzazione e le evidenze osservative che lo caratterizzano;
- capitolo 3: sono descritte le varie tipologie di sorgenti luminose antiche: stelle, galassie e quasar;
- capitolo 4: dedicato ad un'ulteriore prova, il fondo nell'infrarosso, che indica le stelle di popolazione III come progenitori;

- capitolo 5: le prospettive future del nuovo telescopio spaziale James Webb e possibili future scoperte che confermino o meno tale lavoro di tesi.

Capitolo 2

L'epoca della reionizzazione

La reionizzazione è l'epoca che segna la fine della "Dark Ages" e che prevede la transizione di un gas dalla sua forma neutra alla sua forma ionizzata, ciò avviene per mezzo delle prime luci: le prime sorgenti luminose del cosmo. Quest'epoca si identifica in letteratura come l'età compresa tra il momento in cui il 10% del gas è ionizzato e quello in cui il 90% lo è. Dagli studi si sa che l'energia necessaria per ionizzare l'idrogeno è pari a 13.6eV, un'energia molto più piccola di quella necessaria a ionizzare una volta (24.6eV) o due volte (54.4eV) l'elio (Stiavelli (2009)). Tuttavia poiché la ionizzazione dell'elio incide solo per il 10% possiamo trascurare sia la prima sia la seconda ionizzazione dell'elio. Le teorie indicano che vi possano essere due diverse fonti per la reionizzazione: la fusione nucleare, dovuta alle stelle, e l'accrescimento gravitazionale ad opera dei buchi neri (Stiavelli (2009)). Uno dei punti principali del nostro studio è capire quando l'epoca della reionizzazione (EoR) ha avuto inizio e quando è terminata. Vedremo in questo capitolo alcune delle evidenze osservative che permettono di stimare e studiare quest'epoca, in particolare gli ultimi studi condotti tramite il satellite Planck stimano che la reionizzazione sia avvenuta a $z = 8.8$.

2.1 Caratteristiche della reionizzazione

Dallo studio delle energie in gioco, in particolare la fusione nucleare dell'idrogeno, possiamo dedurre che basti una piccola frazione di barioni per ionizzare l'Universo. Tuttavia non tutti i fotoni vengono emessi e raggiungono il mezzo intergalattico, si ha, infatti, una perdita dovuta alla ricombinazione causata dalla presenza di gas neutro attorno alle sorgenti, in quanto l'IGM non è omogeneo. Una delle grandezze principali che caratterizzano lo studio della reionizzazione è il tasso di produzione dei fotoni di ionizzazione

per unità di volume comovente (Stiavelli (2009)):

$$\dot{n}_c = \int_{\nu_c}^{\infty} \frac{E(\nu)}{h\nu} d\nu \quad (2.1)$$

dove h è la costante di Planck e $\nu_c = 2.467 \cdot 10^{15} Hz$ è la frequenza dei fotoni nota come il limite di Lyman ("c" indica le grandezze relative ai fotoni del continuo di Lyman). Per poter ionizzare completamente l'idrogeno, il numero totale di fotoni per volume comovente deve superare la densità numerica comovente dell'idrogeno n_H di un fattore B , che dipende dalla frazione stessa dell'idrogeno e dai processi di ricombinazione, tale fattore è definito come (Stiavelli (2009)):

$$B \equiv \frac{1}{n_H} \int_{t_1}^{t_2} \dot{n}_c dt \quad (2.2)$$

Tramite l'approssimazione $(1+z) \propto t^{-2/3}$ e supponendo che \dot{n}_c non vari nel tempo, possiamo ricavare la seguente formula (Stiavelli (2009)):

$$\frac{dn_c}{dt} \propto \dot{n}_c (1+z)^{-2} \quad (2.3)$$

ciò mostra come \dot{n}_c cresca con il redshift.

Per correggere i calcoli tenendo da conto la ricombinazione bisogna aggiungere un fattore di aggregazione C_ρ (Stiavelli (2009)):

$$C_\rho \equiv \frac{\langle n_p^2 \rangle}{\langle n_p \rangle^2} = \frac{\langle n_e^2 \rangle}{\langle n_e \rangle^2} \quad (2.4)$$

per un mezzo omogeneo si avrà $C_\rho = 1$. Eseguendo i vari calcoli e le varie sostituzioni otterremo, inoltre, la seguente formula che permette di valutare come varia la frazione di atomi ionizzati rispetto al tempo (Stiavelli (2009)):

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\dot{n}_c}{n_H} - C_\rho \alpha_B x (1+z(t))^3 n_e \quad (2.5)$$

con n_e densità comovente di elettroni e $\alpha_B = 1.63 \cdot 10^{-23} cm^3 s^{-1}$ il tasso di ricombinazione di elettroni aventi $T_e = 2 \cdot 10^4 K$. Se si vuol considerare anche la presenza dell'elio si arriva ad un fattore B pari a :

$$B \simeq 1.09[1 + 1.09(B_H - 1)] \quad (2.6)$$

dove B_H è il valore di B nel caso di solo idrogeno.

Il libero cammino medio dei fotoni che si propagano in un mezzo neutro è piuttosto corto, ciò implica che lo stato di ionizzazione del mezzo intergalattico può essere descritto come un mix di due diverse fasi intermedie: regioni completamente ionizzate vicine a regioni neutre (Mesinger (2016)). Attualmente le ricerche si concentrano nel datare l'inizio e la fine di questo processo. Una delle grandezze principali per lo studio di quest'epoca è la profondità ottica dello scattering di Thomson data da (Planck Collaboration, Adam et al. (2016)):

$$\tau(z) = \int_{t(z)}^{t_0} n_e \sigma_T c dt' \quad (2.7)$$

con n_e la densità numerica di elettroni liberi al tempo t' , σ_T la sezione d'urto di Thomson, t_0 il tempo attuale e $t(z)$ il tempo a redshift z .

2.2 Effetto Gunn-Peterson

L'effetto Gunn-Peterson fu teorizzato nel 1965, ma osservato per la prima volta nel 2001. Con tale effetto si identifica la mancanza di righe in assorbimento al di sotto delle righe Lyman α , negli spettri di quasar ad alti redshift. Si utilizzano i quasar perché sono ottime sorgenti essendo molto luminose e si trovano ad alti redshift, inoltre i loro spettri sono caratterizzati da un continuo con righe di emissione e non molte righe di assorbimento.

La serie Lyman α è caratterizzata da una lunghezza d'onda $\lambda = 1216\text{\AA}$, che a causa del redshift cosmologico è rilevata a lunghezze d'onda maggiori. Tale fenomeno è dovuto alla presenza di idrogeno neutro lungo la linea di vista. Lo studio di questi spettri, ma soprattutto della mancanza di flusso a date lunghezze d'onda dipende dalla densità di idrogeno neutro la quale è legata alla profondità ottica tramite la relazione (Stiavelli (2009)):

$$\tau_{GP} = 1.8 \cdot 10^5 h^{-1} \Omega_M^{-1/2} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.02} \right) \left(\frac{1+z}{7} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{n_{HI}}{n_H} \quad (2.8)$$

essa è molto alta per un mezzo neutro, inoltre anche una frazione molto piccola di idrogeno neutro è sufficiente per ottenere una profondità ottica significativa (Stiavelli (2009)). L'assorbimento da parte del mezzo neutro dovrebbe essere forte e quindi si dovrebbe riscontrare una diminuzione nel flusso dei quasar, in corrispondenza delle righe Lyman α . Questa sarebbe una prova inconfutabile della reionizzazione, il viceversa invece non proverebbe altrettanto. La formula precedente è valida in caso di scattering risonante, ma si può considerare che una parte dell'assorbimento avvenga fuori dalla

risonanza. Perciò si può riscrivere la formula nel seguente modo (Stiavelli (2009)):

$$\tau_{GP}(\lambda) = \int_{z_{reion}}^{z_{em}} \frac{dl}{dz} n_{HI}(z) (1+z)^3 \sigma_N \left(\nu = \frac{c(1+z)}{\lambda} \right) dz \quad (2.9)$$

ove σ_N è la sezione d'urto di assorbimento data da (Stiavelli (2009)):

$$\sigma_N(\nu) = \frac{3\lambda_a^2 A_{21}^2}{8\pi} \frac{\left(\frac{\nu}{\nu_\alpha}\right)^4}{4\pi^2(\nu - \nu_\alpha)^2 + \frac{A_{21}^2}{4} \left(\frac{\nu}{\nu_\alpha}\right)^6} \quad (2.10)$$

e n_{HI} è la densità numerica comovente dell'idrogeno neutro. Facendo variare quest'ultima si possono stimare gli effetti causati dalla reionizzazione locale nei quasar. Studiando quasar a $z < 5.5$ si è ottenuta la seguente profondità ottica (Stiavelli (2009)):

$$\tau^{eff} \simeq 0.85 \left(\frac{1+z}{5} \right)^{4.3} \quad (2.11)$$

Valori misurati di τ_{GP} al di sopra di quest'ultimo sono una prova della presenza di idrogeno neutro diffuso (Stiavelli (2009)).

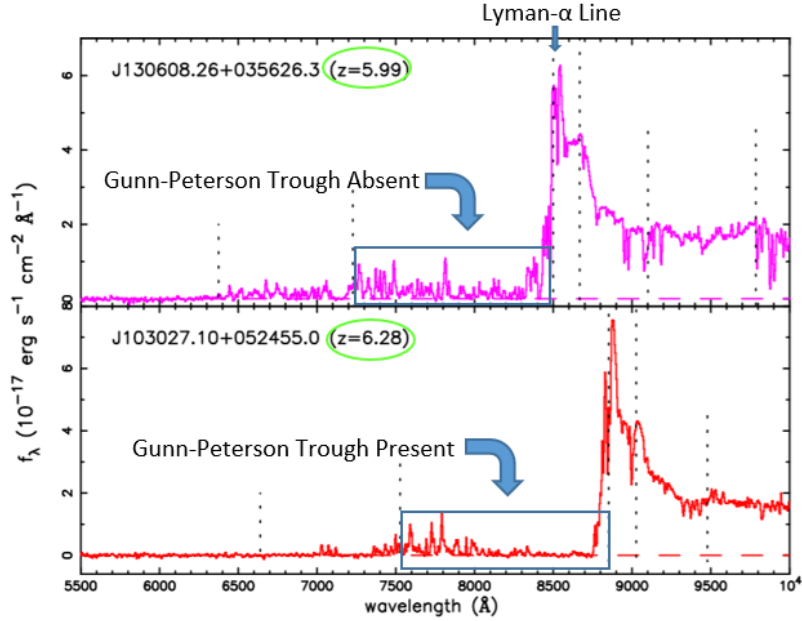


Figura 2.1: Immagine dell'effetto Gunn-Peterson. Nello spettro in alto si vede l'assenza di assorbimento, in quello in basso è invece mostrato l'assorbimento delle Lyman α , immagine presa da Fan et al(2001)

2.3 Vincoli della CMB

La radiazione cosmica di fondo è uno dei principali strumenti con cui provare l'esistenza e allo stesso tempo calcolare l'epoca a cui è avvenuta la reionizzazione. Tramite lo studio delle sue anisotropie e della polarizzazione la missione Planck ha datato la reionizzazione tra redshift $z = 7.8$ e $z = 8.8$. Quando si parla di spettro di radiazione cosmica di fondo (CMB) si fa riferimento ad un fondo di radiazione nelle microne che coincide quasi perfettamente con lo spettro di un corpo nero a temperatura di 2.7 K (Franceschini (2000)). Questo risultato è stato ottenuto dal satellite COBE (Cosmic Background Explorer) che ha inoltre rilevato delle anisotropie nella radiazione. Tra le componenti della CMB che ci permettono di stimare la reionizzazione vi sono: le anisotropie primarie su piccole scale, la polarizzazione su grandi scale e l'effetto cinematico Sunyaev-Zeldovich (kSZ)(anisotropie secondarie della temperatura a piccole scale).

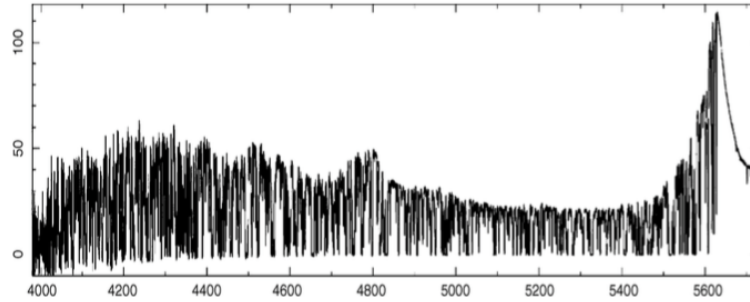


Figura 2.2: Spettro della foresta delle Lyman α del quasar 1422+231 a $z=3.62$, a lunghezze d'onda di circa 5600Å è visibile l'assorbimento delle righe dovuto all'idrogeno neutro presente, immagine presa da Franceschini (2000)

2.3.1 Anisotropie CMB

Per anisotropie della CMB si intendono fluttuazioni della temperatura, le quali sono funzioni della posizione tramite le due coordinate angolari e pertanto si avrà un relazione data da:

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi) \quad (2.12)$$

con $0 < \theta < \pi$ e $0 < \phi < 2\pi$. Vi sono due classi di anisotropie (Franceschini (2000)):

- primarie, dovute a processi avvenuti all'epoca della ricombinazione
- secondarie, generate dai processi di scattering lungo la linea di vista

Esse permettono di studiare il grado di ionizzazione del gas nelle varie epoche, e la sua evoluzione da una fase neutra ad una completamente ionizzata. Lo studio delle anisotropie primarie si può suddividere in base alle scale angolari. Nel caso di scale angolari grandi tali anisotropie sono dovute alle perturbazioni del potenziale gravitazionale. Nelle scale intermedie oltre al contributo dato dalla gravità vi è un contributo dato dalla pressione e si verificano le cosiddette oscillazioni acustiche. Infine per le scale piccole vi sono due processi che attenuano le anisotropie. Il primo è una riduzione statistica dell'ampiezza della perturbazione quando essa è più piccola dello spessore della superficie di ultimo scattering: Il secondo è conosciuto come effetto "Silk damping" ed è causato dalla diffusione dei fotoni.

Nel caso sia avvenuto un processo di reionizzazione, le anisotropie primarie avrebbero subito un'attenuazione o se la reionizzazione fosse avvenuta in un'epoca remota, sarebbero potute essere completamente cancellate, indipendentemente dalle scale angolari di osservazione. Questo perché la temperatura diminuirebbe di un fattore $e^{-\tau}$ dove τ è la profondità ottica di Thomson. Dai dati riportati dalla missione Planck si evince che ciò non avviene in quanto il valore di τ è piuttosto piccolo: $\tau \sim 0.066$. Pertanto, ricavando

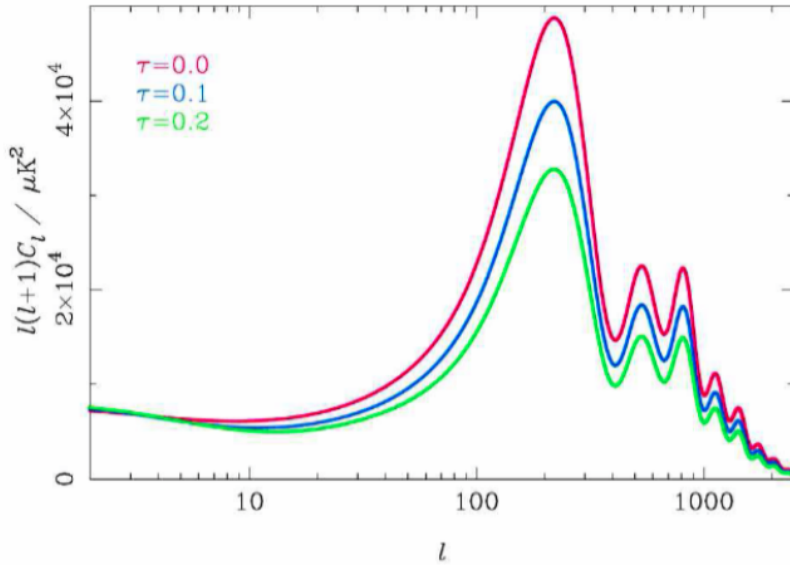


Figura 2.3: Effetto della reionizzazione sullo spettro di potenza delle anisotropie nella CMB con tre differenti valori della profondità ottica di Thomson. Immagine presa da Franceschini (2000)

dallo spettro delle anisotropie la profondità ottica, è possibile stimare il redshift della

reionizzazione tramite la seguente relazione:

$$\tau = \frac{0.035\Omega_B h z^{\frac{3}{2}}}{\Omega_m^{\frac{1}{2}}} \quad (2.13)$$

2.3.2 Polarizzazione della CMB

Lo scattering di Thompson è la principale causa della polarizzazione della CMB. In particolare avvengono due polarizzazioni: nella prima, all'epoca della ricombinazione, viene scatterata la radiazione dipolare che genera anisotropie di quadripolo le quali a loro volta tramite un secondo processo di scattering originano una polarizzazione lineare, all'epoca della reionizzazione. Tale polarizzazione è rilevata negli spettri di potenza angolari EE e TE, legati alla grandezza dell'orizzonte sulla superficie di ultimo scattering, e dipendenti entrambi dal redshift della reionizzazione (Planck Collaboration, Adam et al. (2016)). In particolar modo nei grafici in figura 2.4 questa seconda polarizzazione è rappresentata come il minimo della curva, la cui misura è legata alla profondità ottica. Profondità ottica di Thompson definita come nella formula 2.7, la quale è direttamente

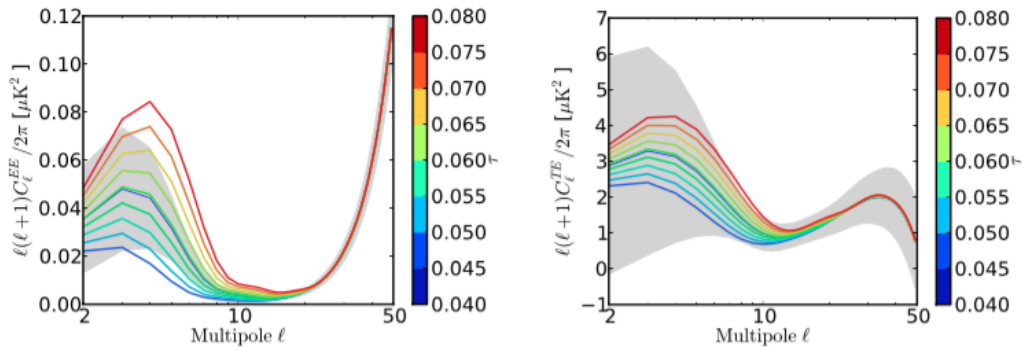


Figura 2.4: Spettri di potenza EE e TE per vari valori di τ che variano tra 0.04 a 0.08. Per la frazione di ionizzazione si è usata una funzione tanh. Immagine presa dall'articolo Planck XLVII (2016)

proporzionale alla frazione di polarizzazione lineare definita da (Planck Collaboration, Adam et al. (2016)):

$$\Pi = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} = 0.1k_2\mu^2\tau \quad (2.14)$$

Nel caso di troppi processi di scattering le anisotropie scompaiono, annullate dal sommarsi e sottrarsi in direzioni diverse, e lo stesso avviene per la polarizzazione; infatti si avrà un massimo nel caso di scale angolari pari a quelle del libero cammino medio dei

fotoni sulla superficie di ultimo scattering (con valori di multipolo "l" alti) (Franceschini (2000)). Per tale ragione la polarizzazione ha un segnale molto debole e non è semplice misurarla. Il libero cammino medio dei fotoni alla ricombinazione può essere calcolato tramite la seguente formula:

$$\lambda = \frac{1}{N_e \sigma_T} = \frac{1}{11 \Omega_B h^2 (1+z)^3 6.68 \cdot 10^{-29}} \quad (2.15)$$

a cui corrisponde una misura angolare $\theta = 0.015^\circ$. Tale effetto va aggiunto a quello derivante dalla velocità del plasma, l'effetto Doppler. Di seguito sono riportati i dati forniti dalla Planck Collaborations XLVII per la profondità ottica per le varie combinazioni di dati (Planck Collaboration, Adam et al. (2016))

$\tau = 0.053_{-0.016}^{+0.014}$	lollipop;
$\tau = 0.058_{-0.012}^{+0.012}$	lollipop+PlankTT;
$\tau = 0.058_{-0.012}^{+0.011}$	lollipop+PlankTT+lensing;
$\tau = 0.054_{-0.013}^{+0.012}$	lollipop+PlankTT+VHL;

2.3.3 Effetto Sunyaev-Zeldovich

La terza componente è il limite superiore dell'effetto cinematico Sunyaev-Zeldovich (kSZ). Due sono le cause che affliggono lo spettro di potenza kSZ, la variazione di densità negli ultimi istanti in cui l'universo era completamente ionizzato e la variazione della frazione di ionizzazione durante EoR (Mesinger (2016)). L'effetto è dovuto allo scattering degli elettroni che si muovono con una certa velocità peculiare rispetto al plasma, tuttavia non si tratta di un semplice effetto Doppler anche se esso ha una dipendenza dal rapporto $\frac{v}{c}$. Si possono distinguere due tipi di componenti dell'effetto cinematico Sunyaev-Zeldovich: una omogenea, se la reionizzazione è completa (perturbazione della densità barionica δ_b) e una non omogenea ("patchy"), che si verifica per effetto dei moti propri delle "bolle" ionizzate nei pressi delle sorgenti (perturbazione della densità di frazione ionizzata δ_x) Queste due componenti possono essere descritte tramite i loro spettri di potenza così da ottenere lo spettro di potenza kSZ (Planck Collaboration, Adam et al. (2016)):

$$D_l^{kSZ} = D_l^{h-kSZ} + D_l^{p-kSZ} \quad (2.16)$$

dove $D_l = \frac{l(l+1)C_l}{2\pi}$ e "h-kSZ" sta per omogeneo e "p-kSZ" per non omogeneo.

Tramite questo metodo si misura un altro osservabile cosmologico che permette lo studio dell'epoca della reionizzazione: l'ampiezza dello spettro di potenza di kSZ a $l = 3000$, ove l è il multipolo, definita come $A_{kSZ} \equiv D_{l=3000}^{kSZ}$. Dalla collaborazione Planck abbiamo che

$$A_{kSZ} \propto \left(\frac{h}{0.7}\right)^{1.7} \left(\frac{\sigma_8}{0.8}\right)^{4.5} \left(\frac{\Omega_b}{0.045}\right)^{2.1} \left(\frac{0.27}{\Omega_m}\right)^{0.44} \left(\frac{0.96}{n_s}\right)^{0.19} \quad (2.17)$$

e nello specifico per le due componenti omogenea e "patchy" sono stati ottenuti i seguenti valori (Planck Collaboration, Adam et al. (2016)):

$$A_{kSZ}^h = 2.02 \left(\frac{\tau}{0.076}\right)^{0.44} \quad (2.18)$$

$$A_{kSZ}^p = 2.03 \left[\left(\frac{1+z_{re}}{11}\right) - 0.12\right] \left(\frac{z_{25\%} - z_{75\%}}{1.05}\right)^{0.51} \quad (2.19)$$

Tuttavia la risoluzione spaziale del satellite Planck non pone dei limiti sull'effetto cinematico Sunyaev-Zeldovich. E tutt'ora non si è in grado di distinguere tra un effetto omogeneo o "patchy", ma nei modelli si preferisce supporre l' omogeneità. Futuri studi permetteranno di dividere le due componenti e conoscere meglio l'effetto, permettendo di conoscere meglio la durata della reionizzazione.

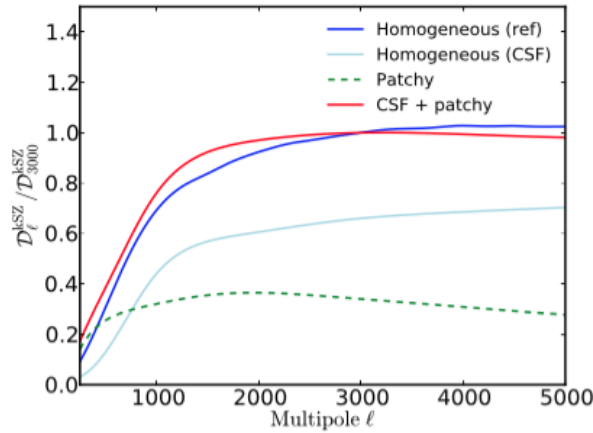


Figura 2.5: Alcuni modelli di spettri di potenza per l'effetto cinematico Sunyaev-Zeldovich, immagine ripresa da Planck Collaboration, Adam et al. 2016

2.4 Evidenze osservative

Tra le altre evidenze osservative vi sono: le sorgenti Lyman α e la riga 21 dell'idrogeno.

2.4.1 Sorgenti Lyman α

La radiazione alla lunghezza Lyman α è assorbita dall'idrogeno neutro per risonanza, ciò permetterebbe di studiare il redshift della reionizzazione studiando la variazione della frazione di luminosità delle sorgenti Lyman α (Stiavelli (2009)). Pertanto prima della reionizzazione ci si aspetta che la radiazione sia completamente assorbita, tuttavia poiché si pensa che le sorgenti Lyman α siano a loro volta sorgenti di reionizzazione, che creano bolle di gas privo di idrogeno neutro nelle vicinanze delle sorgenti stesse, non si ha un completo assorbimento. Queste sorgenti sono caratterizzate dalle seguenti proprietà:

- una larghezza della sezione d'urto intrinseca sufficientemente grande per cui alcuni fotoni riescono a uscire, e sono osservati senza essere assorbiti. Da ciò possiamo calcolare una grandezza importante la frazione di fotoni non assorbiti f_α la quale è una funzione di σ , sezione d'urto;
- una bassa presenza di metalli che è inversamente proporzionale alla larghezza equivalente della riga Lyman α . Tuttavia la presenza di una riga forte può mascherare l'incremento dell'assorbimento e rendere lo studio della reionizzazione più complesso. Inoltre si deve tener conto che all'aumentare della metallicità si ha un aumento delle polveri che rende la questione ancora più complicata a causa dei molti scattering.

Si è evinto da alcuni studi e grafici che la frazione di fotoni non assorbiti è direttamente proporzionale al raggio delle bolle ionizzate create dalle sorgenti. Tutto ciò si ripercuote su un cambiamento della luminosità della sorgente, per cui tuttavia ancora non si ha un modello. Per evitare questo problema si può studiare il rapporto tra la riga Lyman α e le righe di Balmer $H\alpha$ e $H\beta$, tuttavia al momento non è possibile in quanto i telescopi attuali non hanno la sensibilità sufficiente per osservare le righe di Balmer ad alti redshift.

2.4.2 Riga dell'idrogeno a 21 cm

Quando si parla della riga 21 cm dell'idrogeno si intende la lunghezza d'onda della transizione iperfina dell'idrogeno. Per effetto dell'espansione dell'universo questa emissione si sposta a frequenze più basse. Studiarne lo spostamento permette di studiarne la storia, in quanto le variazioni di densità dell'idrogeno neutro producono fluttuazioni sull'intensità della riga 21 cm, pertanto a redshift bassi tale riga è utilizzata per studiare la storia della reionizzazione. Perché questa riga sia visibile, la temperatura di spin T_s

deve differire di molto dalla temperatura della CMB e può essere ricavata dalla seguente formula:

$$\frac{n_t}{n_s} = 3e^{-\frac{0.07K}{T_s}} \quad (2.20)$$

dove n_t e n_s sono i numeri di occupazione degli stati di tripletto e singoletto. Poiché le due temperature T_S e T_{CMB} si trovano in equilibrio, perché esse siano diverse possono avvenire due fenomeni: collisioni tra atomi di idrogeno o scattering con fotoni Lyman α . Il primo avverrà in regioni più dense e il secondo in regioni meno dense e a redshift più bassi. La differenza di flusso tra una zona non omogenea e la CMB è data dalla differenza di temperatura di antenna (Stiavelli (2009))

$$\delta T_b \simeq \frac{T_s - T_{CMB}}{1 + z} \tau_{21} \quad (2.21)$$

con τ_{21} che è proporzionale a $(1 - x)$, la frazione di idrogeno neutro, e dipende dal rapporto $\frac{T_{CMB}}{T_s}$ nel seguente modo:

$$\tau_{21} = \frac{3}{32\pi} \lambda_{10}^3 A_{10} \frac{0.07K}{T_s} (1 + \delta)(1 - x) \frac{n_H}{H} \quad (2.22)$$

con $A_{10} = 2.85 \cdot 10^{-15} s^{-1}$ il tasso di decadimento spontaneo della transizione. Se il gas ha precedentemente scaldato il mezzo intergalattico allora $T_s \gg T_{CMB}$ e la riga sarà vista in emissione, se invece $T_s \ll T_{CMB}$ la riga sarà in assorbimento e sarà più facile rilevarla (Tozzi et al. (2000)).

Attualmente tramite il radiotelescopio LOFAR (low frequency array), si studia il processo di reionizzazione tramite la riga 21. Si tratta, infatti, di un radiotelescopio europeo situato in gran parte nei Paesi Bassi ma che vede la collaborazione anche di Germania, Gran Bretagna, Svezia e di recente anche dell'Italia. È costituito da una rete di antenne omnidirezionali e una sensibilità in lunghezze d'onda radio inferiore a 250 MHz. Infatti esso può analizzare l'intervallo di redshift tra $z = 11.4(115MHz)$ e $z = 6(200MHz)$, quindi è molto utile per lo studio precedente la nascita delle galassie primordiali.

Un secondo strumento utile per lo studio della riga 21, nello specifico della reionizzazione, è rappresentato da SKA (Square kilometer array) un futuro radiotelescopio frutto della collaborazione tra Stati Uniti, Regno Unito, Germania, Italia, Paesi Bassi, Polonia, Svezia, Australia, Cina e India. Situato in due siti: Africa e Australia, sarà costituito da centinaia di migliaia di radiotelescopi, con un'area di raccolta di $1km^2$. Opererà in un intervallo di lunghezze d'onda che va da 100 MHz a 25 GHz.

Capitolo 3

Le prime luci

In questo capitolo saranno analizzate la nascita e l'evoluzione degli oggetti che si stimano essere le prime sorgenti luminose. In particolare si parlerà di: stelle, galassie e quasar. Con il termine prime luci si definisce la prima sorgente luminosa, formata da una perturbazione in un dato volume sufficientemente grande per cui una seconda sorgente, formatasi in un'altra posizione, non influenzi la prima (Stiavelli (2009)).

3.1 Popolazioni stellari

Le prime stelle secondo la letteratura coinciderebbero con le stelle di popolazione III, stelle a bassa metallicità primordiale. Basandosi su un modello cosmologico CDM (cold dark matter) si può dedurre il processo che ha condotto alla formazione della prima sorgente, in particolare gli aloni di materia oscura costituiscono la culla ove si sono formate le prime stelle, le prime galassie e i primi buchi neri. Il processo più importante è il raffreddamento dei barioni per opera degli atomi neutri. Tra di essi si distingue in particolare la molecola di idrogeno, per conoscere la quantità presente si deve conoscere a priori la frazione residua di idrogeno ionizzato. Oltre all'idrogeno molecolare che è il meno abbondante, ma che agisce a temperature più basse $10^2 K < T_{gas} < 10^4 K$, sono d'interesse l'idrogeno neutro, l'elio neutro e l'idrogeno ionizzato positivamente (elencati in ordine decrescente per presenza nel fluido cosmico) i quali agiscono raffreddando il gas a temperature superiori a $10^4 K$. In particolare si può stimare il tasso di raffreddamento dovuto ad H_2 tramite la seguente relazione fornita da (Stiavelli (2009)):

$$\Lambda_{H_2}(T) = \sum_{n,m,n',m'} (E_{n,m} - E_{n',m'}) f_{n,m}(T) P((n,m) \rightarrow (n',m')) \quad (3.1)$$

dove $f_{n,m}$ è la frazione di popolazione dello stato e $P((n, m) \rightarrow (n', m'))$ è la probabilità di transizione spontanea. L'idrogeno molecolare si forma tramite due diversi processi, il primo è quello di H^- :



e il secondo processo che si basa su H_2^+ :



Il primo processo delle due catene è il più efficiente, quindi è possibile calcolare la quantità di H_2 prodotto assumendo che H^- e H_2^+ siano completamente convertiti in idrogeno molecolare. Tale abbondanza si può ricavare nel modo seguente (Stiavelli (2009)):

$$\frac{n_{HX}}{n_{HI}} = \frac{n_X}{n_{HI}} R_{HX} n_{HI} (z_{eff}) t_H (z_{eff}) \quad (3.6)$$

La presenza di un determinato atomo neutro negli aloni raffredda quest'ultimi in maniera diversa, influenzando la loro massa, essi a loro volta generano stelle con frazioni di massa iniziale molto diversa da quelle delle altre (Stiavelli (2009)). Per ricavare la funzione di massa degli aloni di materia oscura si può utilizzare la relazione fornita da Press e Schechter (Franceschini (2000)):

$$\frac{dn}{dM} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(1 + \frac{n}{3}\right) \frac{\rho_c \Omega_m}{M^2} \left(\frac{M}{M_C}\right)^{\frac{\gamma}{2}} e^{-\left(\frac{M}{M_C}\right)^\gamma} \quad (3.7)$$

con $\gamma \equiv \frac{n+3}{3}$, n indice spettrale e dove M_C è definita dalla seguente formula (Franceschini (2000)):

$$M_C = M_{C0} \left(\frac{t}{t_0}\right)^{\frac{4}{3+n}} \quad (3.8)$$

Nella formula (3.7) compare un fattore due dato dal non considerare effetti non lineari che amplificherebbero l'accrescimento della massa.

3.1.1 Formazione delle prime stelle

Perché una stella si formi è necessario che il gas presente negli aloni diventi Jeans instabile, per cui la massa di Jeans deve diventare più piccola della massa totale del gas

(Stiavelli (2009)). La massa di Jeans è definita:

$$M_J = \frac{\pi}{6} \rho^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\gamma \pi k T}{G \bar{m}} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.9)$$

dove $\gamma = \frac{5}{3}$, T è la temperatura e \bar{m} è la massa media delle particelle. Tuttavia avendo la materia oscura un ruolo neutro, essa si può trascurare quando il gas comincia a raffreddare, quindi la massa di Jeans dipenderà esclusivamente dalla densità barionica ρ_b nel seguente modo (Stiavelli (2009)):

$$M_J = 8.4 \cdot 10^6 M_\odot \left(\frac{M}{10^6 M_\odot} \right) \left(\frac{\rho_{b0}}{\rho_b} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.10)$$

Quando la massa di Jeans supera la massa totale del gas presente nell'alone, quest'ultimo è stabile e si contrae raffreddandosi lentamente. Al contrario quando $M_J < M_{gas}$ il gas diventa instabile e collassa (Stiavelli (2009)). Lo studio condotto da Abel, Bryan e Norman (2002) su simulazioni di aloni di gas di massa $\sim 10^6 M_\odot$ con $z \geq 20$ ha permesso di enunciare una formula per stimare il redshift a cui si formano gli aloni di materia oscura (Stiavelli (2009)):

$$z_{Jeans} = 1.157 z_{form} - 11.73 \quad (3.11)$$

3.1.2 Proprietà delle prime stelle

Si ipotizza che le stelle di popolazione III siano stelle molto calde, quindi più efficienti di altre nel reionizzare il fluido cosmico quando la radiazione riesce ad uscire dagli aloni, se ciò non avviene si creano regioni di HII primordiali con metallicità più bassa rispetto le attuali e temperature differenti. Inoltre si pensa che abbiano vita breve, così da rifornire il mezzo intergalattico di elementi chimici più pesanti tramite nucleosintesi e infine che siano molto massicce, da ciò si è ipotizzato che esse lascino a fine della loro vita grandi buchi neri, che sarebbero i progenitori degli AGN, i quali contribuiscono alla reionizzazione dell'elio. Essendo super massive e molto luminose si può assumere che la pressione che contrasta la gravità sia dovuta alla radiazione e che la luminosità sia vicina alla luminosità di Eddington. La quale è definita come: la luminosità a cui la pressione di radiazione bilancia perfettamente la gravità. Eguagliando quindi le due forze otteniamo la relazione:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} \simeq 3.3 \cdot 10^4 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) L_\odot \quad (3.12)$$

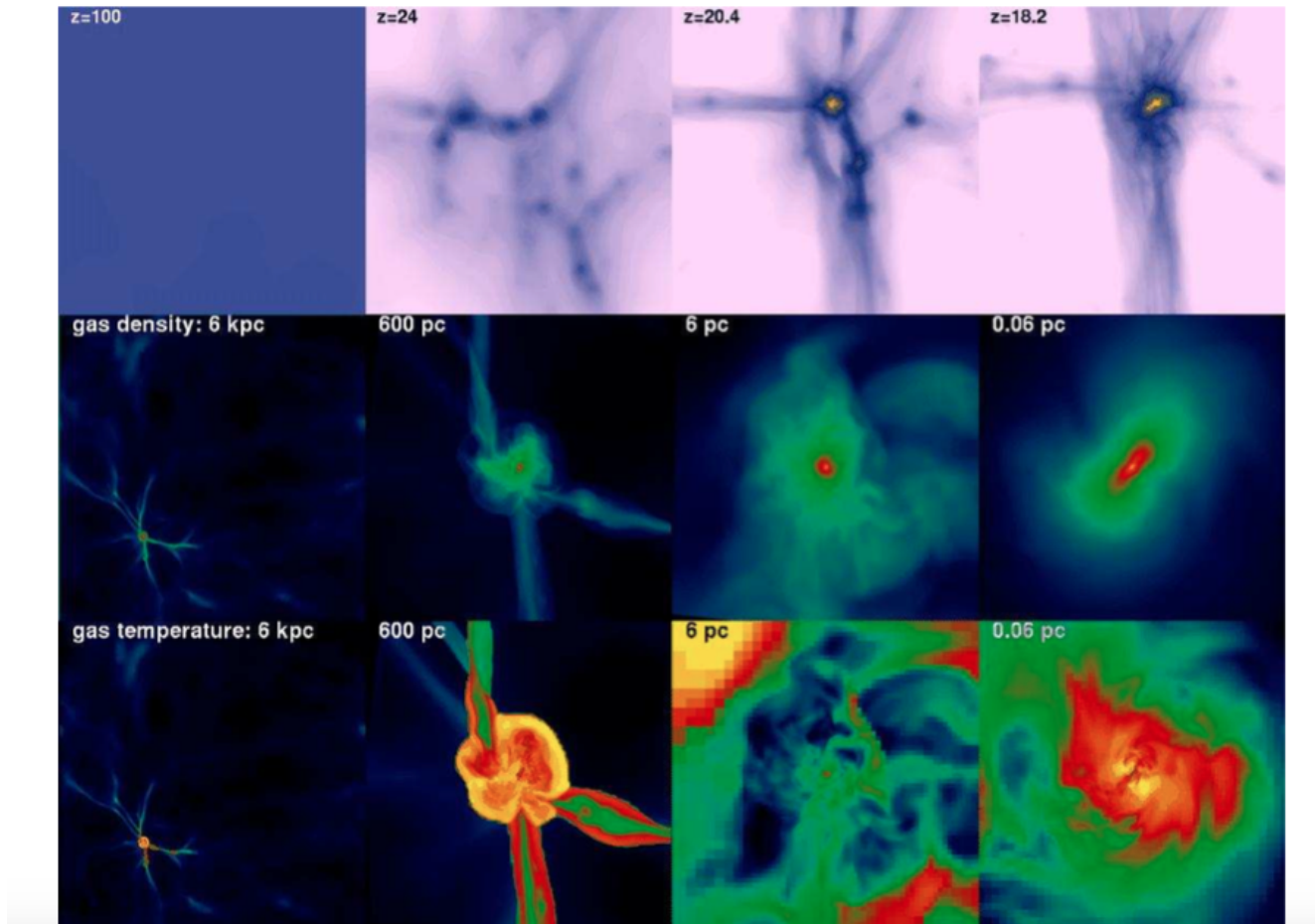


Figura 3.1: Evoluzione di una protostella, immagine presa da Abel (2001)

Come le stelle di epoca più recente anche quelle di popolazione III cominciano la nucleosintesi bruciando idrogeno per reazione p-p. Tuttavia essa non è molto efficiente, pertanto dopo aver prodotto sufficienti atomi e raggiunto metallicità $Z \sim 10^{-9}$ brucierà H tramite ciclo CNO (Stiavelli (2009)). Eguagliando la luminosità della stella a quella di un corpo nero si può ricavare la sua temperatura effettiva:

$$T_{eff} \simeq 1.1 \cdot 10^5 \left(\frac{Z}{10^{-9}} \right)^{-\frac{1}{20}} \left(\frac{M}{100M_{\odot}} \right)^{-\frac{1}{40}} \quad (3.13)$$

da ciò si evince che la temperatura effettiva di una stella di popolazione III sia indipendente dalla massa e dell'ordine di $10^5 K$. Inoltre è possibile calcolarne il tempo di vita, anch'esso indipendente dalla massa (Stiavelli (2009)):

$$\tau_{\star} = \frac{\eta \sigma_T c^2}{4\pi G m_p} \quad (3.14)$$

Ciò che resta delle popolazioni III più massive con metallicità quasi nulla si suppone essere buchi neri massivi o supernove, ciò dipende dalla massa del nucleo di elio. Infatti nel caso di masse comprese tra 140 e 260 M_{\odot} si hanno supernove a instabilità di coppia. Si tratta di un tipo particolare di supernova, che a seguito della formazione di elettroni liberi e positroni per mezzo delle collisioni tra raggi gamma e nuclei atomici, riduce la pressione all'interno del nucleo della stella. Questo genere di supernove non lascia corpi celesti dopo l'esplosione. Per masse comprese tra i 100-140 M_{\odot} invece si ha la formazione di buchi neri preceduta da un'instabilità di coppia che fa pulsare la stella, mentre per le altre masse si ha direttamente il collasso in buco nero.

3.1.3 Ammassi stellari

Uno degli studi principali sulle stelle di popolazione III è quello che riguarda il processo di frammentazione degli aloni di materia oscura, che darebbe origine a più protostelle in un unico alone. Si parlerebbe quindi della nascita dei primi ammassi. Si identificano come stelle di popolazione III.1 le sorgenti che si sono formate in un volume isolato senza interazioni con oggetti simili, mentre con popolazione III.2 si identificano quelle che si sono formate nei pressi di quelle di popolazione III.1. Lo studio del processo di frammentazione attualmente non ha prodotto risultati certi. Perché ciò avvenga è necessario che il tempo di raffreddamento, τ_{coll} , sia più piccolo del tempo di collasso dinamico, τ_{dyn} . Per meglio studiare tale fenomeno si evince dall'articolo di Abel, Bryan e Norman che si deve studiare la stabilità del gas nei confronti dell'instabilità termica.

Il criterio alla base di ciò è dato da:

$$\rho \left(\frac{\partial L}{\partial \rho} \right)_{T=const} - T \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_{\rho=const} \quad (3.15)$$

con T e ρ temperatura e densità del gas e L il tasso di energia persa per unità di massa. Inoltre si può definire un nuovo parametro, definito da Latif e Schleicher come parametro di Toomre Q , in questo studio gli autori si sono concentrati sullo studio del disco dell'alone:

$$Q = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma} \quad (3.16)$$

dove si identifica Ω con la frequenza orbitale, c_s velocità del suono, G è la costante di gravitazione universale e Σ la densità della superficie del disco. Anche in Yoshida et al. (2006) vi era un parametro Q che come nello studio di Latif, nel caso di Q molto grande darebbe origine ad un ammasso. Attualmente non vi è un riscontro né che ciò avvenga né che non avvenga. Dalle simulazioni presenti negli articoli di Abel, Bryan e Norman e Yoshida et al. si evince che vi è la formazione di una sola stella mentre in quello di Latif e Schleicher il codice non era sufficiente per provare se si potesse avere la creazione di più stelle. Da Clark et al. sappiamo che serve una maggiore risoluzione per sapere se il fenomeno avviene e lo stesso vale per Prieto et al.

3.2 Galassie primordiali

Non vi è un'univoca definizione per le galassie primordiali, tuttavia sono note le condizioni più comuni perché una galassia si formi:

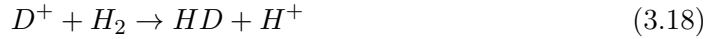
- la presenza di un alone di materia oscura che ospiti delle stelle;
- la presenza di gas (anche se vi sono galassie che non ne contengono);
- il potenziale dell'alone sia abbastanza potente da conservare il gas riscaldato;
- che possa mantenere un sistema multifase del mezzo intergalattico.

Lo studio condotto da Johnson mostra come i minialoni, aloni di massa $10^5 - 10^6 M_\odot$ che danno origine alle stelle di popolazione III trattate nel precedente paragrafo, non siano i candidati ideali per formare le prime galassie. Questo perché le stelle di popolazione III espellerebbero tutto il gas. Dei candidati migliori sono rappresentati dagli aloni con masse pari a $10^7 - 10^8 M_\odot$. Uno dei metodi più efficaci per stimare gli aloni

sufficientemente massivi da vincolare il gas, è tramite la temperatura viriale del gas (Johnson (2013)):

$$T_{vir} \simeq 4 \cdot 10^4 \left(\frac{\mu}{1.2} \right) \left(\frac{M_h}{10^8 h^{-1} M_\odot} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{1+z}{10} \right) K \quad (3.17)$$

dove M_h è la massa dell'alone, z il redshift al collasso, μ il peso molecolare medio del gas nell'alone, normalizzato ad un certo valore per il gas primordiale neutro, e $h = \frac{H_0}{100}$ (Johnson (2013)). Applicando $z \sim 20$ e $M_h \sim 10^7$ si ottiene un valore $T_{vir} \sim 10^4 K$, che corrisponde anche alla temperatura con cui le stelle riscaldano il gas per mezzo della fotoionizzazione. A tali temperature il gas presente negli aloni è parzialmente ionizzato, ciò determina una maggiore quantità di H_2 nelle regioni con densità maggiore, corrispondenti al centro dell'alone. Ciò comporta un raffreddamento maggiore rispetto a quello osservato nel caso di aloni con popolazione III. Una seconda conseguenza è la formazione di una nuova molecola di deuterio ibrido (HD) che raffredda a temperature più basse rispetto a quelle dell'idrogeno molecolare. Il processo per la formazione di questa molecola è di seguito rappresentato:



Questa molecola permette al gas di ricollassare e così potrebbero formarsi nuove protostelle. Un ulteriore aiuto nel raffreddare il gas è fornito dai metalli, forniti dalle esplosioni di supernove delle stelle primordiali che li hanno prodotti per nucleosintesi, dagli studi condotti è noto che anche una piccola percentuale di essi è più efficace nel raffreddare il gas. Con la formazione delle prime stelle e l'instaurarsi di una radiazione di fondo, si ha che quest'ultima ionizza il carbone, prodotto dalle prime, dando quindi origine a CII il quale è un ottimo strumento per il raffreddamento del gas a basse temperature, ciò è tuttora osservabile nelle galassie odierne. Si teorizza, inoltre, che la presenza dei metalli consenta di spiegare la formazione di stelle di massa più piccola di quelle di popolazione III che si troverebbero all'interno delle galassie. Tuttavia ancora non vi sono teorie certe, ma solo simulazioni e molte incertezze.

3.3 Primi quasar

Con il termine quasar si intendono oggetti lontanissimi e molto luminosi, identificati con un nucleo galattico attivo ad alto redshift. Si ritiene che siano costituiti da un enorme buco nero che attira materia ed emette radiazione. Sono molto importanti perché l'ef-

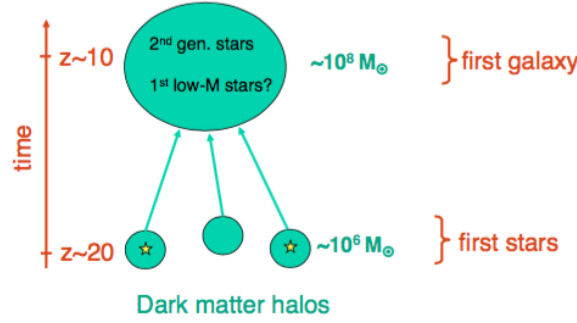


Figura 3.2: Schema temporale formazione delle galassie, immagine presa da Bromm e Yoshida (2011)

fetto Gunn-Peterson fu osservato per la prima volta nello spettro di un quasar. Inoltre il loro studio potrebbe fornire informazioni sulla formazione delle galassie primordiali. Lo studio di tale oggetto è fatto in relazione a quello dei buchi neri super massici e dei loro progenitori.

3.3.1 Buchi neri primordiali

I buchi neri super massici sono l'evoluzione di buchi neri primordiali. Tali progenitori possono aver avuto diverse origini, identificate e classificate in base alla massa dei buchi neri primordiali:

- masse piccole, tra le $10 - 100M_{\odot}$, si ritiene siano i resti delle stelle di popolazione III;
- masse medie, tra $10^3 - 10^4M_{\odot}$, hanno origine da collisioni tra stelle e buchi neri primordiali di piccola massa;
- masse grandi, $10^4 - 10^6M_{\odot}$, essi si sono formati per collasso diretto in aloni con $T_{vir} \sim 10^4K$ dove H_2 viene dissociato per fotoionizzazione;

questi ultimi sono gli stessi aloni in cui si suppone si formino le galassie primordiali. Gli studi condotti sul primo gruppo hanno dimostrato che vi sono alcuni problemi, in quanto essendo le stelle di popolazione III molto massicce esse hanno anche un effetto negativo sull'alone la produzione di una radiazione Lyman-Werner (LW), si tratta di fotoni con energia $11.2eV \leq h\nu \leq 13.6eV$ che dissocia l'idrogeno molecolare in quello atomico:



ciò cambia il tasso di raffreddamento del gas e di conseguenza anche il collasso. Dalla letteratura sappiamo che i buchi neri crescono al crescere di J_{LW} definito come il flusso della radiazione LW dato da (Johnson (2013)):

$$J_{LW} \simeq \frac{\mu_\gamma c}{4\pi\nu} \quad (3.20)$$

ove $\mu_\gamma = h\nu n_\gamma$ è la densità d'energia dei fotoni Lyman-Werner. Si può stimare il tasso di accrescimento del buco nero dato dal gas dalla relazione (Di Matteo et al. (2012)):

$$\dot{M}_{BH} = \frac{4\pi G^2 M_{BH}^2 \rho}{(c_s^2 + \nu^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (3.21)$$

con ρ e c_s densità e velocità del suono del ISM gas nelle fasi calde e fredde, ν è la velocità del buco nero rispetto al gas. Un limite superiore è offerto dal tasso di Eddington (Johnson (2013))

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{4\pi G M_{BH} m_H}{\epsilon c \sigma_T} = 2 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\epsilon}{0.1} \right)^{-1} \left(\frac{M_{BH}}{10^4 M_\odot} \right) M_\odot yr^{-1} \quad (3.22)$$

con $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} cm^2$ è la sezione d'urto di Thompson e ϵ è il rapporto tra l'energia radiativa e l'energia che agisce sulla massa, normalizzato a un valore adatto ad un buco nero rotante con una velocità piccola. Le simulazioni fatte tramite idrodinamica mostrano un accordo con \dot{M}_{BH} . Nel terzo gruppo, invece, si considera sempre la radiazione LW fornita dalle stelle vicine, le fluttuazione di essa sono le protagoniste dello scenario del collasso diretto degli aloni. Poiché le stelle non sono eccessivamente vicine, la radiazione non interagisce completamente con le molecole di gas dell'alone che restano pertanto stabili e in quantità maggiori. Inoltre a fornire elementi più pesanti sono le esplosioni di supernove, tutto ciò determina la formazione di buchi neri con masse diverse e un'accelerazione del collasso gravitazionale dovuto al raffreddamento. Dalle simulazioni è emerso che l'accrescimento degli oggetti compatti avviene tramite il collasso del gas, determinato da raffreddamento, e tramite interazione tra buchi neri.

Capitolo 4

Un fondo di radiazione dalle prime luci

Un altro degli strumenti utili per lo studio delle epoche antiche dell'universo è il fondo cosmico nel vicino infrarosso (CIB), in particolare in questa tesi ci si sofferma sul NIR, near infrared, con lunghezze d'onda dell'ordine $\lambda \sim 1 - 10\mu m$. Esso potrebbe rappresentare un'ulteriore prova dell'esistenza di stelle primitive di popolazione III, stelle che come detto nei capitoli precedenti sono teorizzate essere molto massicce, prive di metalli e con vite relativamente brevi ($3 \cdot 10^6 yr$). Si stima tale fondo si sia formato con le prime luci e che anche le attuali sorgenti contribuiscano a esso. In particolare tramite IRTF è stata misurata un'emissione isotropica pari a $\sim 35 nW m^{-2} sr^{-1}$ che non si spiega tramite le sorgenti note. Tuttavia per quanto esso sia di enorme importanza è difficile estrapolare tale fondo dalle immagini in quanto ad esso si sommano diversi contributi del sistema solare, del mezzo interstellare, del mezzo integrale e delle galassie. In particolare la misura delle fluttuazioni ha permesso di scoprire una componente non risolta del CIB tramite Spitzer/IRAC, che tuttavia conferma un segnale isotropico che si estende fino a scale $\sim 1^\circ$ (Helgason et al. (2016)). Per studiare tale fondo e in particolare capire cosa abbia provocato l'eccesso di flusso ci sono due metodi: il primo è lo studio dell'intensità integrata del CIB a diverse λ , il secondo prevede lo studio delle fluttuazioni spaziali.

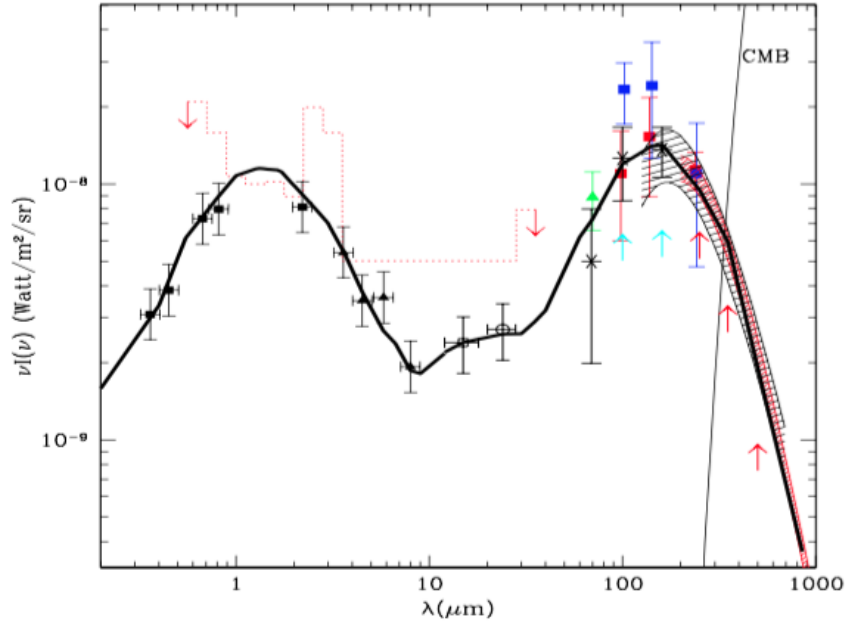


Figura 4.1: Spettro del fondo cosmico nell'infrarosso(CIRB) alle varie lunghezze d'onda; immagine presa da Franceschini (2018)

4.1 Fondo cosmico infrarosso

Il fondo cosmico infrarosso medio può essere calcolato tramite la seguente relazione fornita da Cooray et al.:

$$\nu_{obs} \bar{I}_{\nu_{obs}} = \int_{z_{min}}^{z_{max}} dz \frac{c}{H(z)} \frac{\nu(z) \bar{j}_{\nu}(z)}{(1+z)^2} \quad (4.1)$$

con $\nu(z) = (1+z)\nu_{obs}$, considerando $z_{max} = 30$ e $z_{min} = 6$, imponendo quest'ultimo come il redshift a cui la reionizzazione termina. Nell'articolo di Cooray et al. egli prende in considerazione sia l'ipotetico contributo dato dalle stelle di popolazione III sia quello delle stelle di popolazione II, infatti definisce il coefficiente comovolume di emissione come:

$$\bar{j}_{\nu}(z) = f_p \bar{j}_{\nu}^{PopIII}(z) + (1 - f_p) \bar{j}_{\nu}^{PopII}(z) \quad (4.2)$$

e nello specifico:

$$\bar{j}_{\nu}^i(z) = \frac{1}{4\pi} l_{\nu}^i \langle \tau_*^i \rangle \psi(z) \quad (4.3)$$

con l_ν^i densità di massa luminosa, $\langle \tau_*^i \rangle$ il tempo di vita medio di ogni stella e $\psi(z)$ il tasso di formazione stellare comoviente definito come:

$$\psi(z) = f_* \frac{\Omega_b}{\Omega_m} \frac{d}{dt} \int_{M_{min}}^{\infty} dM M \frac{dn}{dM}(M, z) \quad (4.4)$$

f_* è l'efficienza di formazione stellare che fornisce la frazione di barioni convertiti in stelle, $\frac{dn}{dM}$ è la funzione di massa dell'alone e M_{min} è il valore minimo di massa degli aloni di materia oscura perché vi sia formazione di galassie durante la reionizzazione (Cooray et al. (2012)).

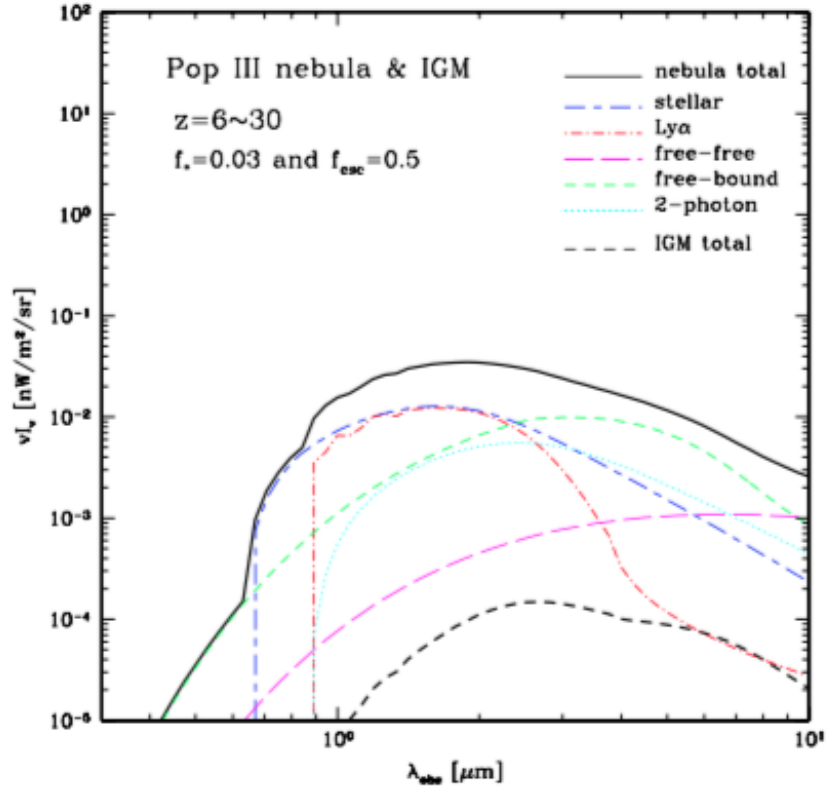


Figura 4.2: Spettro EBL, extragalactic background light, nel vicino infrarosso confrontato con la lunghezza d'onda osservata per la popolazione III, immagine presa da Cooray (2012)

4.2 Anisotropie del fondo di radiazione NIR

Un secondo metodo di indagine è legato alle anisotropie di questo fondo, uno degli aspetti positivi di tale approccio è dato dal fatto che è più facile sottrarre i contributi luminosi, non necessari, alle fluttuazioni invece che al flusso. Tramite lo studio e il confronto con dati presi in ottico e in UV è stato ricavato un eccesso di anisotropie dovute a sorgenti non note, che si spera di riuscire a rilevare con i futuri telescopi. Inoltre tali anisotropie mostrano un certo grado di affinità, a lunghezze d'onda alte, con il fondo cosmico dei raggi X non risolto (CXB), a raggi X dell'ordine di 0.5-2 keV; ciò indicherebbe tra le sorgenti del fondo infrarosso i buchi neri. Tuttavia a basse λ una spiegazione per tale fondo è l'esistenza di stelle super massicce e antiche. La luminosità legata alle anisotropie è data da:

$$\delta F(\theta) = F(\theta) - \langle F \rangle \quad (4.5)$$

dove $F(x)$ è la luminosità del cielo, $F = \lambda I_\lambda$, e $\langle F \rangle$ è il flusso medio isotropico. Per descrivere tali fluttuazioni, come nel caso della CMB, si utilizza lo spettro di potenza definito da $P_2(q) \equiv \langle |\delta F_q|^2 \rangle$ funzione angolare del numero d'onda angolare q . Inoltre nel caso la fluttuazione sia una variabile casuale si utilizza la funzione di correlazione data da $C(\theta) = \langle \delta F(x + \theta) \delta F(x) \rangle$, dove θ è la distanza angolare tra due punti e x corrisponde alla posizione in cui si trova l'osservatore. Nel caso di un segnale distribuito isotropicamente entrambe le funzioni sono trasformazioni in armoniche sferiche e sono collegate tra loro dalle seguenti relazioni:

$$C(\theta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\text{inf}} P_2(q) J_0(q\theta) q dq \quad (4.6)$$

$$P_2(q) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\text{inf}} C(\theta) J_0(q\theta) \theta d\theta \quad (4.7)$$

con $J_n(x)$ funzione cilindrica di Bessel di ordine n . Su scale angolari piccole dell'ordine $\sim 1sr$, lo spettro di potenza CIB è legato al tasso di produzione del flusso dF/dz , e allo spettro di potenza tridimensionale, in evoluzione, dell'aggregazione di galassie, $P_3(k)$, tramite la relazione di Limber Kashlinsky (2005). Pertanto si ottengono le seguenti relazioni Kashlinsky (2005):

$$P_2(q) = \int \left(\frac{dF}{dz} \right)^2 \frac{1}{c \frac{dt}{dz} d_A^2(z)} P_3\left(\frac{q}{d_A}; z\right) dz \quad (4.8)$$

dove $d_A(z)$ è la distanza del diametro angolare e l'integrazione è svolta lungo tutta l'epoca data dalle sorgenti che contribuiscono a CIB Kashlinsky (2005). Per cui si potrà anche scrivere:

$$P_2(q) = \frac{1}{c} \int \left(\frac{dI_{\nu'}}{dt} \right)^2 \frac{1}{d_A^2} P_3\left(\frac{q}{d_A}; z\right) dt \quad (4.9)$$

da cui con le opportune sostituzioni si ottiene la seguente relazione:

$$\Delta^2(k) = \frac{1}{2\pi^2} \frac{k^2 P_3(k)}{ct_0} \quad (4.10)$$

che è la fluttuazione del numero di sorgenti nel volume $k^{-2}ct_0^{-3}$. Nel caso di scale angolari $\theta = 2\pi/q$, si potrà riscrivere lo squarto quadratico medio della fluttuazione nel fondo infrarosso come (Helgason et al. (2016)):

$$\delta F_{\theta} \simeq \left(\frac{q^2 P(q)}{2\pi} \right)^2 \quad (4.11)$$

Inoltre poiché le fluttuazioni sono dovute alle sorgenti di fondo e dal loro aggregamento, possiamo scrivere:

$$\delta F_{\theta} = F_{CIB} \Delta_{\theta} \quad (4.12)$$

dove il termine Δ_{θ} comprende il termine di aggregazione. Helgason nel suo articolo del 2016, tramite le varie simulazioni stima un eccesso, tra 2-5 μm , pari a

$$\delta F_{CIB} = \left[\int_{2\mu m}^{5\mu m} \delta F^2 \frac{d\lambda}{\lambda} \right]^{\frac{1}{2}} = 0.072_{-0.020}^{+0.023} n W m^{-2} sr^{-1} \quad (4.13)$$

che può essere confrontato con il valore ottenuto da Kashlinsky, Mather et al. (2015), nel medesimo intervallo ma su scale pari a $\sim 5'$

$$\delta F_{2-5\mu m}(5') = \int_{AKARI}^{IRAC} \left(\frac{q^2 P_{\lambda}}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{d\lambda}{\lambda} \simeq 0.09 n W m^{-2} sr^{-1} \quad (4.14)$$

Come nel caso della CMB anche CIB avrà una componente dovuta al dipolo, anch'essa legata ai moti peculiari: della Terra, del sistema solare e galassie. L'ampiezza dell'anisotropia di dipolo è data da

$$\delta F_{CIB, dipole} \simeq 1.2 \cdot 10^{-3} (3 - \alpha_{\nu}) F_{CIB} \quad (4.15)$$

4.3 Rumore di fondo statistico in mappe profonde

Oltre alle anisotropie vi è una componente dovuta al rumore di fondo provocato dalle galassie che si somma al flusso di radiazione. La sua ampiezza è $\sim N_{beam}^{\frac{1}{2}}$ dove N_{beam} è il valor medio di galassie che si trovano all'interno del pixel di cielo. Il contributo che questo rumore fornisce allo spettro di potenza del fondo infrarosso è pari a :

$$P_{sn} = \int_0^{\text{inf}} F^2(m) \frac{dN_{gal}}{dm} dm \quad (4.16)$$

La componente legata al rumore di fondo diverrà più rilevanti su scale piccole, poiché nelle grandi scale si avrà un aumento dello spettro di potenza dell'aggregazione delle galassie (Kashlinsky (2005)).

4.4 Emissioni che contribuiscono al segnale

Il segnale dato dal fondo infrarosso è piuttosto debole mentre le sorgenti presenti sono molto luminose e coprono quindi il segnale. Le principali cause e i contributi che andranno sottratti alle immagini e agli spettri ottenuti sono:

- emissioni atmosferiche: nel caso si utilizzino strumenti da terra, si deve tenere conto dell'atmosfera che nel caso della banda K_s è pari a 295 MJysr^{-1} ;
- emissione integrata delle stelle presenti nella nostra Galassia e non riconosciute nelle mappe;
- galassie: le stelle presenti nelle galassie e le loro emissioni;
- luce zodiacale: è molto forte nelle bande infrarosse ed è dovuta alla riflessione della luce solare ad opera delle polveri;
- emissioni delle polveri interplanetarie nel nostro Sistema Solare (IPD);
- nubi galattiche: dovute al mezzo interstellare, si tratta di un segnale diffuso e non di facile riconoscimento. Si estendono fino a lunghezze d'onda pari a $3\mu m$ e la loro struttura può essere rappresentata tramite una legge di potenza $P_2(q) \propto q^n$ con valori di $n \simeq -2, -2.5$. Il contributo dovuto alle nubi è di difficile sottrazione a lunghezze d'onda basse dove inoltre vi è un forte contributo dell'estinzione delle polveri più forte di quello di emissione.

4.5 Popolazione III come sorgenti del CIB

Tra le sorgenti che potrebbero originare il picco, rilevato da IRTF, nel flusso del fondo cosmico infrarosso vi sono, come già detto, le stelle di popolazione III, le quali diffonderebbero energia nel mezzo diffuso a z alti. Le ragioni per cui si teorizza che esse siano la causa di tale fondo sono le seguenti:

- sono stelle più luminose di quelle dell'epoca attuale (popolazione I o popolazione II);
- essendo massive hanno un'efficienza radiativa molto più alta ($\epsilon = 0.007$) rispetto a quelle attuali;
- la polarizzazione è più alta in esse perché si formano in regioni rare.

Per una stella di popolazione III, che non subisca, come si ipotizza, perdita di massa durante il suo tempo di vita t_L , il valore del CIB è dato da:

$$\nu I_\nu = \frac{3}{8\pi} \frac{1}{4\pi R_H^2} \frac{c^5}{G} \epsilon \Omega_{baryon} \frac{1}{t_L} \int f_* \langle \nu' b_{\nu'} \rangle \frac{dt}{1+z} \quad (4.17)$$

Da tale equazione si vede come la massima luminosità che tali sorgenti possono raggiungere tramite gravità sia $\frac{c^5}{G} \simeq 10^{26} L_\odot$ (Kashlinsky 2005). Poiché il valore $L_{max}/4\pi R_H^2 \simeq 3 \cdot 10^8 n W m^{-2} sr^{-1}$ allora anche con valori piccoli di $\epsilon, \Omega_{baryon}, f_*$ tali stelle sarebbero sufficienti per produrre il fondo NIR (Kashlinsky (2005)).

Poiché sappiamo che $\delta_{CIB} \sim \sqrt{\pi} \Delta(qd_A^{-1}; z)|_{z_*}$ si evince che:

- dato un valore medio del livello del CIB, il valore $\Delta(k)$ è inversamente proporzionale a $\sqrt{t_*}$, che rappresenta il tempo di vita medio delle stelle di popolazione III che è così calcolabile;
- un tempo di vita breve corrisponde ad un basso flusso del CIB ma ad alte fluttuazioni.

Nel caso di scale angolari piccole al contributo delle anisotropie si somma quello del rumore di fondo, definito in precedenza, la cui misura permetterebbe di stimare il tempo di vita, le masse e alcune caratteristiche di queste stelle antichissime. Inoltre sappiamo che a causa dell'assorbimento Lyman il valore del fondo infrarosso sarà troncato a lunghezze d'onda $\lambda < 912(1+z_f)\text{Å}$. A causa del forte gradiente atmosferico sono necessari telescopi spaziali per rilevare le popolazioni III inoltre per evitare segnali dalle galassie si dovrà optare per un'osservazione con campo profondo. Pertanto al momento non vi sono ancora prove certe dell'esistenza di tali stelle.

Capitolo 5

Prospettive osservative con JWST

Come analizzato nei capitoli precedenti al momento non vi sono prove certe di quali debbano essere le prime sorgenti luminose e se esse siano o meno responsabili dell'effetto di reionizzazione del gas. Inoltre per quanto gli ultimi dati di Planck stimino tale epoca a $z=8.8$ vi è ancora molta incertezza sull'intervallo di redshift della reionizzazione. La maggior parte degli studi indicano come prima luce le stelle di popolazione III, che tuttavia sarà per ora impossibile osservare direttamente, anche utilizzando il nuovo telescopio spaziale James Webb Space Telescope (JWST). Assumendo di avere una stella di popolazione III come campione, con massa molto grande, all'interno di una galassia primordiale, di cui una grande frazione di gas sia stata inglobata in stelle; si può calcolare il flusso delle righe a $z = 0$ tramite la relazione (Johnson (2013)):

$$F = \frac{L}{4\pi D_L^2(z)} \simeq 10^{-20} \left(\frac{L}{10^{40} \text{ergs}^{-1}} \right) \left(\frac{1+z}{10} \right)^{-2} \text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (5.1)$$

dove D_L è la distanza di luminosità al redshift z . Considerando a $z \geq 10$ la riga più luminosa, Lyman α , essa avrebbe un flusso $F \leq 4 \cdot 10^{-20} \text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-2}$, il quale è ben al di sotto del limite di sensibilità delle survey che si otterranno con JWST, dell'ordine $\sim 2 \cdot 10^{-19} \text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-2}$ (Johnson (2013)). Tale strumento, il cui lancio è previsto per il 2021, sarà il più grande telescopio spaziale in raggi infrarossi, frutto di una collaborazione tra NASA, l'agenzia spaziale europea (ESA) e l'agenzia spaziale canadese (CSA). Esso opererà al punto lagrangiano L2 del sistema Terra-Sole, a circa $1.5 \cdot 10^6 \text{km}$ dalla Terra. Caratterizzato da uno specchio primario di 6.5m di diametro, avrà una superficie di rilevamento di 25m^2 . Tale strumento lavorerà sui seguenti intervalli di lunghezza d'onda: rosso-visibile, vicino, medio e lontano infrarosso (fino a $28 \mu\text{m}$). Monta diversi strumenti, i più importanti che si spera forniscano delle risposte alle domande presenti

in questo lavoro di tesi sono nello specifico:

- NIRC*am*: costituita da due moduli simmetrici i quali operano a lunghezze d'onda del "blu" (inferiori a $2.5\mu m$) e del "rosso" (tra le $2.5\mu m$ e i $5\mu m$) simultaneamente. Il campo di vista istantaneo dello strumento è di $\simeq 9.6 arcmin^2$ ma il campo effettivo è di $\sim 19 arcmin^2$ grazie alle immagini simultanee. Permetterà di osservare le prime galassie e forse i primi ammassi;
- NIRS*pec*: uno spettrografo multioggetto capace di catturare simultaneamente spettri di 100 o più oggetti, ha un campo di vista di $10 arcmin^2$ e raggiunge lunghezze d'onda di $5\mu m$; esso dovrebbe poter raggiungere magnitudini AB dell'ordine di ~ 29 e quindi di studiare diversi oggetti;
- MIRI: uno strumento che opera nel medio-lontano IR e che verrà usato in particolare per $z > 11$ fornendo sia immagini osservative sia spettroscopiche, in particolare tramite esso si potrà studiare il rapporto tra le righe $H\alpha$ e Lyman α di alcune sorgenti;
- TFI: Tunable Filter Instrument opera a lunghezze d'onda superiori $1.5\mu m$ e utilizzando la tecnica dei narrow-band filters sarà in grado di identificare le sorgenti Lyman α .

Tramite questo osservatorio speriamo di ottenere immagini e spettri di galassie primordiali ad alti redshift, sfruttando anche il lensing gravitazionale, che contengano tali stelle super massicce. Inoltre speriamo di ottenere anche immagini di ammassi globulari antichi che aiutino a comprendere come essi si siano formati. Nello specifico si ipotizza che JWST possa rilevare nel proprio campo di vista, $\sim 10 arcmin^2$, fino a un centinaio di galassie starburst. Ciò è stato ricavato usando la relazione di Press-Schechter come riportato nell'articolo di Bromm e Yoshida (2011).

Inoltre JWST permetterà di studiare in maniera più approfondita il CIB, le sue fluttuazioni e indagare meglio il "Lyman break". Quest'ultimo è rappresentato fisicamente negli spettri come la soglia a cui il flusso tende a 0. Nello specifico questo salto è misurato a lunghezze Lyman α $\lambda = 0.1216\mu m$ (10.2eV) se l'emissione è completamente assorbita, nel caso vi sia presenza di fotoni liberi si parla del continuo di Lyman e tale salto si avrà a $\lambda = 0.912\mu m$ (13.6eV). Kashlinsky, Mather et al. (2015) nel loro articolo hanno illustrato un metodo con cui analizzeranno le future immagini per studiare tale fondo: la tomografia. Tramite cui ricostruire l'emissione a $z \geq 30$ misurando le fluttuazioni delle righe di emissione, la cui variazione di intensità sarà funzione sia della

posizione sia della lunghezza d'onda:

$$\frac{\Delta I}{I}(\theta, \lambda) \quad (5.2)$$

In tal modo sarà possibile datare l'epoca in cui tali fluttuazioni hanno avuto inizio e le sorgenti che hanno provocato tale flusso.

Anche altri scienziati come Zackrisson stanno mettendo a punto alcune simulazioni per lo studio delle galassie antiche tramite le future immagini di JWST. Nel proprio articolo Zackrisson, Rydberg et al. (2011) illustra Yggdrasil un modello che studia la distribuzione spaziale dell'energia (SEDs) delle galassie ad alti redshift. Uno dei parametri principali per tale studio è rappresentato dalla massa disponibile per la formazione delle stelle:

$$M_{Tot} = \int_0^{\tau} SFR(\tau) dt \quad (5.3)$$

Tale modello permetterà di predire le masse delle stelle che hanno formato le galassie primordiali che saranno osservate da JWST. I dati ottenuti prevedono che a $z = 10$ le popolazioni stellari abbiano una massa enorme $\sim 10^5 M_{\odot}$. Masse così grandi sono dovute al fatto che i plasmi stellari sono privi di metalli. In particolare si evince da Zackrisson, Binggeli et al. (2017) che le galassie che si andranno ad osservare debbano avere una massa di stelle totale osservabili in assenza di lensing di $M_{stars} \geq 10^8 - 10^9 M_{\odot}$ al contrario in presenza di forte lensing $M_{stars} \geq 10^7 M_{\odot}$.

Mesinger e Furlanetto, come riportato in Mesinger (2016), hanno ideato un metodo statistico "count in cell" che può adattarsi alle survey che saranno fornite dal telescopio JWST per studiare le LAE (Lyman alpha emitters). Durante la reionizzazione la probabilità di trovare LAE in un campo che contenga a sua volta un'altra LAE è più alta che non durante la post reionizzazione (Mesinger (2016)). Nello specifico è riportato che in un Universo con $\chi_{HI} > 0.5$ tale probabilità sia maggiore del 10% rispetto a quella che si avrebbe per un Universo con $\chi_{HI} = 0.0$.

Sarà per giunta possibile rilevare le prime supernove, tramite osservazioni ripetute nel tempo in vari campi e studiando la curva di luminosità che si otterrà potremmo avere delle informazioni sulle stelle che le hanno generate. Per studiare le proprietà di tali stelle si studierà in aggiunta l'evoluzione con il redshift della frazione media di volume di gas ionizzato (Mesinger (2016)).

Infine una delle nuove teorie per spiegare la provenienza dei buchi neri primordiali supermassicci si basa su quelle che vengono definite "dark stars", stelle alimentate dall'annichilazione di materia oscura e non dal bruciamento dell'idrogeno. Tali stelle sono

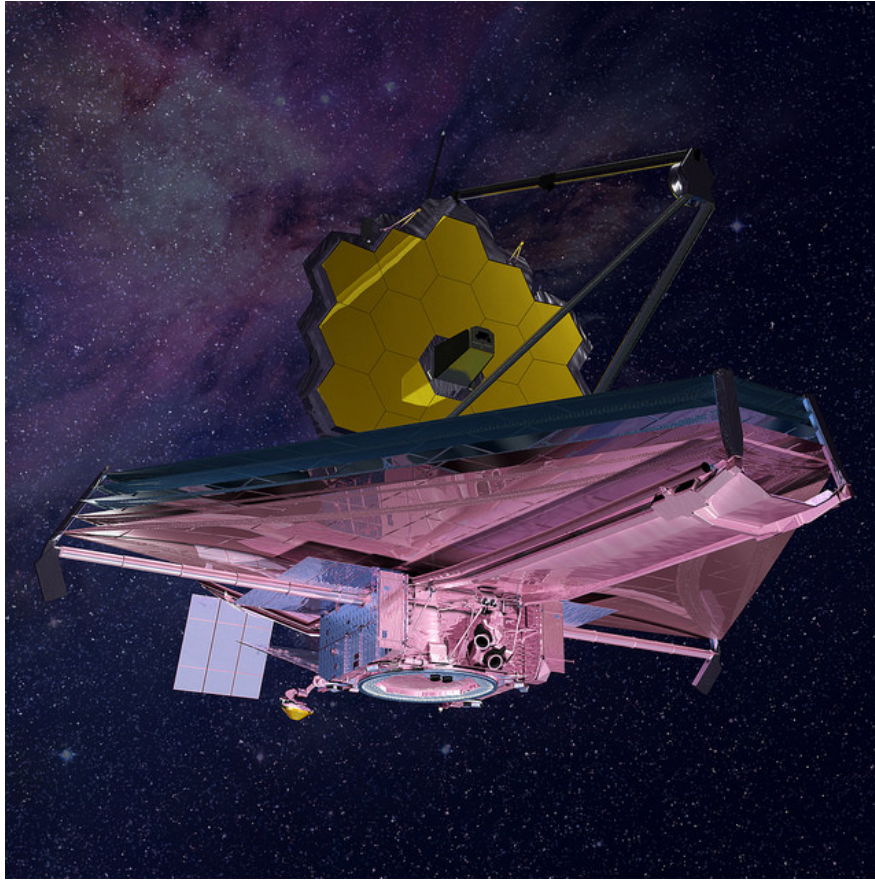


Figura 5.1: Disegno del telescopio spaziale James Webb. Immagine presa dal sito della NASA

molto luminose, si stima raggiungano luminosità pari a $10^{10}L_{\odot}$ e quindi sarebbero osservabili con JWST.

Bibliografia

- Abel, T., G. L. Bryan e M. L. Norman (2001). «Forming the First Star in the Universe». In: *The Physics of Galaxy Formation*. A cura di M. Umemura e H. Susa. Vol. 222. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 129.
- (2002). «The Formation of the First Star in the Universe». In: *Science* 295, pp. 93–98. DOI: 10.1126/science.295.5552.93. eprint: astro-ph/0112088.
- Bouwens, R. J. et al. (2015). «Reionization After Planck: The Derived Growth of the Cosmic Ionizing Emissivity Now Matches the Growth of the Galaxy UV Luminosity Density». In: *ApJ* 811, 140, p. 140. DOI: 10.1088/0004-637X/811/2/140. arXiv: 1503.08228.
- Bromm, V. e N. Yoshida (2011). «The First Galaxies». In: *A and A* 49, pp. 373–407. DOI: 10.1146/annurev-astro-081710-102608. arXiv: 1102.4638.
- Clark, P. C. et al. (2011). «Gravitational Fragmentation in Turbulent Primordial Gas and the Initial Mass Function of Population III Stars». In: *ApJ* 727, 110, p. 110. DOI: 10.1088/0004-637X/727/2/110. arXiv: 1006.1508.
- Cooray, A. et al. (2012). «The Near-infrared Background Intensity and Anisotropies during the Epoch of Reionization». In: *ApJ* 756, 92, p. 92. DOI: 10.1088/0004-637X/756/1/92. arXiv: 1205.2316.
- Di Matteo, T. et al. (2012). «Cold Flows and the First Quasars». In: *ApJ* 745, L29, p. L29. DOI: 10.1088/2041-8205/745/2/L29. arXiv: 1107.1253.
- Fernandez, E. R. e E. Komatsu (2006). «The Cosmic Near-Infrared Background: Remnant Light from Early Stars». In: *ApJ* 646, pp. 703–718. DOI: 10.1086/505126. eprint: astro-ph/0508174.
- Franceschini, A. (2000). *Radio signature of H I at high redshift: mapping the end of the Dark Ages*.
- Franceschini, A. e G. Rodighiero (2018). «The extragalactic background light revisited and the cosmic photon-photon opacity (Corrigendum)». In: *aap* 614, C1, p. C1. DOI: 10.1051/0004-6361/201629684e.

- Franceschini, A., G. Rodighiero e M. Vaccari (2008). «Extragalactic optical-infrared background radiation, its time evolution and the cosmic photon-photon opacity». In: *A and A* 487, pp. 837–852. DOI: 10.1051/0004-6361:200809691. arXiv: 0805.1841.
- Glover, S. (2005). «The Formation Of The First Stars In The Universe». In: *Science* 117, pp. 445–508. DOI: 10.1007/s11214-005-5821-y. eprint: astro-ph/0409737.
- Greif, T. H. et al. (2008). «The formation of the first galaxies and the transition to low-mass star formation». In: *Low-Metallicity Star Formation: From the First Stars to Dwarf Galaxies*. A cura di L. K. Hunt, S. C. Madden e R. Schneider. Vol. 255. IAU Symposium, pp. 33–48. DOI: 10.1017/S1743921308024551. arXiv: 0808.1647.
- Gunn, J. E. e B. A. Peterson (1965). «On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space.» In: *ApJ* 142, pp. 1633–1641. DOI: 10.1086/148444.
- Helgason, K. et al. (2016). «On the physical requirements for a pre-reionization origin of the unresolved near-infrared background». In: *MNRAS* 455, pp. 282–294. DOI: 10.1093/mnras/stv2209. arXiv: 1505.07226.
- Hirano, S. et al. (2018). «Formation of the First Star Clusters and Massive Star Binaries by Fragmentation of Filamentary Primordial Gas Clouds». In: *ApJ* 855, 17, p. 17. DOI: 10.3847/1538-4357/aaaaba. arXiv: 1711.07315.
- Johnson, J. L. (2013). «Formation of the First Galaxies: Theory and Simulations». In: *The First Galaxies*. A cura di T. Wiklind, B. Mobasher e V. Bromm. Vol. 396. Astrophysics and Space Science Library, p. 177. DOI: 10.1007/978-3-642-32362-1_4. arXiv: 1105.5701.
- Kashlinsky, A. (2005). «Cosmic infrared background and early galaxy evolution [review article]». In: *Physics* 409, pp. 361–438. DOI: 10.1016/j.physrep.2004.12.005. eprint: astro-ph/0412235.
- Kashlinsky, A., R. G. Arendt et al. (2018). «Looking at cosmic near-infrared background radiation anisotropies». In: *Reviews of Modern Physics* 90.2, 025006, p. 025006. DOI: 10.1103/RevModPhys.90.025006. arXiv: 1802.07774.
- Kashlinsky, A., J. C. Mather et al. (2015). «Reconstructing Emission from Pre-reionization Sources with Cosmic Infrared Background Fluctuation Measurements by the JWST». In: *ApJ* 804, 99, p. 99. DOI: 10.1088/0004-637X/804/2/99. arXiv: 1412.5566.
- Latif, M. A. e D. R. G. Schleicher (2015). «Disc fragmentation and the formation of Population III stars». In: *MNRAS* 449, pp. 77–87. DOI: 10.1093/mnras/stu2573. arXiv: 1411.0096.

- Laursen, P., J. Sommer-Larsen e A. O. Razoumov (2011). «Intergalactic Transmission and Its Impact on the Ly α Line». In: *ApJ* 728, 52, p. 52. DOI: 10.1088/0004-637X/728/1/52. arXiv: 1009.1384.
- Matsumoto, T. et al. (2005). «Infrared Telescope in Space Observations of the Near-Infrared Extragalactic Background Light». In: *ApJ* 626, pp. 31–43. DOI: 10.1086/429383. eprint: astro-ph/0411593.
- Mesinger, A., cur. (2016). *Understanding the Epoch of Cosmic Reionization*. Vol. 423. Astrophysics and Space Science Library. DOI: 10.1007/978-3-319-21957-8.
- Planck Collaboration, R. Adam et al. (2016). «Planck intermediate results. XLVII. Planck constraints on reionization history». In: *A and A* 596, A108, A108. DOI: 10.1051/0004-6361/201628897. arXiv: 1605.03507.
- Planck Collaboration, P. A. R. Ade et al. (2016). «Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters». In: *aap* 594, A13, A13. DOI: 10.1051/0004-6361/201525830. arXiv: 1502.01589.
- Prieto, J. et al. (2011). «Population III Stars from Turbulent Fragmentation at Redshift ~ 11 ». In: *ApJ* 731, L38, p. L38. DOI: 10.1088/2041-8205/731/2/L38. arXiv: 1101.5163.
- Schneider, P. (2015). *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*. DOI: 10.1007/978-3-642-54083-7.
- Sparke, L. S. e J. S. Gallagher III (2000). *Galaxies in the universe : an introduction*, p. 416.
- Stiavelli, M. (2009). *From First Light to Reionization: The End of the Dark Ages*.
- Tozzi, P. et al. (2000). «Radio Signatures of H I at High Redshift: Mapping the End of the “Dark Ages”». In: *ApJ* 528, pp. 597–606. DOI: 10.1086/308196. eprint: astro-ph/9903139.
- Valiante, R. et al. (2017). «On the Formation of the First Quasars». In: *PASA* 34, e031, e031. DOI: 10.1017/pasa.2017.25. arXiv: 1703.03808.
- Wang, F. Y. (2013). «The high-redshift star formation rate derived from gamma-ray bursts: possible origin and cosmic reionization». In: *A and A* 556, A90, A90. DOI: 10.1051/0004-6361/201321623. arXiv: 1401.5864 [astro-ph.HE].
- Yoshida, N. et al. (2006). «Formation of Primordial Stars in a Λ CDM Universe». In: *ApJ* 652, pp. 6–25. DOI: 10.1086/507978. eprint: astro-ph/0606106.
- Zackrisson, E., C. Binggeli et al. (2017). «The Spectral Evolution of the First Galaxies. III. Simulated James Webb Space Telescope Spectra of Reionization-epoch Galaxies with Lyman-continuum Leakage». In: *ApJ* 836, 78, p. 78. DOI: 10.3847/1538-4357/836/1/78. arXiv: 1608.08217.

Zackrisson, E., C.-E. Rydberg et al. (2011). «The Spectral Evolution of the First Galaxies. I. James Webb Space Telescope Detection Limits and Color Criteria for Population III Galaxies». In: *ApJ* 740, 13, p. 13. DOI: 10.1088/0004-637X/740/1/13. arXiv: 1105.0921.