

# Korelacija između kinetičkog Sunayev-Zel'dovich efekta i kozmološkog 21 cm signala neutralnog vodika

---

Nikolić, Ivan

Master's thesis / Diplomski rad

2020

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:900438>

Rights / Prava: [In copyright](#) / [Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2025-01-11**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

Ivan Nikolić

KORELACIJA IZMEĐU KINETIČKOG  
SUNYAEV-ZEL'DOVICH EFEKTA I  
KOZMOLOŠKOG 21 CM SIGNALA  
NEUTRALNOG VODIKA

Diplomski rad

Zagreb, 2020.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ  
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

**Ivan Nikolić**

Diplomski rad

**Korelacija između kinetičkog  
Sunyaev-Zel'dovich efekta i  
kozмолоškog 21 cm signala  
neutralnog vodika**

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Vábor Jelić

Suvoditelj diplomskog rada: prof. dr. sc. Krešimir Pavlovski

Ocjena diplomskog rada: \_\_\_\_\_

Povjerenstvo: 1. \_\_\_\_\_

2. \_\_\_\_\_

3. \_\_\_\_\_

Datum polaganja: \_\_\_\_\_

Zagreb, 2020.

Zahvaljum se obitelji na podršci i potpori koju su mi ukazali tijekom cijelog studija. Zahvaljujem se i prijateljima što su mi uljepšali studentske dane. Zahvaljujem se ponajviše mentoru Vitoru Jeliću na brojnim savjetima, uloženom vremenu i prenesenom znanju koje će mi pomoći u karijeri fizičara.

## Sažetak

Kinetički Sunyaev-Zel'dovich (kSZ) efekt je efekt koji nastaje Thomsonovim raspršenjem fotona mikrovalnog kozmičkog zračenja na slobodnim elektronima ionizirane međugalaktičke tvari. Raspršenjem fotona na elektronima stvara se sekundarna anizotropija u mikrovalnom pozadinskom zračenju. kSZ efekt se može koristiti kao proba ionizirane materije u astrofizičkim promatranjima. Kozmološki 21 centimetarski signal dolazi od hiperfinog prijelaza neutralnog vodika i proba je neutralne materije. U ovom radu korištena je semi-numerička simulacija kSZ efekta i signala 21 centimetarske linije, 21cmFAST za istraživanje kSZ efekta u vrijeme epohe reionizacije. Također promatrana je i korelacija kozmološkog 21 cm signala i kSZ signala te je dobivena ovisnost korelacije u epohi reionizacije. Korelacija ovisi o mehanizmu kojim se materija reionizira te periodu reionizacije Svemira. Također su promatrani drugi alati za promatranje korelacije.

Ključne riječi: kSZ efekt, kozmološki 21 cm signal, simulacija, epoha reionizacije, korelacija, neutralni vodik, 21cmFAST

# Cross-correlation between kinetic Sunyaev-Zel'dovich effect and cosmic 21 cm signal of neutral hydrogen

## Abstract

Kinetic Sunyaev-Zel'dovich (kSZ) effect is an effect originating from Thomson scattering between cosmic microwave background photons and free electrons in the reionized medium. Scattering of photons on electrons creates a secondary anisotropy in the cosmic microwave background. The kSZ effect can be used to probe the ionized matter in the astrophysical observations. The Cosmic 21-centimeter signal comes from the hyperfine transition of neutral hydrogen and is the probe of the neutral matter. In this work semi-numerical simulation of kSZ signal and 21-centimeter signal, 21cmFast is used to study the kSZ effect at the epoch of reionization. Cross-correlation between the cosmic 21 cm signal and kSZ signal is observed as well and the evolution of correlation was obtained at the epoch of reionization. Correlation depends on the mechanism by which the medium is reionized and on the stage of the epoch of reionization. Other tools for measuring correlation were also explored.

Keywords: kSZ effect, cosmic 21 cm signal, simulation, epoch of reionization, cross-correlation, neutral hydrogen, 21cmFAST

# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
1.1	Kratka povijest Svemira . . . . .	1
1.2	Pozadinsko zračenje Svemira . . . . .	2
1.3	Epoha reionizacije Svemira . . . . .	6
1.4	Izazovi u detekciji EoR signala . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Simulacije i podaci</b>	<b>12</b>
<b>3</b>	<b>Rezultati simulacija</b>	<b>14</b>
3.1	21cm signal . . . . .	14
3.1.1	Koeficijent asimetrije i spljoštenosti . . . . .	18
3.2	kSZ simulacije . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Korelacije između kSZ i EoR signala</b>	<b>21</b>
4.1	Pearsonov koeficijent korelacije . . . . .	21
4.2	Veličina mjehurića u simulacijama . . . . .	23
4.2.1	Hough transformat . . . . .	23
4.2.2	<i>astroHOG</i> algoritam . . . . .	26
4.3	Korelacijski spektar . . . . .	28
<b>5</b>	<b>Zaključak</b>	<b>35</b>
	<b>Literatura</b>	<b>37</b>

# 1 Uvod

## 1.1 *Kratka povijest Svemira*

Nakon Hubbleovog otkrića da se Svemir širi i Einsteinove opće teorije relativnosti, kozmologija se pojavila kao egzaktna znanstvena disciplina. Standardni model kozmologije koji se razvio u dvadesetom stoljeću zasniva se na teoriji Velikog Praska. Po toj teoriji Svemir je u početku bio vruć i gust te se širenjem hladio i razrjeđivao što je dovelo do formiranja i razvoja struktura koje danas opažamo u Svemiru. Teorija Velikog Praska objašnjava ekspanziju Svemira, količinu lakih elemenata nastalih primordijalnom nukleosintezi i postojanje pozadinskog zračenja Svemira [7].

Iako se mnogo toga zna o najranijoj povijesti Svemira, postoji i puno nepoznanica kao što su detalji vezani za period inflacije koja je odgovorna za početne perturbacije, zametke struktura koje vidimo danas. Nakon inflacije Svemir se nastavlja širiti i hladiti te dolazi do prvotne nukleosinteze kojom nastaju laki elementi kao što su vodik, deuterij, helij i u vrlo maloj količini litij. Nakon primordijalne nukleosinteze Svemir se nalazi u stanju plazme pozitivno nabijenih iona, slobodnih elektrona i fotona. S obzirom na to da je srednji slobodni put fotona tada bio jako malen, događao se veliki broj interakcija što je dovelo do termalne ravnoteže.

Zbog velikog broja fotona u odnosu na broj bariona, čak i ispod temperature potrebne da se stvori atomski vodik, koja odgovara energiji vezanja od 13.6 eV ne dolazi do efikasnog stvaranja atomskog vodika. No kako temperatura uslijed širenja Svemira dalje pada, ionizirani vodik i slobodni elektroni se počinju efikasno spajati u njihovo vezano stanje, atomski vodik. Taj proces se zove rekombinacija i tim procesom Svemir postaje neutralan i proziran za propagaciju fotona. Kao relikv tog događaja opažamo mikrovalno pozadinsko zračenje, odnosno zračenje Svemira kao crnog tijela. Mikrovalno pozadinsko zračenje je vrlo bitan rudnik podataka u kozmologiji te su mnoga saznanja otkrivena pomoću mikrovalnog pozadinskog zračenja Svemira (pregled fizike mikrovalnog pozadinskog zračenja u [14]).

Nakon rekombinacije neutralna materija u Svemiru uslijed djelovanja gravitacije počinje se organizirati u strukture te nastaju prvi izvori zračenja kao što su zvijezde i mini kvazari. Zračenje prvih izvora osim što zagrijava međugalaktičku materiju istovremeno je ionizira. Svemir ponovno postaje većinom ioniziran. Vremenski period u kojem Svemir prelazi iz neutralnog u ioniziran zove se epoha reionizacije. Ionizacija



se prvo dogodila lokalno oko ionizirajućih izvora, tzv. ionizirani mjehurići, te je zatim došlo do njihovog stapanja i globalne ionizacije Svemira [33].

## 1.2 Pozadinsko zračenje Svemira

Kao što je spomenuto u odjeljku 1.1 pozadinsko zračenje Svemira je uvelike doprinijelo razvoju kozmologije. Kozmičko mikrovalno pozadinsko zračenje (engl. Cosmic Microwave Background, dalje CMB) otkriveno je 1964., zbog čega je 1978. dodijeljena i Nobelova nagrada. CMB zračenje je u velikoj mjeri izotropno sa prosječnom temperetuirom od 2.725 K [11]. CMB zračenje se odlično može opisati kao zračenje crnog tijela koje opisujemo Planckovim zakonom:

$$I(\nu, T)d\nu = \left( \frac{2h\nu^3}{c^2} \right) \left( \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \right) d\nu \text{ W m}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1} \quad (1.1)$$

Značajna odstupanja od spektra crnog tijela još nisu uočena. Unatoč tome što je CMB zračenje u velikoj mjeri izotropno, male anizotropije su vrlo bitne zbog toga što daju potpis kozmoloških parametara i procesa u ranom Svemiru. Red veličine tih anizotropija je otprilike  $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ .

Prije rekombinacije srednji put fotona je bio puno manji od horizonta Svemira. Horizont Svemira u ovom slučaju predstavlja kauzalno povezani dio Svemira. Comptonovo raspršenje je dovelo do toga da je elektronsko-protonski fluid čvrsto vezan s fotonima. Nakon što je temperatura pala dovoljno došlo je do odvezivanja fotona od elektrona zbog toga što su se atomi i elektroni vezali i učinili Svemir neutralnim. Taj period se zove rekombinacija. S obzirom na to da fotona ima mnogo više od bariona u Svemiru te da fotoni slijede Planckovu raspodjelu, do rekombinacije nije došlo na energiji ionizacije vodika nego na još nižoj temperaturi. No prije rekombinacije, kada su fotoni i elektronsko-protonski fluid bili vezani, fluktuacije u materiji su na jedinstven način dovele do fluktuacija u fotonском fluidu. Te fluktuacije danas vidimo kao primarne anizotropije. CMB zračenje je nastalo kada je Svemir bio star oko 370 000 godina, što odgovara crvenom pomaku od  $z \sim 1100$ . Temperatura Svemira je tada bila oko 3000 K, što odgovara energiji od  $\sim 0.25$  eV što je mnogo manje od 13.6 eV, odnosno energije ionizacije vodika ([7], [8]).

Način na koji analiziramo te anizotropije je pomoću spektra snage. Temperature

fluktuacije rastavljamo na sferne harmonike:

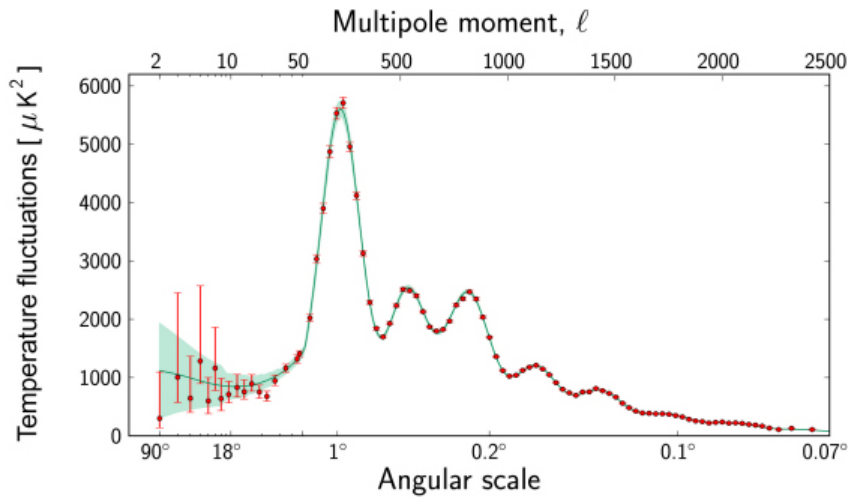
$$T(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (1.2)$$

gdje su  $Y_{lm} = e^{im\phi} P_l^m(\cos\theta)$  sferni harmonici, a  $P_l^m(\cos\theta)$  Legendreove funkcije.

Koeficijenti  $a_{lm}$  imaju srednje vrijednosti koje ovise o  $l$ , a ne o  $m$ . Također, njihova raspodjela bi trebala biti Gaussova zbog čega se spektar snage karakterizira s veličinom:

$$C_l \equiv \langle |a_{lm}|^2 \rangle. \quad (1.3)$$

Mjerenja velikih skala, odnosno malih  $l$  predstavljaju problem zbog toga što se mogu napraviti  $2l+1$  nezavisnih mjerenja, što je broj različitih  $m$  za dani  $l$ . Povećanjem  $l$  taj problem nestaje i sposobni smo mjeriti kozmološke veličine vrlo precizno.



Slika 1.1: Spektar snage temperaturnih fluktuacija CMB zračenja. Dobiveno pomoću Planck satelita. Iz [9]

Na slici 1.1 se nalazi prikaz spektra snage dobiven pomoću satelita *Planck* [9]. Planck je satelit ESA-e kojim promatramo Svemir na valnim duljinama između 0.3 mm i 11.1 mm. Primarni cilj misije je istraživanje CMB zračenja. Misija je već i završila i izmjerila je do sada najprecizniji spektar snage CMB zračenja.

Kao što se vidi na slici 1.1, na najnižim  $l$ , odnosno na najvećoj kutnoj skali (odnos kutne skale  $\theta$  i multipolnog momenta je otprilike  $l = \frac{180^\circ}{\theta}$ ), imamo najveću sistematsku grešku kao što je gore opisano. Osim toga na višim  $l$  nalazimo vrhove čiji položaj i visina određuju neke kozmološke parametre.

Vrhovi se pojavljuju zbog toga što su akustički valovi fluida određene valne dužine u vrijeme rekombinacije bili na svom maksimumu [14]. Poznavajući fizikalnu skalu akustičkih valova, položaj prvog vrha može ukazati na to je li Svemir zakrivljen (otvoren ili zatvoren) ili ravan. Mjerenja prvog vrha pokazuju da je Svemir ravan ili jako blizu toga.

Drugi vrh je niži od prvog vrha. Uzimajući analogiju sa masama i oprugama, barioni predstavljaju masu, a tlak (zračenja) predstavlja oprugu. Vrhovi koji predstavljaju zgušnjavanja (prvi, treći, peti,...) ovise o masi i opruzi, dok razrjeđenja ne ovise o masi (drugi, četvrti,...) [14]. Zbog toga se odnos prvog i drugog vrha koristi za određivanje gustoće bariona.

Zbog različite ovisnosti gustoće s crvenim pomakom nerelativističke materije i relativističke materije dobivamo i različito ponašanje vrhova viših harmonika. Precizno određivanje trećeg vrha tada može odrediti odnos gustoće zračenja i gustoće nerelativističke materije.

Na još višim  $l$  dolazi do pada u intenzitetu spektra snage. To je zbog toga što je proces rekombinacije trajao neko vrijeme, površina zadnjeg raspršenja nije infinitezimalno tanka. Proces pada intenziteta snage se zove još i Silkovo prigušivanje [28] i događa se zbog toga što dolazi do difuzije fotona unutar Hubbleovog vremena, a difuzija izgladuje anizotropije. Ako je udaljenost koju prođu fotoni veća od valne duljine multipola koji promatramo, tada će taj multipol biti izgladen. Taj efekt je izraženiji s većom valnom duljinom. Pad intenziteta također ovisi o kozmološkim parametrima, gustoći bariona i gustoći ukupne materije.

S obzirom na to da fotoni nastali tijekom rekombinacije međudjeluju s materijom, spektar snage tih fotona se mijenja. Sve anizotropije spektra koje nastaju nakon rekombinacije zovu se sekundarne anizotropije. Njihov utjecaj je bitniji na manjim skalama. Dva su moguća načina na koji dolazi do anizotropija, gravitacijski efekti i efekti raspršenja na elektronima. Gravitacijski efekti uključuju gravitacijsku leću, Rees-Sciama efekt i integrirani Sachs-Wolfe efekt [1].

Efekt koji nas najviše zanima je Sunyaev-Zel'dovich efekt [34]. U vrijeme epohe reionizacije, koja je glavna tema ovog diplomskog rada, nastaju slobodni elektroni koji mogu Thomsonovim raspršenjem raspršiti CMB fotone. To je jedan od načina na koji mogu nastati sekundarne anizotropije CMB zračenja.

Sunyaev-Zel'dovich efekt je dobio ime po sovjetskim znanstvenicima Rashidu

Sunyaevu i Yakovu Zel'dovichu. Sunyaev-Zel'dovich efekt dijelimo na dva efekta. Anizotropije koje nastaju termalnim gibanjem slobodnih elektrona zovu se termalni Sunyaev-Zel'dovich (tSZ) efekt, dok u slučaju grupnog gibanja elektrona, riječ je o kinetičkom Sunyaev-Zel'dovich (kSZ) efektu. U slučaju nehomogene reionizacije, kSZ efekt je dominantan izvor sekundarnih anizotropija [1]. kSZ efekt je uočen za bliske klustere (primjer je mjerenje nevezanog plina pomoću kSZ efekta [22]).

Fluktuacije u temperaturi CMB zračenja nastale Thomsonovim raspršenjem fotona na slobodnim elektronima za danu doglednicu su dane sljedećim izrazom [15]:

$$\left(\frac{\delta T}{T}\right)_{kSZ} = -\sigma_T \int_{t_r}^{t_0} e^{-\tau} n_e(\hat{r} \cdot \vec{v}) dt \quad (1.4)$$

gdje je  $\sigma_t = 6.65 \times 10^{-29} \text{ m}^2$  Thomsonov udarni presjek za elektrone,  $\tau$  optička dubina elektrona za Thomsonovo raspršenje,  $\vec{v}$  je grupna brzina elektrona i  $\hat{r}$  je jedinični vektor u smjeru doglednice. Integral se izvrsjednjuje od  $t_r$ , vremena rekombinacije do  $t_0$ , danas. Faktor  $e^{-\tau}$  dolazi zbog višestrukog raspršenja na doglednici koje će umanjiti fluktuacije temperature.

Gustoću elektrona  $n_e$  možemo rastaviti na ukupnu gustoću neutralnih atoma  $n_n$  pomnoženu sa faktorom ionizacije  $x_e$ . Obje veličine variraju oko svojih srednjih vrijednosti  $\bar{n}_n$  i  $\bar{x}_e$ . Te fluktuacije možemo definirati kao  $\delta = n_n/\bar{n}_n - 1$  i  $\delta_e = x_e/\bar{x}_e - 1$ . Gustoća elektrona se može zapisati kao:

$$n_e = \bar{n}_n \bar{x}_e (1 + \delta + \delta_e + \delta\delta_e). \quad (1.5)$$

Srednja vrijednost gustoće neutralnih atoma mijenja se s crvenim pomakom kao  $\bar{n}_n = \bar{n}_{n(0)}(1+z)^3$  gdje je  $\bar{n}_{n(0)}$  srednja vrijednost gustoće neutralnih atoma danas. Za vodik ta vrijednost iznosi  $n_{HI(0)} = 1.9 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}$  [15]. Osim toga, jednadžbu možemo prebaciti iz integrala po vremenu u integral po crvenom pomaku. Za to koristimo transformaciju  $dt = -\frac{dz}{H(z)(1+z)}$  koja se dobije iz definicije crvenog pomaka i definicije Hubbleovog parametra. Uvrštavajući to u jednadžbu 1.5 dobivamo:

$$\left(\frac{\delta T}{T}\right)_{kSZ} = -\sigma_T \bar{n}_n \int_{z_r}^{z_0} \frac{(1+z)^2}{H(z)} e^{-\tau} \bar{x}_e (1 + \delta + \delta_e + \delta\delta_e) v_r dz \quad (1.6)$$

gdje je  $v_r$  komponenta brzine u smjeru doglednice ( $v_r = \hat{r} \cdot \vec{v}$ ). Hubbleov parametar je u  $\Lambda$ CDM modelu Svemira  $H = H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$  gdje je  $H_0$  sadašnja vrijednost Hubbleovog parametra,  $\Omega_m$  gustoća materije i  $\Omega_\Lambda$  gustoća tamne energije.

U slučaju homogene reionizacije, tj. u slučaju uniformnih promjena u faktoru ionizacije, jednačba 1.6 se svodi na jednačbu:

$$\left(\frac{\delta T}{T}\right)_{kSZ} = -\sigma_T \bar{n}_{\text{HI}(0)} \int_{z_r}^{z_0} \frac{(1+z)^2}{H} e^{-\tau} \bar{x}_e (1+\delta) v_r dz. \quad (1.7)$$

Thomsonova optička dubina  $\tau$  na crvenom pomaku  $z$  je:

$$\tau = c\sigma_T \int_0^z n_e \frac{(1+z)^2}{H(z)} dz. \quad (1.8)$$

### 1.3 Epoha reionizacije Svemira

U odjeljku 1.1 napomenuto je da je Svemir prošao kroz period reionizacije te da je Svemir danas u velikoj mjeri ioniziran. Prije reionizacije, a nakon rekombinacije Svemir se nalazi u tzv. mračnom dobu (engl. *dark ages*) u kojem je svemir ispunjen vodikom (i helijem) i neutralan je. Jedan način kojim možemo proučavati tu epohu, kao i epohu reionizacije, je zračenje osnovnog stanja neutralnog vodika.

Zračenje neutralnog vodika dolazi zbog razlike energija između hiperfinskih stanja osnovnog stanja atoma vodika. Eletkron i proton imaju spin  $1/2$  i njihovi spinovi se mogu vezati u tripletno stanje spina ili singletno stanje. Tripletno stanje je stanje više energije i prijezom u singletno stanje se ispušta foton valne duljine  $\lambda = 21.106$  cm. To odgovara frekvenciji 1420 MHz, odnosno razlici energija od  $5.874 \mu\text{eV}$ . Ovaj prijelaz je zabranjeni prijelaz, Einsteinov koeficijent za spontanu emisiju iznosi  $A_{10} = 2.86 \times 10^{-15} \text{s}^{-1}$ , no zbog količine atoma vodika u Svemiru vrlo je bitan i eksperimentalno se uočava.

Ideja proučavanja signala neutralnog vodika je jednostavna. S obzirom da se Svemir širi, fotoni doživljavaju crveni pomak, odnosno valna duljina im se povećava. Zbog toga se, osim prostorne informacije može dobiti i informacija o vremenu nastanka fotona. Time se može mapirati koncentracija vodika kroz kozmološku povijest.

Da bi izveli predviđanje signala neutralnog vodika potrebno je uvesti neke veličine. U Rayleigh-Jeans limesu malih energija Planckovu raspodjelu možemo predstaviti kao:

$$T_b(\nu) \approx I_\nu c^2 / 2k_B \nu^2. \quad (1.9)$$

$T_b(\nu)$  je temperatura sjaja,  $c$  je brzina svjetlosti i  $k_B$  je Boltzmannova konstanta.

$I_\nu$  je specifični intenzitet, odnosno intenzitet po diferencijalnoj frekvenciji:  $I_\nu = \frac{dI}{d\nu}$ . Jednadžba prijenosa zračenja, koja govori o očuvanju zračenja, može se napisati kao  $\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + B_\nu(T)$ , gdje je  $B_\nu$  Planckova funkcija na temperaturi  $T$ . Koristeći umjesto toga temperaturu sjaja, jednadžba prijenosa zračenja tada dobiva oblik:  $\frac{dT_b}{d\tau_\nu} = -T_b + T_{CMB}$  [33]. Rješenje te jednadžbe je  $T_b(\nu) = T_{spin}(1 - e^{-\tau_\nu}) + T_{CMB}(\nu)e^{-\tau_\nu}$ .  $T_{spin}$  je ovdje temperatura spina.

Temperatura spina se definira kao:

$$\frac{n_1}{n_0} = 3 e^{(-T^*/T_{spin})}, \quad (1.10)$$

gdje su  $n_1$  i  $n_0$  koncentracije elektrona u tripletnom i singletnom stanju, a  $T^* = 0.0681$  K je temperatura koja odgovara razlici energija hiperfinskih stanja. Temperatura spina određuje intenzitet zračenja koji izlazi iz oblaka neutralnog vodika. Temperatura spina određuju tri procesa: apsorpcija CMB zračenja, sudari atoma vodika s drugim atomima i elektronima te raspršenje Lyman  $\alpha$  ( $Ly\alpha$ ) fotona kroz pobuđenja. Spin temperatura se stoga može zapisati kao [10]:

$$T_{spin} = \frac{T_{CMB} + y_{kin}T_{kin} + y_\alpha T_\alpha}{1 + y_{kin} + y_\alpha} \quad (1.11)$$

gdje su  $y_{kin}$  i  $y_\alpha$  konstante vezanja, a  $y_\alpha$  se tako može pisati kao [23]:

$$y_\alpha = \frac{16\pi^2 T_*^2 e^2 f_\alpha}{27 A_{10} T_{CMB} m_e c} S_\alpha J_\alpha, \quad (1.12)$$

gdje je  $f_\alpha = 0.4162$  oscilatorska snaga  $Ly\alpha$  prijelaza,  $S_\alpha$  korekcijski član koji opisuje preraspodjelu energije fotona zbog raspršenja na termalno raspoređenim atomima i  $J_\alpha$  je specifični intenzitet  $Ly\alpha$  fotona usrednjen po kutu.  $A_{10}$  je Einsteinov koeficijent spontane emisije. Konstanta vezanja povezana sa sudarima atoma može se pisati kao:

$$y_{kin}^i = \frac{n_i \kappa_{10}^i T_*}{A_{10} T_{CMB}}. \quad (1.13)$$

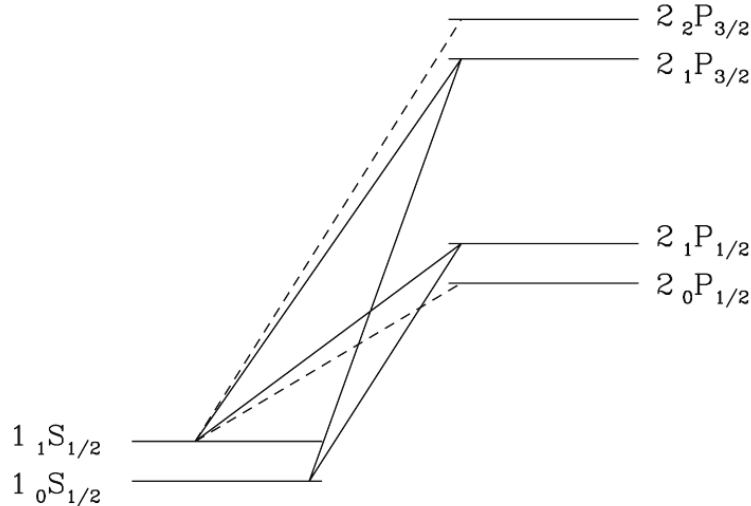
U jednadžbi 1.13  $i$  predstavlja pojedini tip sudara, sudare s drugim atomima vodika, slobodnim elektronima i protonima. Svaki sudar ima svoj koeficijent deeksitacije spina  $\kappa_{10}^i$  i za ukupni  $y_{kin}$  potrebno je pozbrajati sve članove.

Veličina koju mjerimo je  $\delta T_b \equiv T_b - T_{CMB}$ . Ta se veličina može dobiti kao [5]

$$\delta T_b = 28mK(1 + \delta)x_{HI} \left(1 - \frac{T_{CMB}}{T_{spin}}\right) \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.0223}\right) \sqrt{\left(\frac{1+z}{10}\right) \left(\frac{0.24}{\Omega_m}\right)}. \quad (1.14)$$

Sada možemo opisati kako se međugalaktički medij mijenjao nakon rekombinacije. Nakon rekombinacije, Comptonovo raspršenje još neko vrijeme drži materiju u temperaturnoj ravnoteži s CMB zračenjem. Tada je temperatura spina jednaka temperaturi CMB zračenja, kao i temperatura plina. No kako gustoća materije adijabatski pada, tako Comptonovo raspršenje ne uspijeva efikasno držati sustav u ravnoteži i temperatura plina pada brže od temperature CMB zračenja. Temperatura spina u početku prati temperaturu plina zbog vezanja uslijed sudaranja atoma vodika. U jednom trenutku i to vezanje postaje neefikasno i temperatura spina ponovno prilazi temperaturi CMB zračenja.

Nastanak prvih zvijezda donosi novu promjenu u međugalaktičkoj tvari. Prve zvijezde proizvode ultraljubičasto zračenje. Fotoni energije  $10.2 < h\nu/\text{eV} < 13.6$  dovode do  $\text{Ly}\alpha$  pozadine koja potiče takozvano Wouthuysen-Field vezanje [10] [23]. Na slici 1.2 se nalazi dijagram razina koje su bitne za Wouthuysen-Field efekt.



Slika 1.2: Hiperfina struktura 2p i 1s levela. Prvi broj označava radialni kvantni broj, slovo označava orbitalni angularni kvantni broj, zadnja brojka ukupni angularni kvantni broj. Drugi broj označava zbroj nuklearnog spina i ukupnog angularnog kvantnog broja. Sa punom crtom su označeno dozvoljeni prijelazi koji su značajni za Wouthuysen-Field efekt, a sa isprekidanom ostali dozvoljeni prijelazi. Važno je primjetiti da  $0 \rightarrow 0$  prijelaz nije dozvoljen. Iz [23]

Ideja je ta da atom vodika koji se nalazi u singletnom stanju osnovnog stanja može primiti  $Ly\alpha$  foton te mora preći u jedno od srednjih p stanja zbog toga što je prijelaz  $0 \rightarrow 0$  zabranjen. Atom u jednom od ta dva p stanja se tada može vratiti u singletno stanje ili preći u tripletno stanje pošto je to dozvoljeno izbornim pravilima. To znači da preko  $Ly\alpha$  fotona može doći do izmjene hiperfinih stanja. Temperatura spina se tada ponovno vraća temperaturi plina.

Drugi izvori koji se pojavljuju, kao što su ekspanzije prvih zvijezda, prve crne rupe i neutronske zvijezde, proizvode rendgensko zračenje koje grije i ionizira međugalaktičku materiju. To povlači povećanje temperature spina. Nakon toga se međugalaktička materija ionizira, prvo oko izvora ionizirajućeg zračenja. Nakon toga, kako ionizirajući izvori nastavljaju proizvoditi zračenje, područja ionizirajuće materije se povećavaju. Tako nastaju ionizirani mjehurići koji se povećavaju i stapaju sve dok cijeli Svemir ne postane (re)ioniziran.

Gore opisani model nije u potpunosti eksperimentalno potvrđen i postoji još puno detalja koji su nepoznati. Na primjer, još uvijek nije poznato koji objekti efikasno ioniziraju međugalaktičku materiju i kako ju ioniziraju. Zbog toga je epoha reionizacije jedno od istraživanijih područja moderne kozmologije. Malo je čvrstih eksperimentalnih dokaza koji ograničavaju reionizaciju. Na primjer, mjerenja Gunn-Petersonovog jarka u spektrima kvazara ograničavaju završetak reionizacije oko crvenog pomaka  $z \sim 6$  [3]. Osim toga mjerenja optičke dubine pomoću CMB zračenja Svemira (*WMAP* i *Planck*) impliciraju početak reionizacije oko crvenog pomaka  $z \sim 11$  [30].

## 1.4 Izazovi u detekciji EoR signala

Kao što je opisano ranije, da bi se opisala epoha reionizacije, a i razvojna epoha koja joj je prethodila, potrebno je mapirati neutralni vodik što možemo napraviti analizom signala koji dolazi od hiperfinog prijelaza na valnoj duljini od 21 cm. Upravo u tu svrhu se danas koriste i grade najmoderniji radioteleskopi čiji je primarni cilj istraživanja signal 21 cm linije neutralnog vodika tijekom epohe reionizacije. Neki od tih teleskopa su LOFAR (LOW Frequency ARray) <sup>1</sup>, MWA (Murchison Widefield Array)<sup>2</sup> i SKA (Square Kilometer Array)<sup>3</sup>.

---

<sup>1</sup><http://www.lofar.org/>

<sup>2</sup><http://www.mwatelescope.org/>

<sup>3</sup><https://www.skatelescope.org/>



No, iako u ideji jednostavno, u praksi je mjerenje kozmološkog 21 cm signala iz epohe reionizacije vrlo komplicirano. Jedan od najvećih problema je zračenje iz prednjeg plana. Naime, slika neba u radiofrekventnom području je dominirana sinkrotronskim zračenjem naše Galaksije. Osim toga imamo i radioizvore van naše galaksije kao što su aktivne galaktičke jezgre i galaksije koje su u fazi stvaranja zvijezda. Zračenje iz prednjeg plana je za nekoliko redova veličine sjajnije od kozmološkog 21 cm signala iz epohe reionizacije [4].

Postoje mnoge metode smanjenja zračenja iz prednjeg plana koje se koriste pretpostavkom da je zračenje iz prednjeg plana "glatko" kao funkcija frekvencije za razliku od fluktuirajućeg kozmološkog signala kakvog teorija očekuje. Uz te pretpostavke može se identificirati tzv. "EoR prozor" unutar Fourierovog prostora gdje su mjerenja kozmološkog spektra snage odvojena od zračenja iz prednjeg plana. Rasstavljajući 3D spektar snage na komponentu okomitu na doglednicu i paralelnu s njom (cilindrični koordinatni sustav, komponente valnog vektora se označavaju redom  $k_{\perp}$ ,  $k_{\parallel}$ ), "EoR prozor" je ograničen zračenjem iz prednjeg plana za male vrijednost  $k_{\parallel}$ , dok ostala ograničenja dolaze od instrumenta. Također je moguće i "curenje" signala na području velikih  $k_{\perp}$  i malih  $k_{\parallel}$  zbog instrumentalnih efekata (engl. *the wedge*) [6]. Unutar "EoR prozora" moguća je detekcija kozmološkog 21 cm signala [6], [19].

U skladu s tim dva su moguća načina rješavanja problema zračenja iz prednjeg plana. Moguće je oduzimanje zračenja iz prednjeg plana na svim skalama da bi dobili čim više raspoloživih  $k$  na kojima imamo EoR signal. Osim toga možemo zaobići zračenje iz prednjeg plana tako da se koncentriramo na područje unutar "EoR prozora" koje je nezagađeno zračenjem iz prednjeg plana. U prvom slučaju možemo krivo oduzeti signal što dovodi do zagađenja na svim skalama, dok se u drugom slučaju ograničavamo na mali dio Fourierovog prostora. Moguće je i također stišavanje zračenja iz prednjeg plana pri čemu dajemo statističke težine područjima sa zračenjem iz prednjeg plana. Za više detalja pogledati [19] i reference koje se tamo nalaze.

Osim zračenja iz prednjeg plana, problem je i ionosfera. Ionosfera je karakterizirana gustoćom elektrona koja se mijenja u vremenu. Ionosfera modificira spektar pozadinskih izvora tako da lomi zračenje koje pada na ionosferu, apsorbira zračenje i emitira zračenje elektrona. Zbog toga ionosfera modificira zračenje na valnim duljinama  $\nu \lesssim 100$  MHz. Da bi se riješio problem ionosfere potrebna su precizna mjerenja količine elektrona na doglednici.

Moderni teleskopi koji se grade su iznimno složeni interferometri sa mnogo antena. Stoga je još jedan od problema prilikom istraživanja 21 cm signala i kompleksni odgovor instrumenta. Mnogo je faktora koji doprinose tome. Utjecaj zemlje na interferometrijski uzorak je problem, kao i interferencija s radio signalima ljudskog porijekla kao i nezanemariv signal telekopske opreme.

S obzirom na komplikacije povezane s opažanjem 21 cm signala, mnogi su autori predložili istraživanje korelacije 21 cm signala s nekim drugim opaženim potpisima epohe reionizacije. Na primjer, mnogi autori predlažu upravo signal koji dolazi od kSZ efekta, kojeg opažamo u CMB-u ([2] [15] [16] [26] [31]). Prednost takvog načina istraživanja je ta da je sama statistika korelacijskog signala manje osjetljiva na smetnje kao što su zračenje iz prednjeg plana i šum instrumenta. To je zbog toga što različite vrste mjerenja imaju drukčiji šum instrumenta te su karakteristike zračenja iz prednjeg plana drugačije na različitim frekvencijama.

I s aspekta kSZ efekta isplati se promatrati korelaciju s drugim signalom zbog toga što je moguće dobiti informaciju o crvenom pomaku pomoću korelacije.

U poglavlju 2 predstavljamo simulacije pomoću kojih istražujemo 21 cm signal, kSZ efekt i korelaciju signala. U poglavlju 3 predstavljamo metode kojima opisujemo signal i mjerimo korelaciju te predstavljamo rezultate. Rad završavamo zaključkom.

Kroz rad ćemo koristiti  $\Lambda$ CDM kozmologiju sa WMAP5 parametrima:  $H_0 = 71.9 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_b = 0.0441$ ,  $\Omega_m = 0.258$  i  $\Omega_\Lambda = 0.742$ .

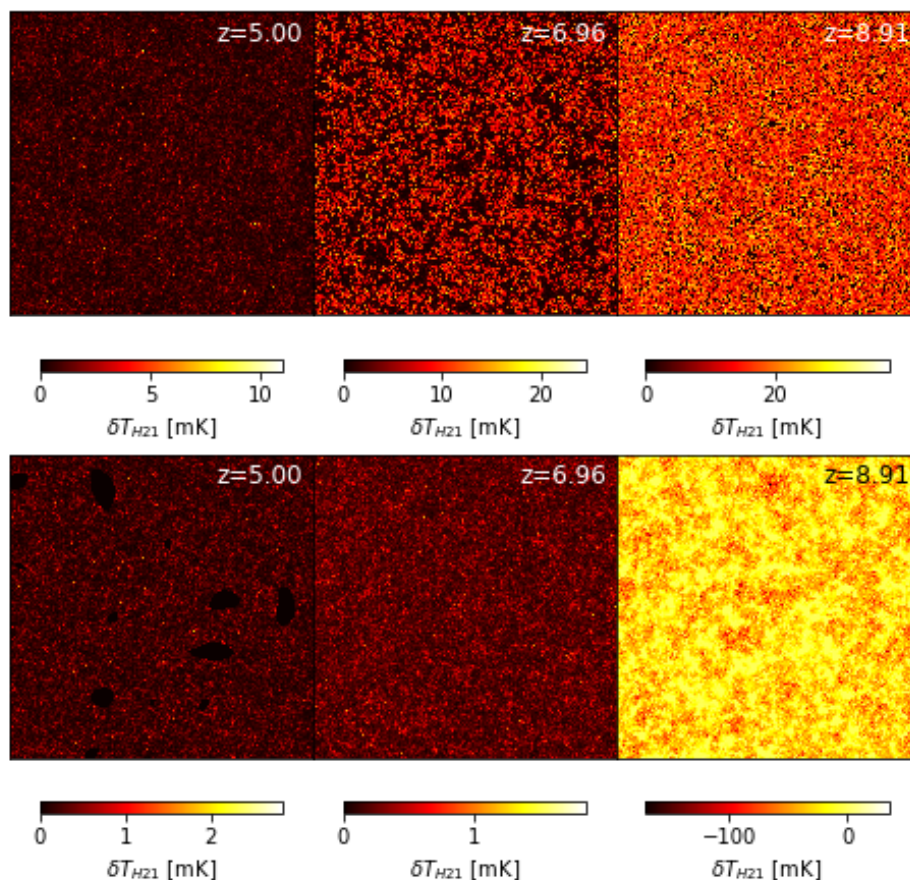
## 2 Simulacije i podaci

Simulacije kozmološkog 21 cm signala i kSZ signala povezanog s epohom reionizacije napravljene su pomoću programa 21cmFAST [17]. 21cmFAST izrađuje simulacije seminumerički koristeći više aproksimacija od normalnih numeričkih metoda. Metoda se sastoji od izbora početnih uvjeta za gustoću i brzinu čestica te gravitacijskog kolapsa koji se izvodi micanjem čestice prema prvom redu računa smetnje što čini metodu bržu od programa za izradu numeričkih simulacija. Prilikom gravitacijskog kolapsa ne radi se razlika između barionske i tamne materije. Usporedba s detaljnijim, ali puno sporijim, numeričkim metodama pokazuje zadovoljavajuću sličnost [17].

Simulacije 21 cm signala proizvode se na koordinatnom sustavu od  $1024^3$  piksela, od kojih dvije dimenzije pripadaju kutnim dimenzijama na nebu, a treća dimenzija je crveni pomak tako da imamo ovisnost signala o crvenom pomaku. Veličina kocki u prostornoj dimenziji je 1600 Mpc. Crveni pomaci idu od  $z=86.52$  do  $z=5.00$  dajući potpis reionizacije i perioda koji prethode reionizaciji. Simulacije su napravljene za dvije različite povijesti reionizacije ovisno o dominantnim izvorima ionizirajućeg zračenja. Na slici 2.1 se nalazi prikaz simulacija 21 cm signala za dvije različite povijesti reionizacije, dok se na slici 2.2 nalazi prikaz simulacije 21 cm signala kroz kozmološku povijest.

Dvije povijesti epohe reionizacije koje promatramo razlikuju se u izvorima ionizirajućeg zračenja. U prvom slučaju imamo izvore koji imaju svojstva prvih zvijezda, tj. puno lakše zagrijavaju materiju nego ju ioniziraju. Zbog izgleda ionizirajućih mjehurića simulacije signala koji nastaje pomoću takvih izvorima zovemo simulacije manjih ionizirajućih mjehurića. S druge strane, izvori kao što su prve crne rupe i kvazari daju veće ionizirane mjehuriće zbog velike količine ionizirajućeg zračenja. Simulacije signala koji nastaje takvim izvorima zovemo simulacije većih ionizirajućih mjehurića

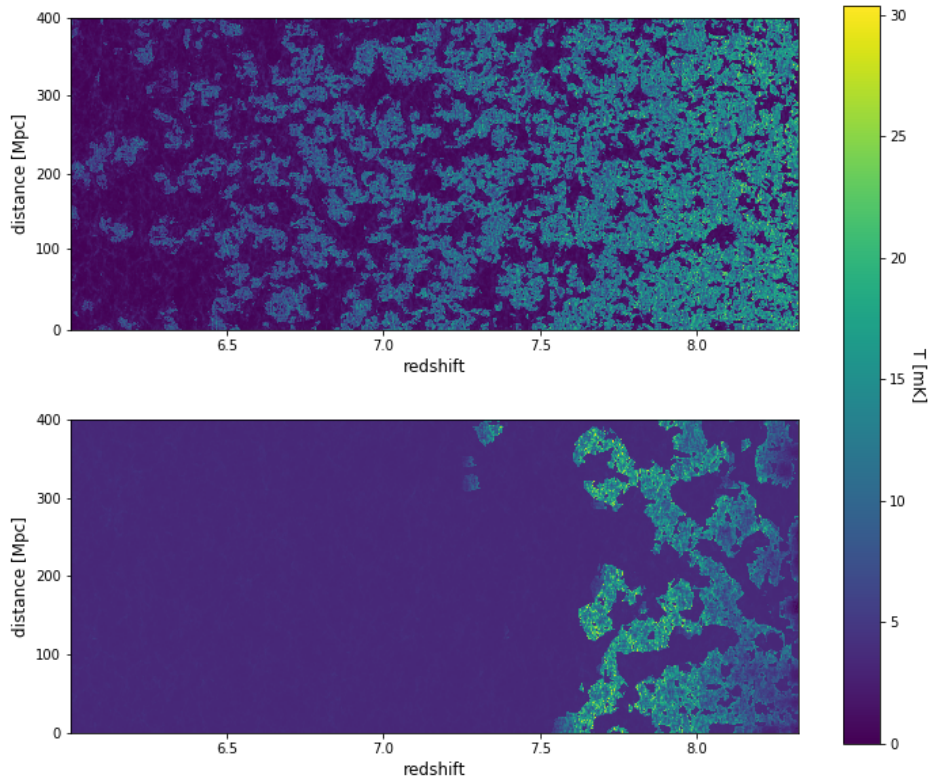
Kao što je ranije spomenuto, kSZ efekt je integrirani efekt zbog čega u simulacijama dobivamo samo kumulativni efekt kroz sve crvene pomake. Prostorna dimenzija simulacija je ista kao i kod simulacija 21 cm signala. Za istraživanje kSZ efekta potrebno je identificirati HII polja što se radi tako da se traže područja u kojima je broj ionizirajućih fotona veći od broja atoma vodika u danom području.



Slika 2.1: Simulacije 21 cm signala neutralnog vodika za različite crvene pomake. Na gornjim slikama je prikazana povijest reionizacije manjih ionizirajućih mjehurića, a na donjim slikama je prikazana povijest reionizacije većih ionizirajućih mjehurića.

Za kinetički Sunyaev-Zel'dovich efekt također imamo dvije simulacije zbog dvije različite povijesti reionizacije. Fluktuacije kSZ efekta mogu biti i pozitivne i negativne zbog toga što grupna brzina elektrona u smjeru doglednice može biti i pozitivna i negativna (1.7). Za računanje korelacija, bitna nam je samo apsolutna vrijednost kSZ fluktuacija zbog toga što tražimo točke na kojima su oba signala pristutna ili je jedan prisutan, a drugi nije, što ne ovisi o predznaku signala.

Na slici 2.3 se nalazi prikaz simulacija kSZ efekta za dvije povijesti reionizacije.



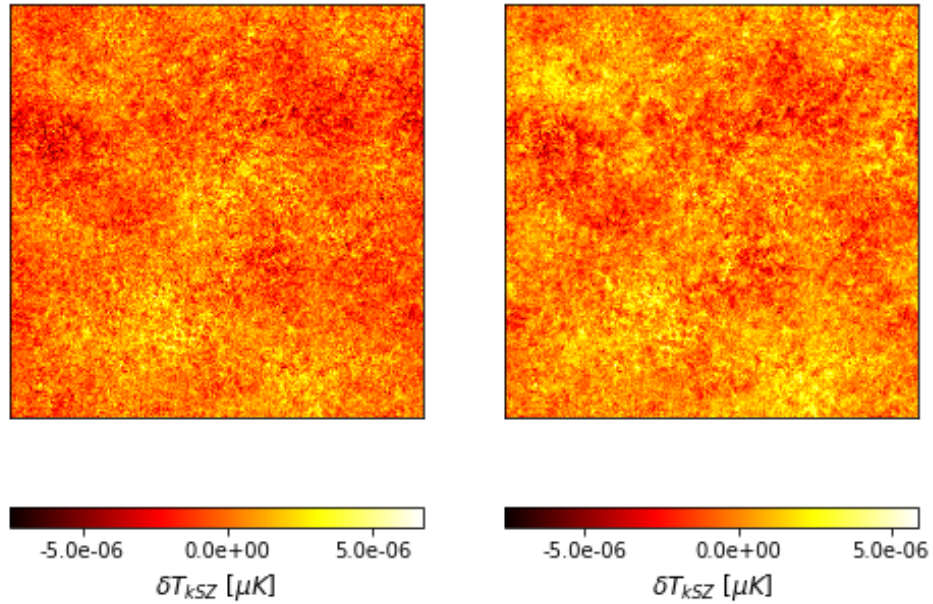
Slika 2.2: Prikaz ovisnosti simulacije 21 cm signala o crvenom pomaku za jednu prostornu dimenziju. Na gornjoj slici prikazan je scenarij reionizacije malih ioniziranih mjehurića, a na donjoj slici scenarij reionizacije velikih ioniziranih mjehurića

### 3 Rezultati simulacija

#### 3.1 21cm signal

Na slici 3.1 se nalazi ovisnost srednje vrijednosti i standardne devijacije signala neutralnog vodika o crvenom pomaku. S obzirom na srednju vrijednost signala razlikujemo dva slučaja, apsorpciju i emisiju. Vraćajući se na jednadžbu 1.14, vidimo da ako je temperatura pozadinskog zračenja viša od temperature spina imamo negativan  $\delta T_b$  što znači da se na tom crvenom pomaku događa apsorpcija zračenja. U suprotnom, ako je temperatura spina viša od temperature pozadinskog zračenja dolazi do emisije zračenja neutralnog vodika. Kao što se vidi na slici 3.1, ovisnost signala o crvenom pomaku ovisi o dominantnom mehanizmu reionizacije.

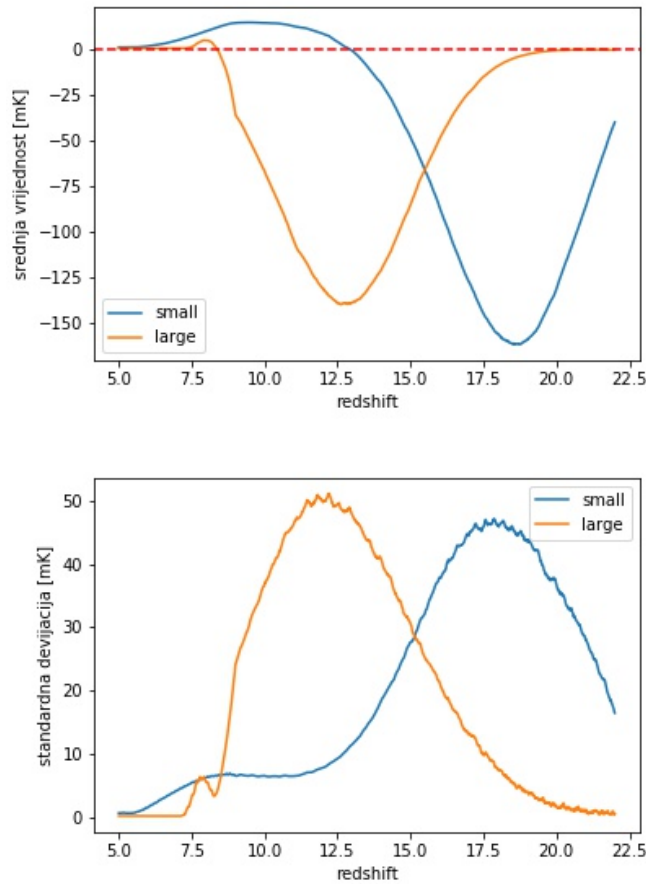
Za detaljniji opis 21 cm signala koristimo spektar snage. Na slici 3.2 se nalazi



Slika 2.3: Simulacije signala kSZ anizotropije. Na lijevoj slici je prikazana povijest reionizacije malih ionizirajućih mjehurića, a na desnoj slici je prikazana povijest reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića.

spektar snage dan za različite kutne skale, definirane s  $k$ . Postupak dobivanja spektra snage je sljedeći. Nakon što napravimo Fourierov transformat slike, spektar snage dobivamo računajući srednju vrijednost Fourierovog transformata unutar kružnog vijenca određenog radijusa oko sredine slike. Skalu spektra određujemo tako da uzmemo u obzir veličinu simulacije, 1600 Mpc, i udaljenost do određenog crvenog pomaka koji promatramo uz pomoć [32]. Na taj način se dobije kutna veličina slike iz čega se lako dobije valni broj  $k$ . Spektar snage normaliziramo na način da se može direktno usporediti s literaturom [18].

Ponašanje spektra snage je slično kao i kod ovisnosti standardne devijacije. To je



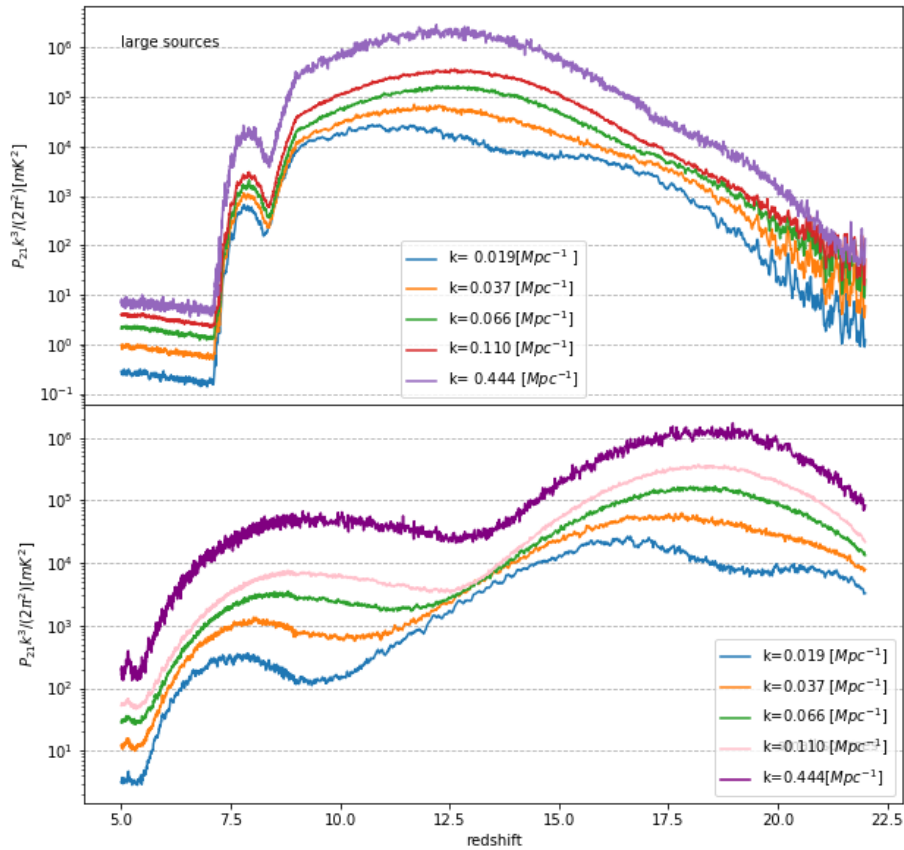
Slika 3.1: Na gornjoj slici se nalazi ovisnost srednje vrijednosti signala neutralnog vodika o crvenom pomaku za dva scenarija reionizacije, a na donjoj ovisnost standardne devijacije signala neutralnog vodika o crvenom pomaku za dva scenarija reionizacije.

zbog toga što vrijedi da je varijanca jednaka prosjeku spektra snage po svim modovima. Zanimljivo je ponašanje u slučaju reionizacije malih ionizirajućih mjehurića. Veći  $k$  odgovaraju manjim skalama i primjećuje se da manje skale prije dolaze do vrhova i udubina, njihova evolucija je pomaknuta prema višim crvenim pomacima.

Ponašanje srednjeg 21 cm signala na višim crvenim pomacima slaže se s opisom u odjeljku 1.3. Na nižim crvenim pomacima ponašanje 21 cm signala ovisi o dominantnom mehanizmu ionizacije. Moguće je da se temperatura spina veže za temperaturu plina kako se plin zagrijava iznad temperature CMB-a. Tada bi signal na nižim crvenim pomacima vidjeli samo u emisiji [33]. Također je moguće da se temperatura spina veže za temperaturu plina prije nego što temperatura plina dosegne temperaturu CMB-a. Tada bi signal vidjeli i u apsorpciji.

U našim simulacijama uočavamo ponašanje signala iz drugog scenarija. Signal se na crvenim pomacima  $z \sim 15$  nalazi u apsorpciji te na nižim crvenim pomacima





Slika 3.2: Spektar snage 21 cm signala iz simulacija u ovisnosti o crvenom pomaku. Na gornjoj slici je prikazana ovisnost za scenarij reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića.

postepeno prelazi u emisiju. Oblik i trajanje apsorpcije i emisije ovise o dominantnom mehanizmu ionizacije.

U scenariju reionizacije malih ionizirajućih mjehurića signal ranije dolazi do apsorpcije i emisije te se signal dulje zadržava u režimu emisije. Naime, izvori koji stvaraju manje ionizirane mjehuriće efikasnije griju međugalaktički plin zbog čega signal ranije dolazi u režim emisije. No ti izvori nisu toliko efikasni izvori ionizirajućeg zračenja zbog čega emisija traje dulje, signal imamo čak i na najnižim crvenim pomacima. S druge strane, emisija u scenariju reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića nastupa kasnije te traje vrlo kratko zbog toga što izvori koji stvaraju velike ionizirajuće mjehuriće jako efikasno reioniziraju međugalaktičku materiju. Nakon reionizacije signal u scenariju reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića postaje za-



nemariiv. Razlika između dva scenarija vidljiva je i u srednjoj vrijednosti signala i u standardnoj devijaciji.

Što se tiče spektra snage, objašnjenje za ranije pojavljivanje vrhova i udubina za manje skale dolazi od činjenice da izvori prvo djeluju na materiju oko sebe zbog čega se prvo aktivira promjena na najmanjim skalama.

Očekivano, na crvenim pomacima većim od  $z \sim 25$  nema razlike u signalu između dvije simulacije. To je zbog toga što na tim crvenim pomacima još nema nikakvih struktura koje bi napravile razliku u različitim povijestima reionizacije.

### 3.1.1 Koeficijent asimetrije i spljoštenosti

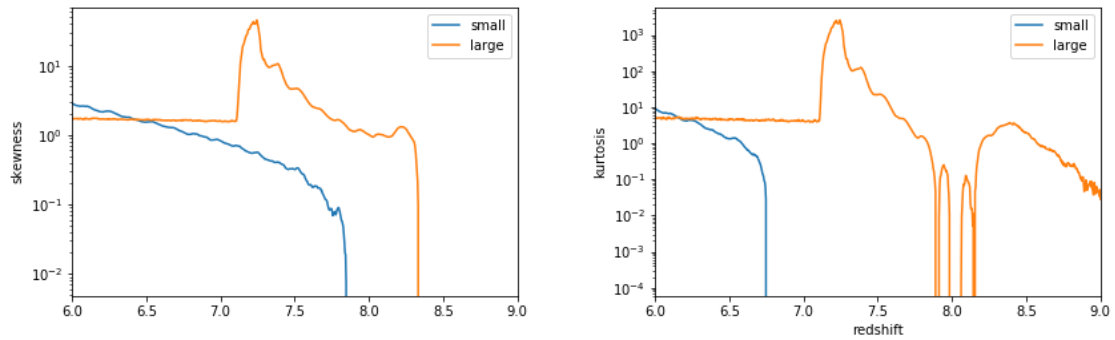
Osim srednje vrijednosti i standardne devijacije signala predloženo je i promatranje viših momenata distribucije signala [13]. Za razliku od srednje vrijednosti signala, koja se teško mjeri interferometrom, i standardne devijacije, koja je dominirana standardnom devijacijom šuma, koeficijent asimetrije i spljoštenosti (engl. 'skewness' i 'kurtosis') mjere odstupanja od Gaussove distribucije pa su korisna statistika ako je šum Gausijanske prirode. Koeficijent asimetrije je dan kao:

$$\gamma_1 = \frac{\frac{1}{N} \sum_i (T_i - \bar{T})^3}{\left[ \frac{1}{N} \sum_i (T_i - \bar{T})^2 \right]^{3/2}}, \quad (3.1)$$

a koeficijent sploštenosti:

$$\gamma_2 = \frac{\frac{1}{N} \sum_i (T_i - \bar{T})^4}{\left[ \frac{1}{N} \sum_i (T_i - \bar{T})^2 \right]^2} - 3. \quad (3.2)$$

Oduzimanje 3 osigurava da Gaussova distribucija ima  $\gamma_2 = 0$ . Na crvenim pomacima koji odgovaraju kraju reionizacije očekuje se pozitivan koeficijent asimetrije koji raste s manjim crvenim pomakom. Objašnjenje za to je sljedeće. Kada je faktor ionizacije malen, koeficijent asimetrije je malen i blago pozitivan zbog gravitacijskih nestabilnosti. Kada faktor ionizacije naraste nastaju ionizirani mjehurići. Unutar tih mjehurića vrijednost signala je nula, a izvan njih je različita od nule. To daje dodatan vrh distribuciji signala, jedan oko srednje vrijednosti signala i jedan oko nule. Kako se vrh oko nule povećava tako koeficijent asimetrije raste zbog toga što distribucija sve manje izgleda kao Gaussova raspodjela. Analogno se očekuje i za koeficijent spljoštenosti.



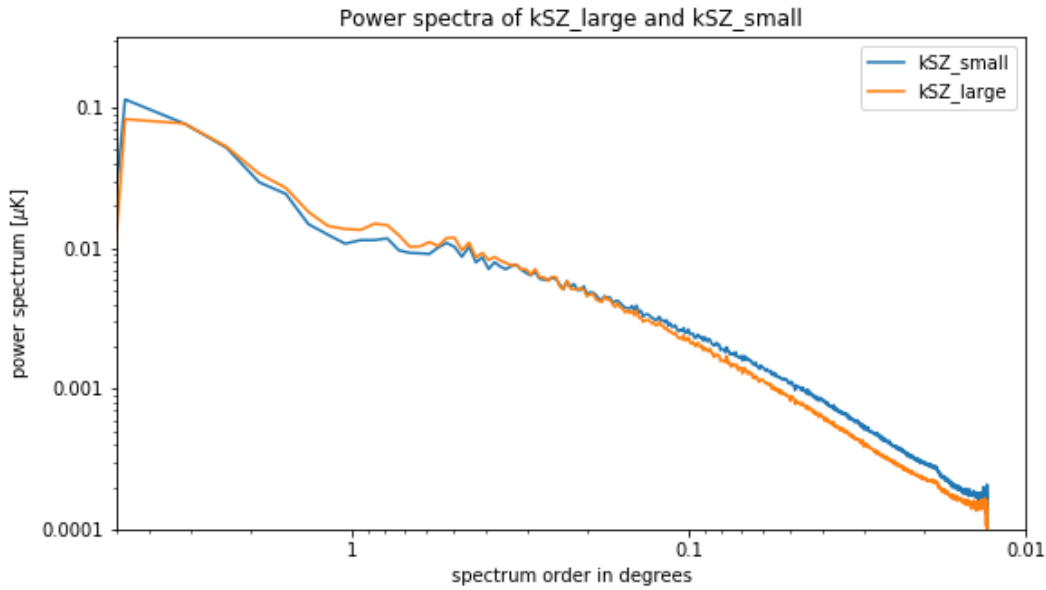
Slika 3.3: Na lijevoj slici se nalazi ovisnost koeficijenta asimetrije signala neutralnog vodika o crvenom pomaku za dva scenarija reionizacije, a na desnoj ovisnost koeficijenta spljoštenosti signala neutralnog vodika o crvenom pomaku za dva scenarija reionizacije.

Na slici 3.3 se nalazi ovisnost koeficijenta asimetrije i spljoštenosti o crvenom pomaku za dva scenarija reionizacije. Primjećuje se rast koeficijenta asimetrije i koeficijenta spljoštenosti na nižim crvenim pomacima kao što je i očekivano. Primjećuje se velika razlika između scenarija reionizacije pa tako scenarij reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića proizvodi jako asimetričnu raspodjelu signala. Zanimljivo je da koeficijent asimetrije i spljoštenosti padaju na konstantnu vrijednost u jednom trenutku. To je zbog toga što signal tada pada na nulu, kao što je vidljivo na slici 3.1. Osim općenitog rasta nalazimo i područja na kojima koeficijenti padaju i rastu naglo. To su područja kada jedan mjehurić dominira na crvenom pomaku zbog čega je raspodjela jako asimetrična.

Potrebno je napomenuti da je za dobivanje informacije iz koeficijenta asimetrije i koeficijenta spljoštenosti potrebno dobro poznavanje šuma i zračenja iz prednjeg plana te ako oni nisu Gaussijanske prirode ne možemo dobiti mnogo informacije iz te statistike. Više detalja o utjecaju šuma i zračenja iz prednjeg plana se nalazi u [13].

### 3.2 *kSZ simulacije*

Na slici 3.4 se nalaze spektri snage *kSZ* temperaturne anizotropije za scenarije reionizacije malih odnosno velikih ionizirajućih mjehurića. Postupak dobivanja spektra snage je analogan onom iz odjeljka 3.1. Što se tiče dobivanja kutne veličine simulacije, uzimamo crveni pomak od  $z=10$  te pomoću [32] dobivamo udaljenost do tog crvenog pomaka 9694 Mpc. Kutna veličina simulacije tada iznosi oko  $9.44^\circ$  te je skalu spektra lako dobiti iz toga. Izbor crvenog pomaka utječe samo na pomicanje skale.



Slika 3.4: Spektar snage kSZ signala za povijesti reionizacije malih i velikih ionizirajućih mjehurića.

Iako su spektri snage kSZ signala dobiveni pomoću različitih simulacija s različitim povijestima reionizacije, oni se ne razlikuju mnogo. To je zbog toga što su simulacije normalizirane da daju istu vrijednost Thomsonove optičke dubine  $\tau \approx 0.087$  koja je dobivena mjerenjima CMB zračenja. To je posljedica toga da je kSZ efekt integrirani efekt.

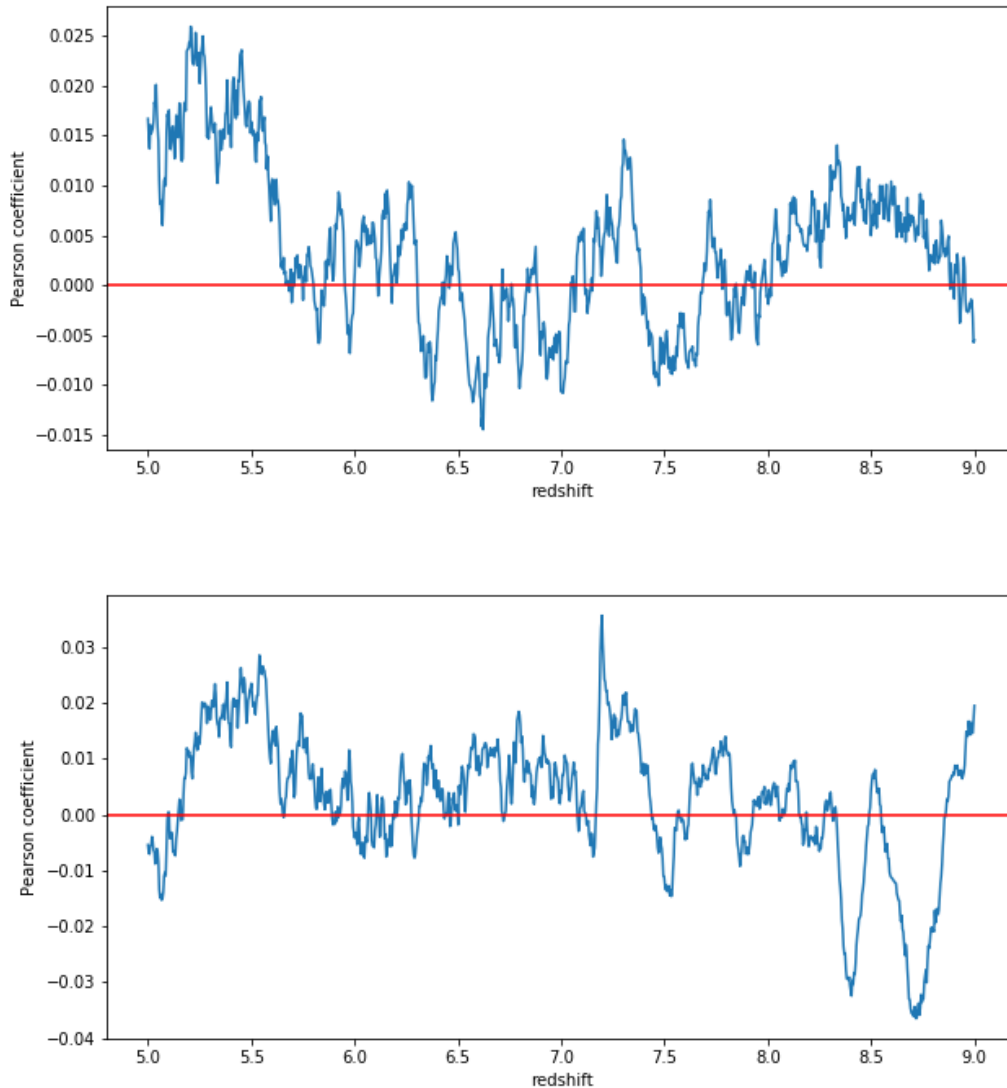
Unatoč tome postoje male razlike u spektrima snage za dvije povijesti reionizacije. Na velikim skalama izraženiji je spektar snage kSZ signala za scenarij reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića zbog toga što su ionizirani mjehurci u prosjeku veći za taj scenarij nego za scenarij reionizacije malih ionizirajućih mjehurića. Obrnuto vrijedi na manjim skalama kada je spektar snage kSZ signala izraženiji za scenarij reionizacije malih ionizirajućih mjehurića.

Spektar snage se slaže sa spektrima iz literature [21] koristeći nešto drukčiju definiciju spektra snage i standardni multipolni moment koji se može aproksimativno dobiti iz našeg reda spektra kao  $l = s(z_{reo}) \frac{\pi}{2} \frac{i}{d_{sim}}$  gdje je  $s(z_{reo})$  udaljenost do udaljenost do epohe reionizacije,  $i$  je red spektra, a  $d_{sim} = 1600$  Mpc je veličina simulacije.

Još je važno napomenuti da kSZ efekt stvara sekundarne anizotropije CMB zračenja no na istim skalama se pojavljuju i primarne anizotropije. Te anizotropije mogu biti i tri reda veličine intenzivnije na skalama koje promatramo no padaju s većim  $l$  tako da je za promatranje kSZ signala nužno promatranje najmanjih skala  $l > 6000$ .

## 4 Korelacije između kSZ i EoR signala

### 4.1 Pearsonov koeficijent korelacije



Slika 4.1: Ovisnost koeficijenta korelacije o crvenom pomaku. Na gornjoj slici se nalazi ovisnost za scenarij reionizacije malih ionizirajućih mjehurića, a na donjoj scenarij reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića.

Kao najjednostavnija mjera korelacije može se uzeti Pearsonov koeficijent korelacije dan s:

$$\rho_{X,Y} = \frac{\text{cov}(X,Y)}{\sigma_X \sigma_Y} \quad (4.1)$$

gdje  $\text{cov}(X, Y)$  označava kovarijancu dva signala, a  $\sigma(X, Y)$  označava standardnu

devijaciju pojedinog signala. Pearsonov koeficijent poprima vrijednosti između  $-1$  i  $+1$  i mjeri linearnu korelaciju signala, negativne vrijednosti odgovaraju antikorelaciji, a pozitivne vrijednosti korelaciji.

Na slici 4.1 se nalazi ovisnost Pearsonovog koeficijenta simulacije kSZ signala i signala neutralnog vodika o crvenom pomaku. Pearsonov koeficijent je generalno malen sa vrijednostima u intervalu  $\pm 0.03$ . Ovisnost Pearsonovog koeficijenta o crvenom pomaku je drukčija ovisno o povijesti reionizacije. S obzirom da je kSZ efekt integrirani efekt, korisno je promatrati i korelaciju s integriranim signalom neutralnog vodika. Integraciju vršimo tako da podijelimo signal neutralnog vodika na dva specifična područja: emisiju i apsorpciju, i integriramo po njima (vidi sliku 3.1).

U slučaju malih ionizirajućih mjehurića, signal mijenja predznak na crvenom pomaku  $z = 12.90$  te na manjim crvenim pomacima imamo emisiju, a na višim crvenim pomacima apsorpciju. U slučaju reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića, na crvenom pomaku  $z = 8.36$  signal mijenja predznak što znači da na višim crvenim pomacima imamo apsorpciju. No na crvenim pomacima ispod  $z = 7.38$  signal postaje zanemariv te zbog toga signal neutralnog vodika za velike izvore dijelimo na tri područja. Na najvišim crvenim pomacima, dakle, imamo apsorpciju, na crvenim pomacima između  $z = 7.38$  i  $z = 8.36$  emisiju, a na nižim crvenim pomacima nemamo signal neutralnog vodika.

$\rho$	bez signala	emisija	apsorpcija
mali izvori		0.01817	0.01867
veliki izvori	0.04961	0.00537	0.08178

Tablica 4.1: Pearsonov koeficijent korelacije kSZ signala i integriranog signala neutralnog vodika za pojedina područja signala.

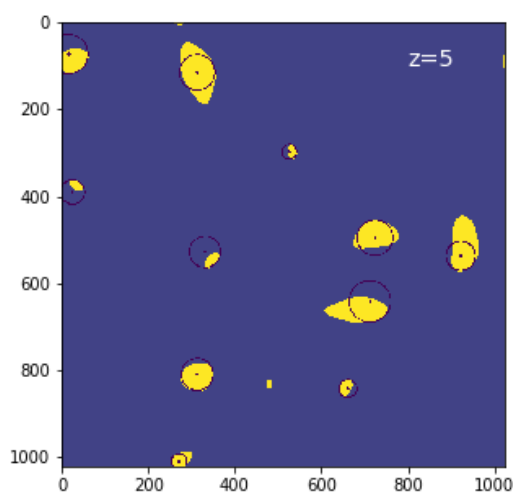
U tablici 4.1 se nalaze Pearsonovi koeficijenti za dana područja. Korelacija je, kao i na slici 4.1, relativno malena. Korelacija je veća za scenarij reionizacije velikih ionizirajućih izvora što povežujemo s većim mjehurićima ionizirane materije. Također, pozivajući se na sliku 4.1, možemo reći da je korelacija veća na nižim crvenim pomacima koji odgovaraju kraju epohe reionizacije (detaljnije objašnjenje se nalazi u odjeljku 4.3).

## 4.2 Veličina mjehurića u simulacijama

Veličina koja određuje reionizaciju na nižim crvenim pomacima je veličina ioniziranih mjehurića. Zanimljivo je promotriti kako se veličina ioniziranih mjehurića mijenja s crvenim pomakom. Za istraživanje ioniziranih mjehurića koristimo pythonov paket *opencv* [24] i algoritam *Hough Circle Transform* [20]. Osim toga možemo i uspoređivati sličnost slika uz algoritam *astroHOG* [12] pomoću kojeg možemo usporediti značajke slike kSZ signala i slika signala neutralnog vodika (opis u [29]).

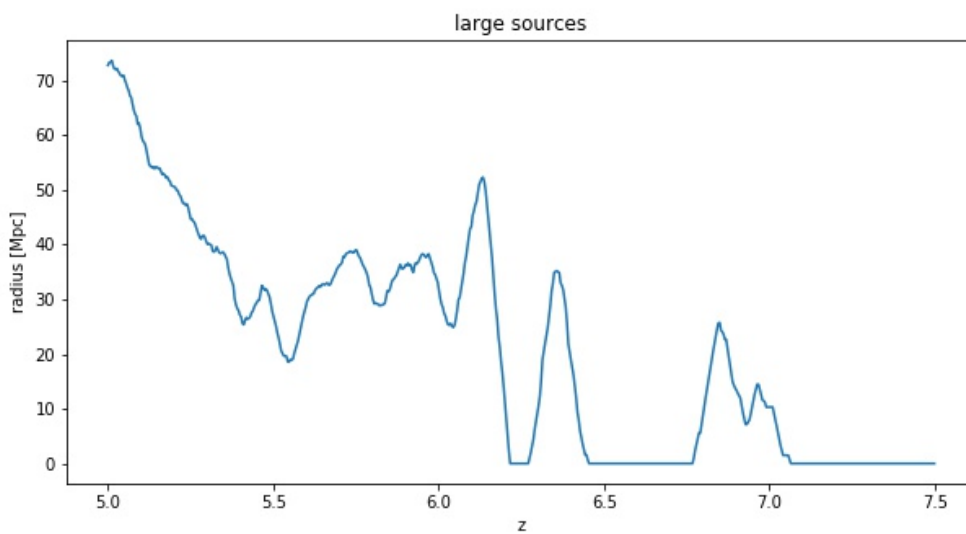
### 4.2.1 Hough transform

*Hough circle* transform je algoritam [20] koji izvlači kružne objekte iz slike. Algoritam traži objekte sa velikom količinom radijalne simetrije pretražujući 3D prostor u kojem su dvije dimenzije prostorne (središte kružnice) i jedna je radijus. Postupak pripremanja slike je sljedeći: prvo se slika zamuti da bi se mogle naći značajke na većim skalama, ne zanimaju nas mjehurići minimalne veličine. Nakon toga se pomoću *edges* algoritma traže "rubovi" slike, odnosno područja s najvećim gradijentom. Nakon toga se može pokrenuti algoritam *Hough circle transform* koji vraća popis središta kružnica i radijusa. Prilikom pokretanja algoritma potrebno je paziti na izbor parametara koji određuju minimalnu veličinu kružnica, minimalnu udaljenost između kružnica te prag iznad kojeg se kružnica registrira kao kružnica.



Slika 4.2: Pronađene kružnice pomoću *Hough circle transform* na slici simulacije signala neutralnog vodika za scenarij reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića na  $z=5$ .

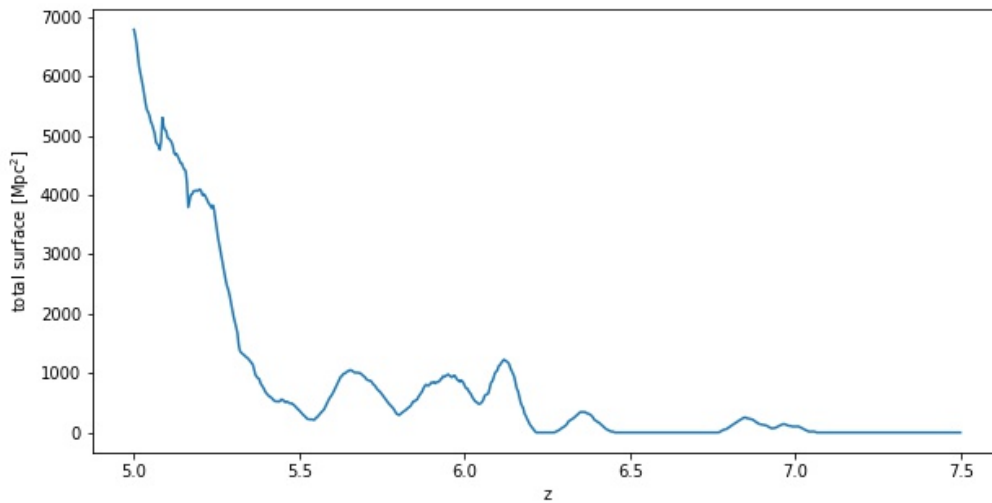
Na slici 4.2 se nalazi prikaz rada algoritma *Hough circle transform*. Sa žutom bojom su označeni pravi ionizirani mjehurići. Ono što se može primjetiti je da za pravilne kružnice algoritam dobro pronalazi središte i radijus dok kod nepravilnijih mjehurića malo teže. Algoritam može i precijeniti radijus kružnice i podcijeniti ga, no u prosjeku daje dobar srednji radijus kružnica. Za opis ioniziranih mjehurića bolje bi bile elipse no u tom slučaju algoritam pretražuje 5D prostor parametara (središte, nagib i veličina osi) u odnosu na 3D prostor parametara kod traženja kružnica. To znači da je traženje elipsa računalno puno zahtjevnije i ne daje dovoljno dobre rezultate.



Slika 4.3: Ovisnost srednje vrijednosti radijusa kružnica u simulacijama neutralnog vodika o crvenom pomaku za scenarij reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića.

Korisna stvar koju možemo promotriti pomoću ovog algoritma je kako se mijenja prosječna udaljenost ioniziranih mjehurića s vremenom. Na slici 4.3 se nalazi ovisnost prosječne vrijednosti radijusa kružnica u ovisnosti o crvenom pomaku u scenariju reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića. Ono što se može primjetiti je to da se srednja vrijednost povećava kako se smanjuje crveni pomak. To je očekivano zbog toga što se ionizirani mjehurići povećavaju s vremenom kako izvor ionizira međugalaktičku materiju. Unatoč generalnom rastu na određenim crvenim pomacima imamo skokove, rast nije monoton. To je zbog načina na koji je simulacija napravljena. Moguće je da ionizirani mjehurić nestane no u prosjeku bi se faktor ionizacije ipak trebao povećavati. Zbog toga je korisnije ipak promatrati ukupnu površinu ioniziranih mjehurića.

Na slici 4.4 se nalazi ovisnost ukupne površine kružnica u simulacijama neutral-



Slika 4.4: Ovisnost ukupne površine kružnica u simulacijama neutralnog vodika o crvenom pomaku za scenarij reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića.

nog vodika o crvenom pomaku u scenariju reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića. Kao što je i očekivano, ukupna površina raste s vremenom, odnosno padom crvenog pomaka. Osim toga, kao što je diskutirano ranije, taj rast je puno monotoniji u odnosu na rast na slici 4.3 zbog toga što niži crveni pomaci imaju mnogo ioniziranih mjehurića. Vrhovi na crvenim pomacima oko  $z \sim 6.5$  su rezultat površine samo jednog ioniziranog mjehurića.

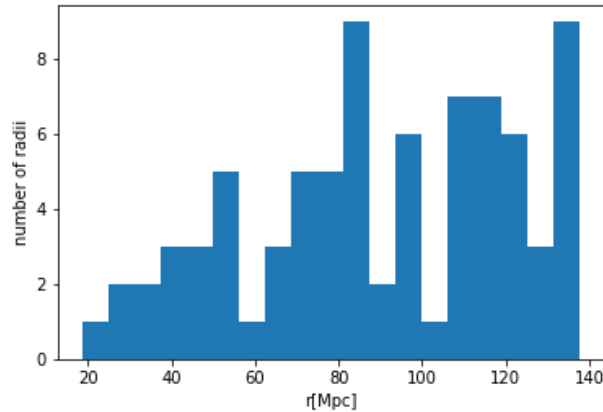
Dvije stvari je potrebno napomenuti. Prvo, slike 4.3 i 4.4 su prikazane do crvenog pomaka  $z = 7.5$ . To je zbog toga što se na višim crvenim pomacima ne pojavljuju značajniji ionizirani mjehurići već signal izgleda poput šuma. Algoritam ne može nalaziti ionizirane mjehuriće već nalazi kružnice na šumu, odnosno tamo gdje fizikalno ne bi trebalo biti ioniziranih mjehurića. Zbog toga algoritam ne radi dobro na višim crvenim pomacima. Parametri algoritma su podešeni tako da reproduciraju kružnice koje dobro odgovaraju ioniziranim mjehurićima i njihovo mijenjanje bi poremetilo kružnice na nižim crvenim pomacima.

Druga stvar koju treba napomenuti je ta da smo promatrali samo scenarij reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića. Naime, u simulacijama reionizacije malih ionizirajućih mjehurića se ni na najnižim crvenim pomacima ne vide izraženi ionizirani mjehurići. Iz istog razloga kao i prije nije moguće napraviti analizu ioniziranih mjehurića pomoću ovog algoritma.

S obzirom da kSZ signal proizlazi iz ionizirane materije, može se probati pro-



vjeriti postoje li kružne značajke u slici kSZ signala. Tada bi mogli provjeriti skalu tih kružnica i povezati ih sa ioniziranim mjehurićima na slikama signala neutralnog vodika. Određeno podudaranje bi povlačilo da kSZ signal nastaje na nekom standardnom crvenom pomaku.



Slika 4.5: Histogram pronađenih radijusa na slici kSZ signala za scenarij reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića dobiven pomoću algoritma *Hough circle transform*.

Na slici 4.5 se nalazi histogram pronađenih radijusa na slici kSZ signala za scenarij reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića. Histogram je prerezan tako da se ne vidi najveći dozvoljeni radijus. To je zbog toga što algoritam radi na način da izabere najveću kružnicu sa određenim središtem koja zadovoljava parametre. Ostali radijusi su zadržani u histogramu. Osim vrha na najvećem radijusu imamo i vrh oko 80 Mpc. Taj vrh bi mogao odgovarati najvećim ioniziranim mjehurićima koji se pojavljuju na crvenim pomacima oko  $z=5$  koje vidimo na slici 4.3. No s obzirom na to da izbor vrha ovisi o izboru parametara histograma moguće je da je riječ o slučajnosti. Naime, kSZ signal također izgledom podsjeća na šum i nema očite značajke tako da je teško očekivati da algoritam radi na slici kSZ signala.

Veličina ioniziranih mjehurića je zanimljiva kozmološka brojka te mnogi autori predlažu metode za određivanje veličine ioniziranih mjehurića. Neki od primjera su upotreba umjetnih neuronskih mreža (upotreba ANN-a na 21 cm spektar snage [27]) i upotreba Bayesovskog pristupa (MCMC analiza [25]).

#### 4.2.2 *astroHOG* algoritam

Još jedan od načina na koji možemo usporediti slike kSZ signala i signala neutralnog vodika je i *astroHOG* [12]. HOG (Histogram of Oriented Gradients) se koristi za

određivanje prostorne korelacije između dviju slika. HOG je reprezentacija pojavljivanja relativnih orijentacija između orijentacija lokalnih gradijenata, odnosno, to je reprezentacija slaganja "rubova" slika. Iako je prvotna primjena HOG metode bila računalni vid, ta metoda ima brojne primjene u astrofizici [29].

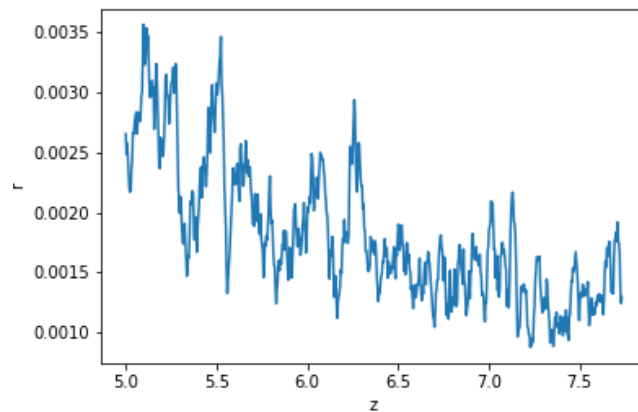
Kao mjera korelacije između slika uzet ćemo srednji rezultatni vektor. Generalno, srednji rezultatni vektor  $r$  je veličina koja se može tumačiti kao postotak vektora koji pokazuju u željenom smjeru. Definira se kao:

$$r_{lm} = \frac{([\sum_{ij} \omega_{ij,lm} \cos(2\phi_{ij,lm})]^2 + [\sum_{ij} \omega_{ij,lm} \sin(2\phi_{ij,lm})]^2)^{1/2}}{\sum_{ij} \omega_{ij,lm}}$$

gdje  $i, j$  predstavljaju prostorne dimenzije,  $l, m$  dimenziju usporedbe, u našem slučaju crveni pomak (crveni pomak smo u slučaju kSZ-a umjetno dodali tako da nemamo ovisnost o indeksu  $l$  koji predstavlja indeks kSZ signala),  $\omega_{ij,lm}$  predstavljaju statističke težine kuteva  $\phi_{ij,lm}$  koji predstavljaju orijentacije između slika:

$$\phi_{ij,lm} = \arctan \left( \frac{(\nabla I_{ij,l}^A \times \nabla I_{ij,m}^B) \cdot \hat{z}}{\nabla I_{ij,l}^A \cdot \nabla I_{ij,m}^B} \right). \quad (4.2)$$

U jednadžbi 4.2  $I_{ij,l}^A$  i  $I_{ij,m}^B$  predstavljaju kSZ i 21 cm signal, a  $\nabla$  predstavlja gradijent. S obzirom da nas ne zanima smjer u kojem pokazuje srednji rezultatni vektor, srednja vrijednost vektora je vrijednost koju uzimamo kao mjeru.



Slika 4.6: Ovisnost srednjeg rezultatnog vektora slika kSZ signala i signala neutralnog vodika za dani crveni pomak u ovisnosti o crvenom pomaku. Promatran je scenarij reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića

Na slici 4.6 se nalazi ovisnost srednjeg rezultatnog vektora o crvenom pomaku prilikom HOG usporedbe slika kSZ signala i signala neutralnog vodika. Ono što se

može uočiti je trend rasta prema nižim crvenim pomacima te vrhovi na nižim crvenim pomacima. Ti vrhovi mogu odgovarati karakterističnim crvenim pomacima na kojima nastaje kSZ signal. Vrhovi su viši na nižim crvenim pomacima.

Ponovno vrijede dvije napomene kao i kod *Hough circle* transformata. Ponovno su dobivene loše vrijednosti razmatranjem viših crvenih pomaka kod scenarija reionizacije velikim izvorima kao i kod cijelog scenarija reionizacije malih ionizirajućih mjehurića. Razlog je isti, u slikama koje imaju katakteristike šuma teško je pronaći zajedničke značajke.

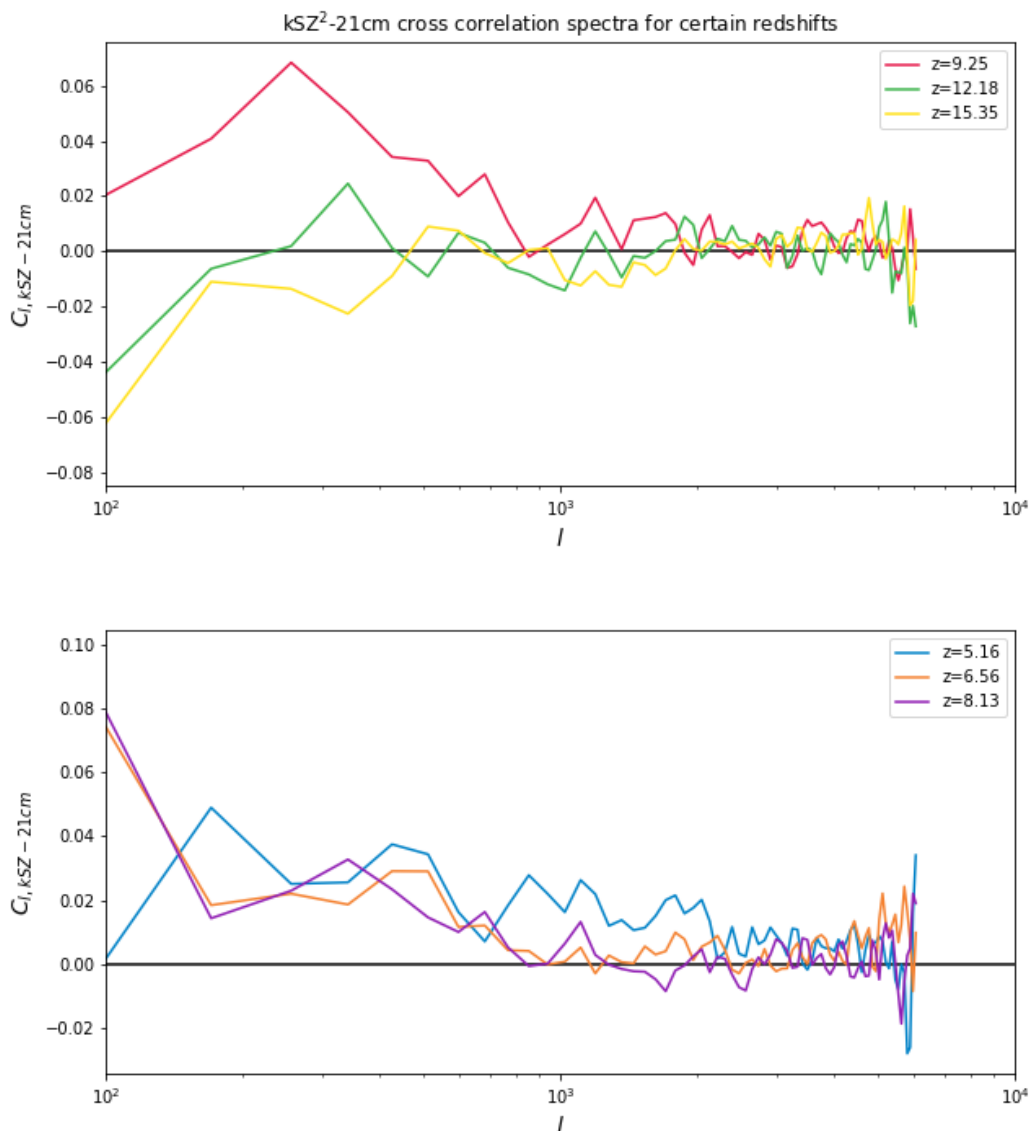
### 4.3 Korelacijski spektar

Za mjerenje korelacija na različitim skalama potrebno je promatrati korelacijski spektar. Korelacijski spektar se može definirati na različite načine, no osnova korelacijskog spektra je promatranje svih kombinacija piksela slike kSZ signala i slike 21 cm signala odvojenih za određenu udaljenost te ovisnost o udaljenosti koja određuje stupanj spektra. Definicija koju koristimo ovdje je:

$$C_{kSZ^2-21cm}(l) = \frac{P_l(kSZ^2, 21cm)}{\sqrt{P_l(kSZ^2, kSZ^2) P_l(21cm, 21cm)}} \quad (4.3)$$

gdje je  $P_l$  spektar snage reda  $l$  koji se računa na sličan način kao što je opisano u odjeljcima 3.1 i 3.2. Umjesto zbrajanja vrijednosti Fourierovog transformata na kružnom vijencu zbrajamo kvadrate vrijednosti Fourierovog transformata signala u slučaju autokorelacijskih spektara  $P_l(kSZ^2, kSZ^2)$  i  $P_l(21cm, 21cm)$ , dok u slučaju  $P_l(kSZ^2, 21cm)$  zbrajamo umnoške vrijednosti Fourierovog transformata 21cm signala i kSZ signala. Dijeljenjem s autokorelacijskim spektrima osiguravamo normalizaciju na analogan način kao i kod Pearsonovog koeficijenta te bezdimenzionalnost spektra. Vrijednost  $l$  koju ovdje koristimo je red multipola koji je uveden u odjeljku 3.2 zbog toga što se u literaturi najčešće koristi  $l$  kao mjera reda spektra.

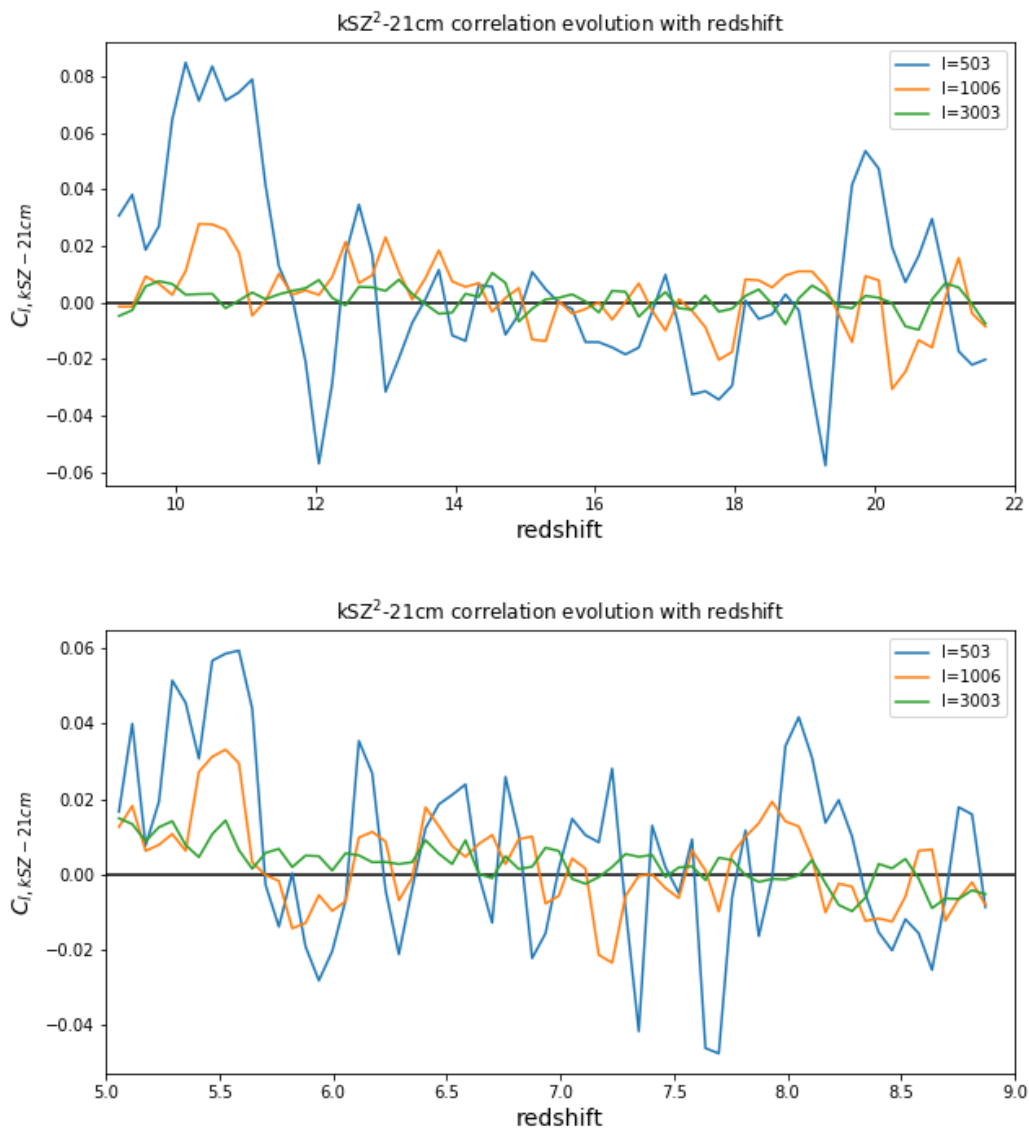
Kao što je napomenuto u odjeljku 2, prilikom istraživanja korelacija koristimo se samo s apsolutnom vrijednosti kSZ signala. Slično je komentirano i u [16] pri čemu su u tom članku koristili korelaciju s kvadratom kSZ signala. Analizirali smo razliku između pristupa s apsolutnom vrijednosti i kvadratom signala i našli da se rezultat ne razlikuje u kvalitativnom smislu. Zbog toga smo koristili korelaciju s kvadratom kSZ signala.



Slika 4.7: Korelacijski spektar kSZ<sup>2</sup> signala i 21 cm signala za određene crvene pomake u slučaju reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića. Razlika u grafovima su samo prikazani crveni pomaci zbog preglednosti grafova.

Na slici 4.7 se nalazi korelacijski spektar kSZ signala za dane crvene pomake u slučaju reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića. Na crvenim pomacima koji odgovaraju kasnijoj fazi reionizacije  $z \sim 9$  vidi se pozitivna korelacija na većim skalama dok na  $l \gtrsim 1000$  imamo područja slabe korelacije i antikorelacije. Na višim crvenim pomacima koeficijent korelacije je uvijek malen, a na najvećim skalama je čak i negativan. Na najnižim crvenim pomacima kada se nalazimo na kraju reionizacije signal se uglavnom nalazi u korelaciji uz fluktuacije za  $l \gtrsim 2000$ .

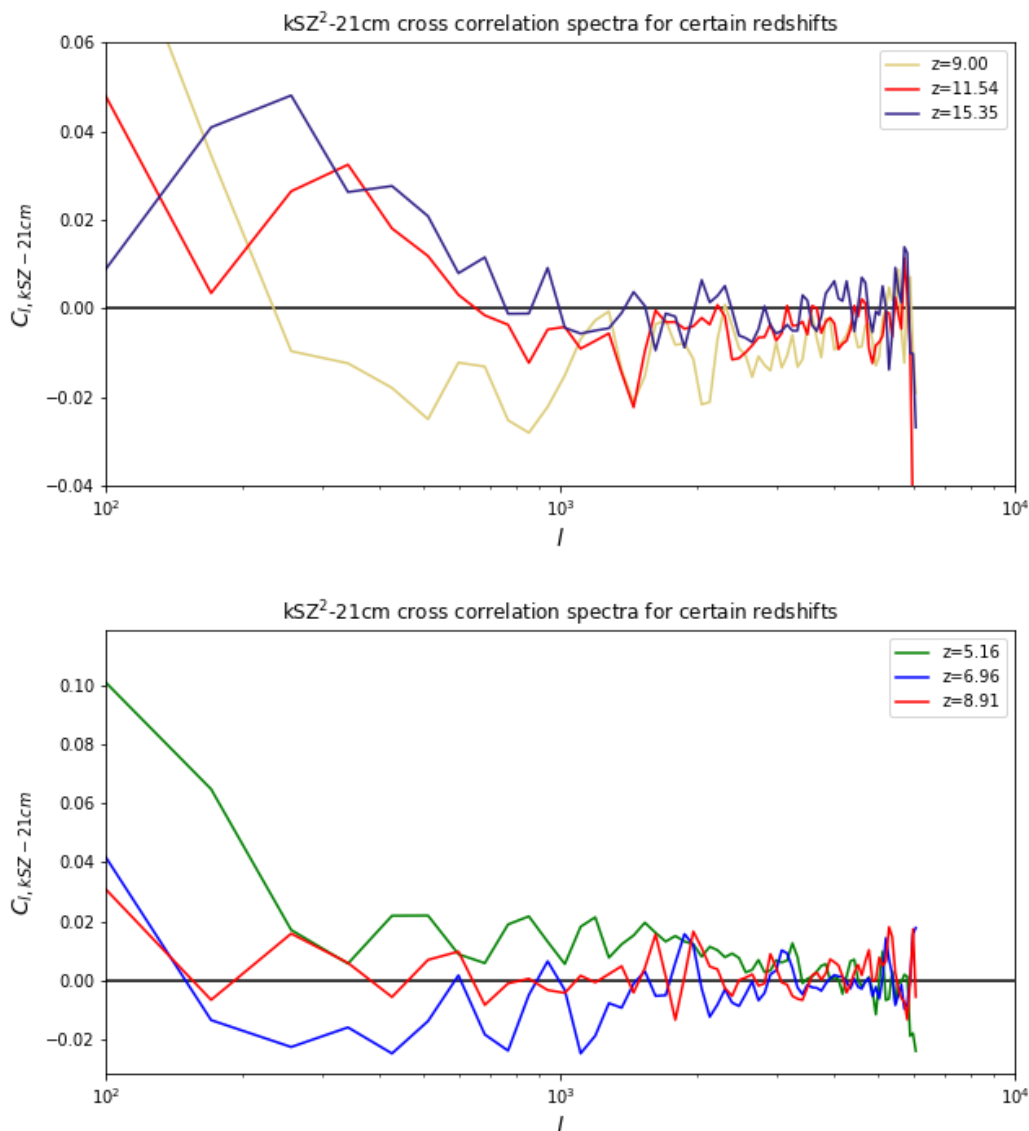
Na slici 4.8 se nalazi evolucija određenih skala spektra s crvenim pomakom za reionizaciju velikih ionizirajućih mjehurića. Trend koji je opisan gore se jasno vidi



Slika 4.8: Evolucija spektra  $kSZ^2$  signala i 21 cm signala za određene skale spektra u slučaju reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića. Razlika u grafovima su samo prikazani crveni pomaci zbog preglednosti grafova.

na ovom grafu. Na crvenim pomacima  $z \gtrsim 12$  nalazimo antikorelaciju, osobito na najvećim skalama. Na nešto nižim crvenim pomacima, do  $z \sim 9$  nalazimo korelaciju na skoro svim skalama. Na još nižim crvenim pomacima,  $z \lesssim 8$  signal se nalazi naizmjenice u slaboj korelaciji i antikorelaciji.

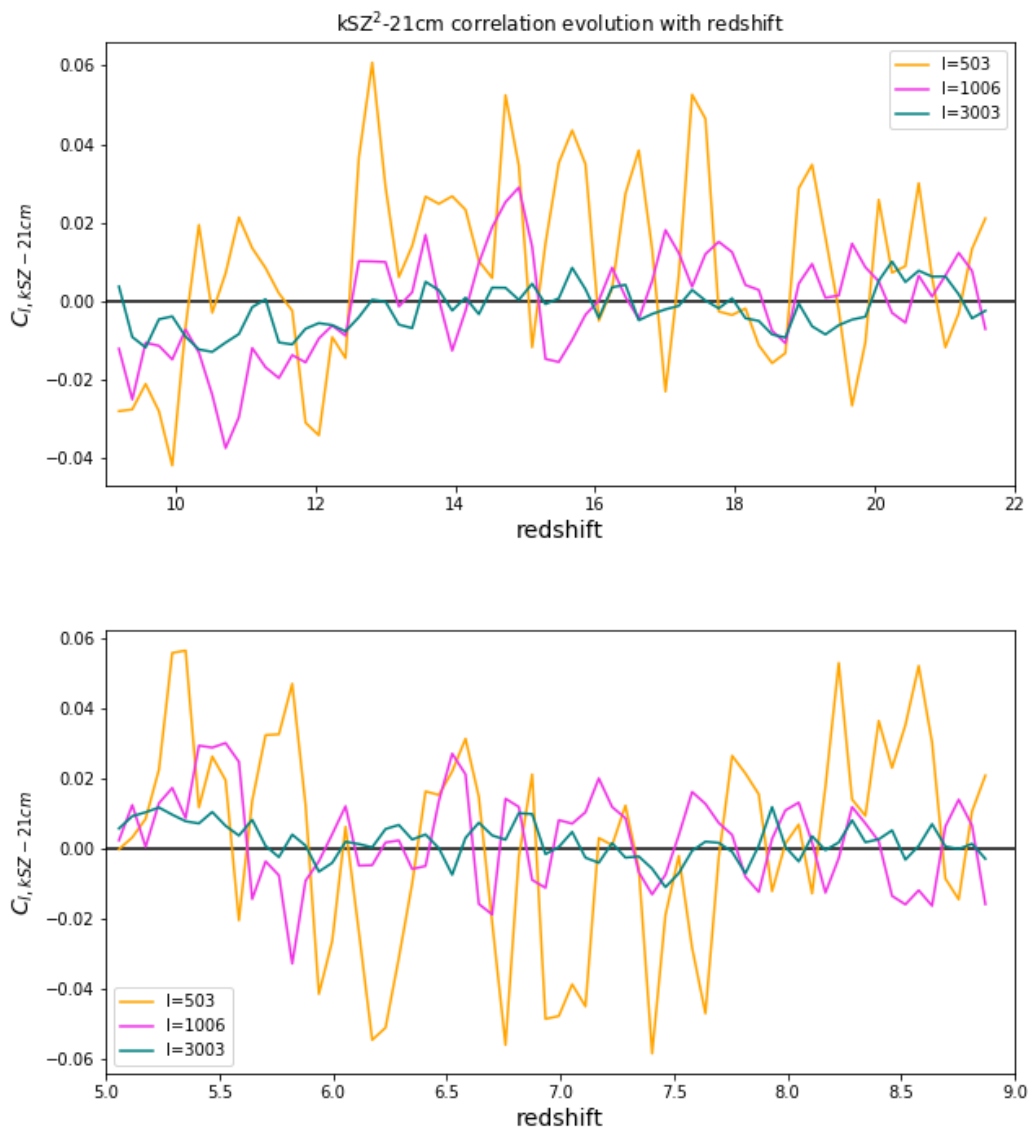
Promatrane su i simulacije reionizacije malih ionizirajućih mjehurića. Tako na slici 4.9 nalazimo korelacijski spektar  $kSZ$  signala i 21 cm signala za dane crvene pomake. Najveća razlika između korelacijskog spektra malih ionizirajućih mjehurića i velikih ionizirajućih mjehurića na slici 4.7 je dublja antikorelacija na većim skalama u slučaju reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića. Za razliku od signala na crvenom



Slika 4.9: Korelacijski spektar kSZ<sup>2</sup> signala i 21 cm signala za određene crvene pomake u slučaju reionizacije malih ionizirajućih mjehurića. Razlika u grafovima su samo prikazani crveni pomaci zbog preglednosti grafova.

pomaku  $z = 9.5$  u slučaju reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića koji je u korelaciji na svim skalama, u slučaju reionizacije malih ionizirajućih mjehurića, signal još uvijek u velikoj mjeri nalazimo u antikorelaciji, dok samo na najvećim skalama nalazimo signal u korelaciji. Signal na najmanjim skalama varira između slabe korelacije i antikorelacije u oba slučaja.

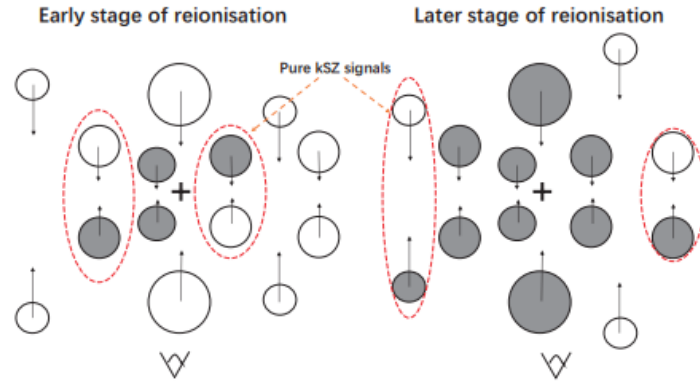
Na slici 4.10 se nalazi evolucija korelacijskog spektra za određene skale za reionizaciju malih ionizirajućih mjehurića. Signal se na najvećim crvenim pomacima nalazi u korelaciji koja je isprekidana vrhovima antikorelacije, korelacijski spektar jako varira na tim crvenim pomacima. Na nižim crvenim pomacima dolazi do antikorelacije.



Slika 4.10: Evolucija spektra  $kSZ^2$  signala i 21 cm signala za određene skale spektra u slučaju reionizacije malih ionizirajućih mjehurića. Razlika u grafovima su samo prikazani crveni pomaci zbog preglednosti grafova.

Uspoređujući tu sliku s 4.8 vidi se da se u slučaju reionizacije malih ionizirajućih mjehurića antikorelacija pojavljuje kasnije i izražena je na svim skalama. Nakon toga, na crvenim pomacima  $z < 9$ , nalazimo područje slabe korelacije. Korelacija nije izražena i često prelazi u antikorelaciju.

Na slici 4.11 se nalazi shematski prikaz ovisnosti kSZ fluktuacija o fazi reionizacije. Pomoću tog prikaza možemo objasniti rezultate sa slika 4.7 - 4.10. U početnoj fazi reionizacije signal dolazi od ioniziranih mjehurića koji ne pate od poništenja zbog čega kSZ signal antikorelira sa 21 cm signalom neutralnog vodika. S druge strane, na višim crvenim pomacima nalazimo više ioniziranih mjehurića koji se vrlo lako mogu



Slika 4.11: Shematski prikaz ovisnosti  $kSZ^2$  fluktuacija o fazi reionizacije. Na lijevoj slici se nalazi prikaz Svemira u početku reionizacije kada je faktor ionizacije relativno malen. Maleni ionizirani mjehurići (označeni sivom bojom) imaju veću vjerojatnost da se nađu oko neutralnog mjehurića (označeni bijelom bojom) pri čemu ostaje signal čistog kSZ signala, nema poništenja. Na desnoj slici se nalazi prikaz Svemira u kasnijoj fazi reionizacije kada je faktor reionizacije velik. Tada postoji velika vjerojatnost da se ionizirani mjehurić nađe s ioniziranim mjehurićem suprotne brzine te im se doprinosi ponište. Signal kSZ-a dolazi tada od mjehurića koji se nađu s neutralnim mjehurićem. Preuzeto iz [16]

međusobno poništiti zbog toga što kSZ signal ovisi o iznosu, ali i smjeru brzine ionizirane materije. Tada kSZ signal dolazi od područja koja se nalaze blizu neutralnih područja zbog čega signal prelazi u korelaciju na nižim crvenim pomacima.

U našim simulacijama primjećujemo takvo ponašanje korelacijskog spektra. Na najvišim crvenim pomacima, koji odgovaraju početku reionizacije, nalazimo antikorelaciju. U slučaju reionizacije malih ionizirajućih mjehurića antikorelacija se pojavljuje kasnije što može značiti da reionizacija nastupa kasnije i postepenija je. Postepena reionizacija tada dovodi do jasne antikorelacije. Reionizacija velikih ionizirajućih mjehurića daje raniju antikorelaciju no ta korelacija je neizražena i pomiješana s korelacijom, antikorelacija se pojavljuje različito na različitim skalama. To može biti pokazatelj brže reionizacije u kojoj faktor ionizacije brzo naraste i jako ovisi o području koje promatramo tako da imamo pomiješan utjecaj korelacije i antikorelacije. Što se tiče crvenih pomaka  $z < 9$  u slučaju reionizacije malih ionizirajućih mjehurića, isto objašnjenje može objasniti neizraženu korelaciju. Na tim crvenim pomacima faktor ionizacije postaje značajan, no s obzirom da izvori koji proizvode male ionizirajuće mjehuriće daju fotone čiji srednji slobodni put nije prevelik, dobivamo nehomogeni uzorak reionizacije te uzorke antikorelacije i korelacije. Odnosno, drugim riječima, korelacija u slučaju reionizacije malih mjehurića i antikorelacija



u slučaju reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića nisu savršeno opisani shemom danom na slici 4.11, epohe korelacije i antikorelacije se poklapaju, nisu savršeno odvojene.

Potrebno je napomenuti da različiti autori koriste različite normalizacije i različite definicije korelacijskog spektra. Tako recimo [16] koriste definiciju  $\Delta^2(l) = l(l+1)C(l)/2\pi$ . [26] koriste drukčiju definiciju:

$$C(\theta, z) = \sum_{i=1}^{N_{kSZ}} \sum_{j=1}^{N_{21cm}} \frac{1}{N_\theta} \left[ \left( \frac{\delta T}{T} \right)_{kSZ}^{(i)} \left( \frac{\delta T}{T} \right)_{21cm}^{(j, z)} \right]. \quad (4.4)$$

Za normalizaciju koriste nasumični signal odgovarajućeg intenziteta. [15] koriste sličnu definiciju kao [16]. Različit izbor normalizacije ne utječe na opis trendova i kvalitativni opis reionizacije. Tako [16] opisuju sličan trend antikorelacije za  $z \gtrsim 10$  i korelacije na nižim crvenim pomacima. U tom članku analizirani su crveni pomaci  $z > 8.5$  pa uspoređujemo trend korelacije samo na tim crvenim pomacima. Potrebno je napomenuti da simulacije epohe reionizacije ovise o modeliranju vremena reionizacije tako da određivanje točnog perioda na kojemu se dešava određeni događaj ovisi o simulacijama i nije moguće uspoređivati bez dodatnih informacija o simulacijama.

[16] također predlažu da se prije kvadriranja kSZ signala filtriranjem izbace velike skale,  $l < 100$ , zbog kontaminacije zbog rubnih efekata. Proveli smo analizu i s takvim kSZ signalom i našli malu razliku na svim skalama uz veliku razliku na najvećim skalama s tim da se kvalitativni opis na skalama  $l > 100$  ne mijenja.

[15] i [26] koriste simulacije čija je veličina znatno manja od naše zbog čega je teško uspoređivati rezultate. U svojim radovima predlažu da skala na kojoj korelacija mijenja predznak odgovara standardnoj veličini ioniziranih mjehurića. S obzirom na malu veličinu simulacija, njihove simulacije ne uspijevaju preizvesti mjehuriće veće od njihove veličine simulacije. Za razliku od njih naše simulacije mogu proizvesti veće mjehuriće no teško ih je uočiti pomoću korelacije pošto korelacija mijenja predznak na više skala. S obzirom da istraživanje baziramo na jednoj simulaciji, za razliku od niza simulacija u gore navedenim člancima, ne možemo statistički utvrditi skalu promjene predznaka korelacije, kao ni statističke pogreške danih faktora korelacije.

## 5 Zaključak

U ovom diplomskom radu predstavljene su simulacije kozmološkog 21 cm signala neutralnog vodika i simulacije temperaturnih anizotropija nastale kinetičkim Sunyaev-Zel'dovich efektom. Simulacije su napravljene pomoću seminumeričkog algoritma *21cmFAST*. Za analizu signala imamo simulacije dvije različite povijesti reionizacije ovisno o dominantnom mehanizmu ionizacije međugalaktičke materije.

Pomoću simulacija 21 cm signala predstavljena je ovisnost signala o crvenom pomaku te su uočene značajke 21 cm signala koje predviđa teorija. Tako je na primjer uočen trend apsorpcije signala na crvenim pomacima oko  $z \sim 15$  koji odgovara nastanku prvih zvijezda te trend emisije u vrijeme epohe reionizacije. Ovisnost 21 cm signala o crvenom pomaku drukčija je ovisno o dominantnom izvoru ionizirajućeg zračenja zbog čega istraživanjem 21 cm signala možemo odgovoriti na mnoga pitanja vezana za nastanak prvih struktura u Svemiru. Promatran je i spektar snage 21 cm signala i viši momenti distribucije za karakterizaciju signala.

Predstavljene su spektri snage kSZ efekta. Iako su simulacije napravljene za različite povijesti reionizaciji, spektri snage su im slični zato što su simulacije napravljene na način da reproduciraju Thomsonovu optičku dubinu iz mjerenja pozadinskog zračenja Svemira. Razlike se vide na najvećim i najmanjim skalama koje ukazuju na različitu veličinu ioniziranih mjehurića u međugalaktičkoj tvari u vrijeme nastanka kSZ efekta.

Pearsonov koeficijent korelacije je također istražen kao mjera linearne korelacije između simulacija kSZ efekta i simulacija 21 cm signala. Pearsonov koeficijent je izračunat kao funkcija crvenog pomaka te postoji razlika između različitih povijesti reionizacije. Promotri smo i Pearsonov koeficijent između simulacije kSZ efekta i integriranog 21 cm signala. Dobivena je slaba korelacija čiji iznos ovisi o promatranom području i mehanizmu kojim dolazi od reionizacije.

Promatran je i algoritam *Hough circle transform* koji služi za otkrivanje kružnih struktura u slikama. Taj algoritam je korišten za traženje ioniziranih mjehurića u simulacijama neutralnog vodika. Na simulaciji 21 cm signala reionizacije velikih ionizirajućih mjehurića metoda radi vrlo dobro. Pronađen je trend rasta i količine mjehurića prema nižim crvenim pomacima. Traženje karakterističnih kružnica u simulaciji kSZ efekta je dalo određenu statistiku kružnica, no teško je dati usporedbe

sa simulacijama neutralnog vodika.

Također je proučen i *astroHOG* algoritam koji uspoređuje orijentacije gradijenata dvaju slika. Promotri smo ovisnost srednjeg rezultantnog vektora o crvenom pomaku za usporedbu simulacija 21 cm signala i kSZ efekta i uočili trend povećanja srednjeg rezultantnog vektora prema nižim pomacima za reionizaciju velikih ionizirajućih mjehurića što sugerira postojanje zajedničkih značajki na nižim crvenim pomacima.

Na kraju, promatrali smo i korelacijski spektar. Korelacijski spektar daje mjeru dva signala na različitim skalama. U našem istraživanju promatrali smo korelacijski spektar kSZ<sup>2</sup> signala i 21 cm signala u ovisnosti o crvenom pomaku. Pokazali smo da za visoke crvene pomake kada reionizacija tek počinje očekujemo antikorelaciju zbog toga što je kSZ signal mjera ionizirane materije, a 21 cm signal neutralne materije. Na nižim crvenim pomacima dolazi do korelacije zbog toga što kSZ signal nije poništen samo kada je okružen neutralnom materijom. Rezultati istraživanja se slažu s očekivanim trendovima iz literature.

Iako istraživanje 21 cm signala potencijalno donosi mnogo informacija koje bi trebale ograničiti mnoge kozmološke parametre, problemi koji se javljaju s eksperimentalne strane, zasad ograničavaju upotrebu 21 cm signala u preciznoj kozmologiji. kSZ efekt je dosta grub pokazatelj kozmoloških parametara no u korelacijskom istraživanju, kao što je pokazano u ovom radu, s 21 cm signalom daje dobre zaključke povezane s epohom reionizacije. Kada se uključe problemi povezani s mjerenjem oba signala, korelacija se nameće kao dobar alat za istraživanje fizike signala. No za daljnja predviđanja potrebno je napraviti detaljnije simulacije da možemo znati što očekivati jednom kada dođemo do kozmološkog 21 cm signala. Što se tiče kSZ signala, za upotrebu kSZ signala u istraživanje epohe reionizacije potrebno je napraviti detaljno odvajanje kSZ sekundarne anizotropije od primarnih anizotropija.

## Bibliography

- [1] Aghanim, N; Majumdar, S; Silk J. Secondary anisotropies of the CMB, *RoPiP*, 2008, volume 71, number 6
- [2] Alvarez, M. A. The Kinetic Sunyaev-Zel'dovich Effect from Reionization: Simulated Full-Sky Maps at Arcminute Resolution, *ApJ*, 2016, 824:118-131
- [3] Becker, R.H et al, Evidence for reionization at  $Z \sim 6$ : detection of a Gunn-Peterson trough in a  $Z=6.28$  quasar, *AJ*, 2001, 122, 2850
- [4] Bernardi, G; de Bruyn, A.G; Brentjens, M.A; Ciardi, B; Harker, G; Jelic, V; Koopmans, L.V.E; Labropoulos, P; Offringa, A; Pandey, V.N; Schaye, J; Thomas, R.M; Yatawatta, S; Zaroubi, S. Foregrounds for Observations of the Cosmological 21 cm Line: I. First Westerbork Measurements of Galactic Emission at 150 MHz in a Low Latitude Field, *A & A*, 2009, <https://arxiv.org/abs/0904.0404>
- [5] Ciardi, B; Madau P. Probing beyond the Epoch of Hydrogen Reionization with 21 Centimeter Radiation, *ApJ*, 2003, 596:1-8
- [6] Dillon, J.S; Liu, A; Williams, C.L. et al. Overcoming Real-World Obstacles in 21 cm Power Spectrum Estimation: A Method Demonstration and Results from Early Murchison Widefield Array Data, *Phys. Rev. D*, 2014, 89, 023002
- [7] Dodelson, S. *Modern Cosmology*, 2nd ed. Academic Press, 2003.
- [8] Durrer, R. *The Cosmic Microwave Background*, Cambridge University Press, 2008.
- [9] ESA and the Planck Collaboration, Power spectrum of temperature fluctuations in the Cosmic Microwave Background, 2013. <https://sci.esa.int/web/planck/-/51555-planck-power-spectrum-of-temperature-fluctuations-in-the-cosmic-microwave-background>
- [10] Field, G. B. Excitation of the Hydrogen 21-CM Line, *PIRE*, 1958, vol. 46, p. 240-250
- [11] Fixsen, D. J. The Temperature of the Cosmic Microwave Background *ApJ*, 2009. 707:916–920

- [12] <https://github.com/solerjuan/astroH0G>
- [13] Harker, G.J.A; Zaroubi, S; Thomas, R.M; Jelić, V; Labropoulos, P; Mellema, G; Iliev, I.T; Bernardi, G; Brentjens, M.A; de Bruyn, A.G; Ciardi, B; Koopmans, L.V.E; Pandey, V.N; Pawlik, A.H; Schaye, J; Yatawatta, S. Detection and Extraction of Signals from the Epoch of Reionization using Higher-Order One-Point Statistics, MNRAS, 2009, 393, 1449-1458
- [14] Hu, W; Dodelson, S. Cosmic Microwave Background Anisotropies, Ann.Rev.Astron.Astrophys., 2002, 40:171-216
- [15] Jelić, V; Zaroubi, S; Aghanim, N; Douspis, M; Koopmans, L.V.E; Langer, M; Mellema, G; Tashiro, H; Thomas, R.M. Cross-correlation Study between the Cosmological 21-cm Signal and the Kinetic Sunyaev-Zel'dovich Effect, MNRAS, 2009, 402:2279–2290
- [16] Ma, Q; Helgason, K; Komatsu, E; Ciardi, B; Ferrara, A. Measuring Patchy Reionization with kSZ<sup>2</sup>-21 cm correlations, MNRAS, 2018, 476, 4025:4031
- [17] Mesinger, A; Furlanetto, S; Cen, R. 21cmFAST: A Fast, Semi-Numerical Simulation of the High-Redshift 21-cm Signal, MNRAS, 2010, 411:955-972
- [18] Mesinger, A; Greig, B; Sobacchi, E. The Evolution Of 21 cm Structure (EOS): Public, Large-Scale Simulations of Cosmic Dawn and Reionization, MNRAS, 2016, 459, 2342–2353
- [19] Mesinger, A. The Cosmic 21-cm Revolution: Charting the first billion years of our Universe. AAS-IOP, 2020.
- [20] The OpenCV Tutorials, 2019. [https://docs.opencv.org/2.4/opencv\\_tutorials.pdf](https://docs.opencv.org/2.4/opencv_tutorials.pdf)
- [21] Park, H; Shapiro P. R; Komatsu, E; Iliev, I. T; Ahn, K; Mellema, G. The Kinetic Sunyaev-Zel'dovich Effect as a Probe of the Physics of Cosmic Reionization: The Effect of Self-Regulated Reionization, ApJ, 2013, 769:94 (14pp)
- [22] Planck Collaboration, Planck Intermediate Results. XXXVII. Evidence of Unbound Gas from the Kinetic Sunyaev-Zeldovich Effect, A&A, 2016, volume 586, A140

- [23] Pritchard, J.R; Furlanetto, S.R. Descending from on high: Lyman-series cascades and spin-kinetic temperature coupling in the 21-cm line, MNRAS, 2006, 367, 1057-1066
- [24] <https://pypi.org/project/opencv-python/>
- [25] Raghunath, G; Choudhury, T. R. Bayesian Approach to Constraining the Properties of Ionized Bubbles during Reionization, MNRAS, 2019, <https://arxiv.org/abs/1909.12317>
- [26] Salvaterra, R; Ciardi, B; Ferrara, A; Baccigalupi, C. Reionization history from coupled cosmic microwave background/21-cm line data MNRAS, 2005, 360, 1063-1068
- [27] Shimabukuro, H; Mao, Y; Tan, J. Beyond Power Spectrum I: Recovering HII Bubble Size Distribution from 21cm Power Spectrum with Artificial Neural Network, MNRAS, 2020 <https://arxiv.org/abs/2002.08238>
- [28] Silk, J. Cosmic Black-Body Radiation and Galaxy Formation, ApJ, 1968, vol. 151 p. 459
- [29] Soler, J. D. et al Histogram of oriented gradients: a technique for the study of molecular cloud formation. A&A 2019. 622, A166
- [30] Spergel, D. N. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Implications for Cosmology, ApJS, 2007, 170, 377
- [31] Tashiro, H; Aghanim, N; Langer, M; Douspis, M; Zaroubi, S; Jelic, V. Second Order Cross-Correlation between kSZ and 21 cm Fluctuations from the EoR, MNRAS, 2011, <https://arxiv.org/abs/1008.4928>
- [32] Wright, E. L. <http://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html> PASP, 2006. 118, 1711
- [33] Zaroubi, S. The Epoch of Reionization. 2012. <https://arxiv.org/abs/1206.0267>
- [34] Zel'dovich, Y.B.; Sunyaev, R.A., The Interaction of Matter and Radiation in a Hot-Model Universe, AaSS, 1969, Volume 4, Issue 3, pp.301-316