

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Dario Barišić

POLARIZIRANO ZRAČENJE RADIO GALAKSIJA
NA NISKIM RADIO FREKVENCIJAMA

Diplomski rad

Zagreb, 2018.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

Dario Barišić

Diplomski rad

**Polarizirano zračenje radio galaksija
na niskim radio frekvencijama**

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, 2018.

Zahvaljujem mentoru dr. sc. Vaboru Jeliću na uloženom trudu i prenesenom znanju, te svojoj obitelji na podršci.

Sažetak

U ovom radu bavimo se potragom za polariziranim zračenjem radiogalaksija koristeći polarimetrijska promatranja na 150 MHz prikupljena LOFAR teleskopom u području centriranom na sjajnoj radiogalaksiji 3C196 ($RA = 8^h 13^m 36^s$, $DEC = +48^\circ 13' 03''$) koje obuhvaća oko 50 kvadratnih stupnjeva. Ukupno smo pronašli 10 polariziranih radioizvora. Analizom slika iz FIRST kataloga na 1.4 GHz ustanovili smo da su 9 izvora radiogalaksije FR-II tipa koje su luminoznije prema rubovima, a preostali izvor je kvazar. Izračunati postotci polarizacije izvora na 150 MHz pokazuju znatno veću depolarizaciju u odnosu na mjerenja iz NVSS kataloga na frekvencijama oko 1.4 GHz. Za pojedine izvore postoje velike razlike između Faradayevih dubina dobivenih iz LOFAR-ovih mjerenja i onih koje se navode u NVSS katalogu, što pripisujemo niskoj rezoluciji u Faraday prostoru za NVSS-ova mjerenja. Usporedbom dobivenih vrijednosti ukupnog intenziteta s onima na drugim frekvencijama, koje smo pronašli u VLSS (74 MHz), NVSS (1.4 GHz) i WENSS (325 MHz) katalogima, dobili smo vrijednosti spektralnih indeksa koji u prosjeku iznose 0.753. Dobivena je gustoća od jednog izvora na 5 kvadratnih stupnjeva neba.

Ključne riječi: sinkrotronsko zračenje, radiogalaksija, Faradayeva dubina, spektralni indeksi

Diploma thesis title

Abstract

In this Diploma thesis we are searching for polarized emission of the radio galaxies in a field centred at a bright radio galaxy 3C196 (RA = $8^h 13^m 36^s$, DEC = $+48^\circ 13' 03''$), covering an area of 50 square degrees. In our analysis we are using LOFAR polarimetric observations at 150 MHz. In total we have found 10 polarized radio sources. By analysing the FIRST images of these sources we concluded that one source is a quasar, while all the others are FR-II radio galaxies, which are the brightest at the edges. Their degree of polarization at 150 MHz is smaller than at 1.4 GHz (NVSS catalogue), due to significantly higher wavelength dependent depolarization. There is some discrepancy in obtained rotation measures if compared with the ones at 1.4 GHz. This can be attributed to much poorer resolution in Faraday depth at higher radio frequencies. We also compared the amount of emission obtained in total intensity with catalogues at other frequencies (VLSS - 74 MHz, WENSS - 325 MHz, NVSS - 1.4 GHz). Based on this comparison we calculated the spectral indices of the sources, amounting to 0.753 in average. We found a density of 1 source per 5 square degrees.

Keywords: synchrotron emission, radio galaxy, rotation measure, spectral indices

Sadržaj

1	Uvod	1
1.1	Sinkrotronsko zračenje i polarizacija	1
1.2	Faradayeva rotacija kuta polarizacije	5
1.3	Radiogalaksije	7
2	Podaci	12
2.1	LOFAR opažanja 3C196 polja	12
2.2	RM kocke 3C196 polja	13
2.3	Radiokatalozi na drugim frekvencijama	14
3	Izrada kataloga polariziranih radioizvora u 3C196 polju	16
3.1	Detekcija polariziranih radioizvora	16
3.2	Određivanje svojstava polariziranih radioizvora	20
4	Usporedba s drugim radiokatalogima	24
4.1	Faradayeva dubina radioizvora	24
4.2	Izračun postotka polarizacije radioizvora	25
4.3	Morfologija radioizvora	26
4.4	Izračun spektralnih indeksa	29
5	Predviđanja za buduće preglede neba	31
6	Zaključak	32
	Literatura	34

1 Uvod

U ovom radu proučavat ćemo polarizirano sinkrotronsko zračenje radiogalaksija, koje se najčešće povezuju s procesima akrecije materije na supermasivne crne rupe u središtima galaksija, tzv. aktivnim galaktičkim jezgrama. Pri akreciji veći dio potencijalne i kinetičke energije je pretvoreno u zračenje, te se mogu stvoriti relativistički mlazovi materije duž osi rotacije. Međudjelovanje relativno jakih magnetskih polja i relativističkih čestica objašnjava prisutnost sinkrotronskog zračenja, koje je polarizirano te ga možemo istraživati u radiopodručju elektromagnetskog spektra. U našoj analizi koristit ćemo opažanja radiogalaksija u 3C196 polju, promatranih na niskim radiofrekvencijama pomoću radioteleskopa LOFAR (eng. Low Frequency Array).

U ostatku poglavlja dan je pregled sinkrotronskog zračenja i njegove polarizacije, promjena kuta polarizacije zbog Faradayeve rotacije, te osnovna svojstva radiogalaksija. U 2. poglavlju prezentirana su LOFAR-ova opažanja korištena za analizu sinkrotronskog zračenja radiogalaksija, te postojeći katalozi radioizvora na drugim frekvencijama. 3. poglavlje opisuje izradu kataloga polariziranih radioizvora u 3C196 polju te navodi neka njihova svojstva, dok je usporedba dobivenih rezultata s drugim radiokatalozima dana u 4. poglavlju. U 5. poglavlju dana su predviđanja za broj detektiranih polariziranih radioizvora u budućim pregledima neba, dok su zaključci prezentirani u 6. poglavlju.

1.1 Sinkrotronsko zračenje i polarizacija

Sinkrotronsko zračenje je zračenje nabijene čestice koja se giba u homogenom magnetskom polju. Izvod u nastavku baziran je na [1].

Gibanje nabijene čestice određeno je jednadžbom:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \mathbf{v}) = \frac{e}{c}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (1.1)$$

Bez prisutstva električnog polja, energija, a time i iznos brzine čestice su sačuvani. Lako se pokaže da je putanja čestice spiralna, tj. superpozicija kružnog gibanja brzinom okomitom na smjer magnetskog polja, $|\mathbf{v}_\perp|$, i pravocrtnog gibanja uzduž smjera

magnetskog polja brzinom $|\mathbf{v}_{\parallel}|$. Frekvencija kruženja iznosi:

$$\omega_B = \frac{eB}{\gamma mc}, \quad (1.2)$$

što povlači da čestica ima i akceleraciju :

$$a_{\perp} = \omega_B v_{\perp}. \quad (1.3)$$

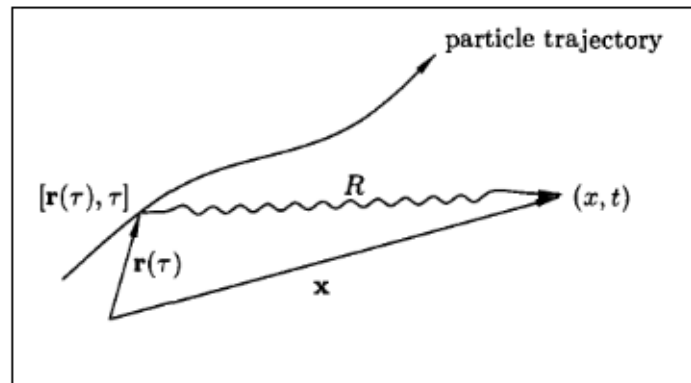
Kako bi uspjeli izvući neke zaključke o sinkrotronskom zračenju možemo početi s izrazima za Liènard-Wiechertov potencijal:

$$\begin{pmatrix} \phi \\ \mathbf{A} \end{pmatrix} = \frac{q}{R - \mathbf{R} \cdot \mathbf{v}/c} \begin{pmatrix} 1 \\ \mathbf{v}/c \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

koji se evaluiraju u "retardiranom" vremenu τ , za koje vrijedi:

$$\tau + R(\tau)/c = t, \quad \mathbf{R} = \mathbf{x} - \mathbf{r}(\tau), \quad (1.5)$$

gdje su \mathbf{r} , \mathbf{x} i \mathbf{R} redom radijvektori položaja čestice, promatrača, te spojnica od čestice do promatrača kao što je prikazano na Slici 1.1.



Slika 1.1: Informacija o kretanju čestice naboja q u trenutku τ dolazi do promatrača u trenutku t s zakašnjenjem od $R(t)/c$ zbog konačne brzine prijenosa koja je jednaka brzini svjetlosti c . $R(t)$ je udaljenost između čestice i promatrača u trenutku τ . (Preuzeto iz [1])

Iz potencijala slijede izrazi za električno i magnetsko polje:

$$\mathbf{E} = \frac{q}{(R - \mathbf{R} \cdot \mathbf{v}/c)^3} \left\{ \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \left(\mathbf{R} - R\frac{\mathbf{v}}{c}\right) + \frac{\mathbf{R}}{c^2} \times \left[\left(\mathbf{R} - R\frac{\mathbf{v}}{c}\right) \times \dot{\mathbf{v}} \right] \right\}, \quad (1.6)$$

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{R}}{R} \times \mathbf{E}. \quad (1.7)$$

Prvi član u relaciji (1.6) opada kao $1/R^2$ i on odgovara Coulombovom članu, što je lako potvrditi ako uvrstimo $v = 0$. Nama je od važnosti drugi član koji opada kao $1/R$. Daleko od izvora možemo uvesti aproksimaciju $\mathbf{R} = \hat{\mathbf{k}}x$, gdje x predstavlja srednju udaljenost od izvora. Tada radijacijski član možemo zapisati kao:

$$\mathbf{E} = \frac{q}{c^2 x \kappa^3} \left\{ \hat{\mathbf{k}} \times \left[\left(\hat{\mathbf{k}} - \frac{\mathbf{v}}{c} \right) \times \dot{\mathbf{v}} \right] \right\}, \quad (1.8)$$

gdje smo koristili skraćenicu:

$$\kappa = 1 - \frac{\mathbf{R}}{R} \cdot \frac{\mathbf{v}}{c}. \quad (1.9)$$

Emitirana snaga po elementu prostornog kuta jednaka je:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{q^2 |\mathbf{g}|^2}{4\pi c^3}, \quad (1.10)$$

$$g^2 = \frac{1}{\kappa^4} |\dot{\mathbf{v}}|^2 + \frac{2}{\kappa^5} (\hat{\mathbf{k}} \cdot \dot{\mathbf{v}}) (\dot{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{v}/c) - \frac{1}{\kappa^6} (1 - v^2/c^2) (\hat{\mathbf{k}} \cdot \dot{\mathbf{v}})^2. \quad (1.11)$$

Ako odaberemo slučaj kada je akceleracija čestice okomita na njezinu brzinu i postavimo koordinatni sustav tako da brzina čestice leži na z-osi, onda smjer $\hat{\mathbf{k}}$ ima koordinate (x, y, z) jednake $(\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$ i izraz (1.10) postaje :

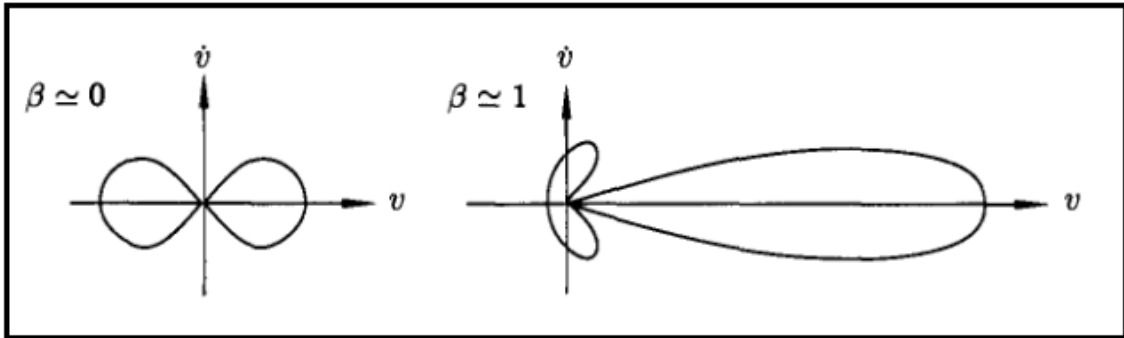
$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{q^2 |\dot{\mathbf{v}}|^2}{4\pi c^3} \left[\frac{1}{(1 - \beta \cos \theta)^4} - \frac{(1 - \beta^2) \sin^2 \theta \cos^2 \phi}{(1 - \beta \cos \theta)^6} \right]. \quad (1.12)$$

Važno je opet naglasiti da su izrazi (1.10) i (1.12) evaluirani u retardiranom vremenu. Ako želimo izračunati količinu energije izračenu u nekom konačnom vremenskom intervalu ubrzavanja od $\tau = T_1$ do $\tau = T_2$ u sustavu čestice, koristimo :

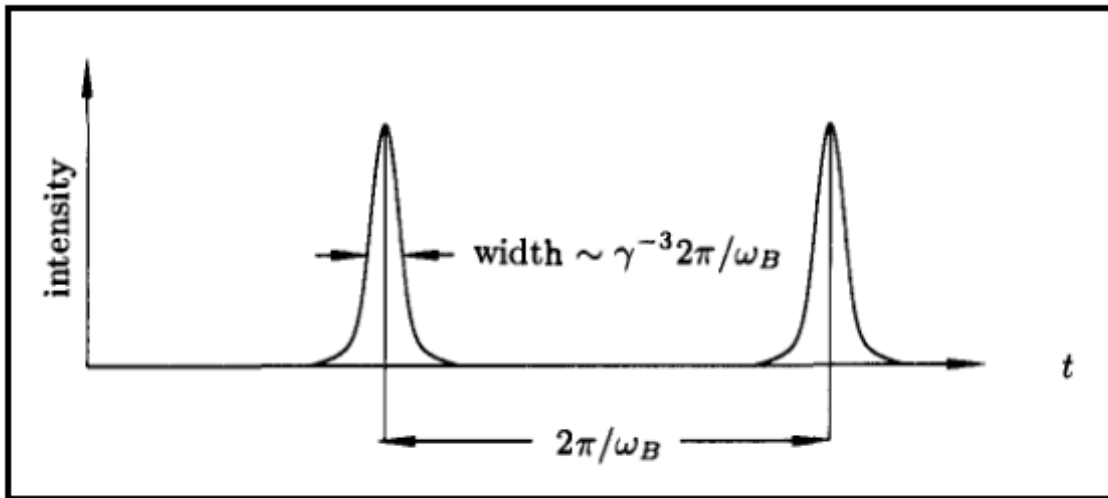
$$W = \int_{t=T_1+R(T_1)/c}^{t=T_2+R(T_2)/c} \frac{dP}{d\Omega} dt = \int_{\tau=T_1}^{\tau=T_2} \frac{dP}{d\Omega} \frac{dt}{d\tau} d\tau. \quad (1.13)$$

Ovdje se pojavljuje dodatan faktor $dt/d\tau = 1 - \beta \cos \theta$. Angularna distribucija snage za relativističke elektrone ($\beta \approx 1$) je koncentrirana unutar malog kuta $\Delta\theta$ oko smjera gibanja nabijene čestice. Iz jednadžbe (1.12) razvojem funkcija $\cos \theta$ i $\sin \theta$ u red može se pokazati da vrijedi $\Delta\theta \sim \gamma^{-1}$. Promatrač može zabilježiti zračenje samo kada se

nalazi unutar toga kuta. Dakle, zračenje do promatrača dolazi u pulsevima, vremen-
ski razmaknutima periodom kruženja nabijene čestice $2\pi/\omega_B$, a pulsevi imaju širinu
 $\Delta t \sim \gamma^{-3}2\pi/\omega_B$. Dodatan faktor od γ^{-2} potječe od toga što se vremenski razmak za
promatrača Δt , razlikuje od onog za česticu $\Delta\tau$, za faktor $(1 - \beta \cos \theta)^{-1} \sim \gamma^{-2}$.



Slika 1.2: Angularna distribucija zračenja u x-z ravnini u slučaju kada je akceleracija čestice okomita na njezinu brzinu za $\beta \ll 1$ (lijevo) i za $\beta \approx 1$ (desno). (Preuzeto iz [1])



Slika 1.3: Vremenski uzorak primljenih pulseva sinkrotronskog zračenja. (Preuzeto iz [1])

Frekventna ovisnost zračenja jednog relativističkog elektrona dobije se Fourierovom analizom pulsa. Ovdje ćemo samo napisati rezultat, detaljnija analiza može se pronaći u [2]:

$$P(\nu) = \sqrt{3} \frac{e^3 B \sin \alpha}{m c^2} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta, \quad (1.14)$$

gdje je α kut između putanje čestice i magnetskog polja, $K_{5/3}$ modificirana Besselova funkcija reda 5/3, a $\nu_c = 3/2\gamma^2\nu_B \sin \alpha$ kritična frekvencija.

Općenito je polarizacija sinkrotronskog zračenja u nekom trenutku eliptična, ali kako

kut elipse rotira zajedno s česticom, vremenski usrednjena polarizacija je linearna. Postotak linearne polarizacije iznosi:

$$p = \frac{G(x)}{F(x)}, \quad (1.15)$$

gdje je $F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(t)dt$, $G(x) = xK_{2/3}$ i $x = \nu/\nu_c$. Postotak polarizacije može poprimiti vrijednosti od 0.5 do 1.

Sva dosadašnja razmatranja su se odnosila na zračenje jednog relativističkog elektrona. Ako imamo ansambl relativističkih elektrona, emisivnost iznosi:

$$\epsilon(\nu) = \int P(\nu, E)N(E)dE. \quad (1.16)$$

Iz mjerenja se pokazalo da se energijska distribucija elektrona može modelirati kao:

$$N(E)dE = KE^{-\delta}dE, \quad E_1 < E < E_2, \quad (1.17)$$

gdje je K konstanta proporcionalnosti u dimenzijama gustoće elektrona, a δ bezdimenzionalni koeficijent.

Ukratko ćemo istaknuti samo najbitnije rezultate koji slijede. Detaljnija analiza može se naći u [3].

Emisivnost ima oblik $\epsilon \sim \nu^{-n}$, uz $n = 1/2(\delta - 1)$. Parametar n se često naziva spektralnim indeksom. U slučaju homogenog magnetskog polja intenzitet iznosi:

$$I(\nu) = 0.933a(n)KL B^{n+1} \left(\frac{6.26 \cdot 10^9}{\nu/GHz} \right)^n Jy rad^{-2}, \quad (1.18)$$

$$a(n) = 2^{n-1} \frac{n+5/3}{n+1} \Gamma\left(\frac{3n+1}{6}\right) \Gamma\left(\frac{3n+5}{6}\right),$$

a polarizacija je i dalje linearna s postotkom od :

$$p = (n+1)/(n+5/3). \quad (1.19)$$

1.2 Faradayeva rotacija kuta polarizacije

Prilikom prolaska polariziranog elektromagnetskog vala kroz međuzvezdanu materiju javlja se Faradayeva rotacija, odnosno zakretanje kuta polarizacije elektromagnetskog vala. Uzrok i posljedice rotacije detaljno su opisane u [3]. Ovdje ćemo

istaknuti samo najbitnije pretpostavke i rezultate.

Pri kvantitativnom opisu efekta, međuzvezdanu materiju tretiramo kao razrijeđenu plazmu u kojoj su prisutni slobodni elektroni i ioni, i u obzir uzimamo samo komponentu vanjskog magnetskog polja u smjeru propagacije elektromagnetskog vala jer ta komponenta većinski utječe na efekt Faradayeve rotacije. Pri prolasku vala kroz međuzvezdanu materiju dolazi do pobude slobodnih elektrona i iona u plazmi. Ovdje ćemo se fokusirati samo na gibanje elektrona, s obzirom da su ioni puno masivniji pa njihove doprinose možemo zanemariti. Postavimo li z-os u smjeru propagacije vala, jednadžbe gibanja za slobodne elektrone glase :

$$\ddot{r}_x + \frac{e}{mc} B \dot{r}_y = -\frac{e}{m} E_x \quad (1.20)$$

$$\ddot{r}_y - \frac{e}{mc} B \dot{r}_x = -\frac{e}{m} E_y \quad (1.21)$$

Ako (1.21) pomnožimo s i i pribrojimo (1.20) dobivamo :

$$\ddot{r}_\pm \mp \frac{ie}{mc} B \dot{r}_\pm = -\frac{e}{m} E_\pm, \quad (1.22)$$

gdje je $r_\pm = r_x \pm ir_y$ i $E_\pm = E_x \pm iE_y$. E_\pm se mogu razmatrati kao dva kružno polarizirana vala. Stoga u (1.22) ubacujemo :

$$E_\pm = Ae^{i(k_\pm z - \omega t)}. \quad (1.23)$$

Krajnji rezultat toga je da "+" i "-" modovi imaju različite indekse refrakcije :

$$n_\pm^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_c)}, \quad (1.24)$$

gdje su $\omega_c = eB/mc$ i $\omega_p^2 = 4\pi Ne^2/m$ redom, ciklotronska i plazmonska frekvencija.

Različiti indeksi refrakcije daju različite fazne brzine za dva moda. Dakle, ako započnemo sa eliptički polariziranim valom, koji se može prikazati kao superpozicija dva kružna vala, prolaskom kroz međuzvezdanu materiju dobit ćemo dva kružno polarizirana vala razmaknuta u fazi, a to je identično eliptički polariziranom valu, koji ima pro-

mijenjen kut polarizacije u odnosu na početni za $\Delta\Phi$:

$$\Delta\Phi \sim \left(\frac{\lambda}{m}\right)^2 \int_0^{L/pc} \left(\frac{B_{\parallel}}{\text{Gauss}}\right) \left(\frac{N_e}{\text{cm}^{-3}}\right) d\left(\frac{z}{pc}\right), \quad (1.25)$$

gdje je B_{\parallel} komponenta magnetskog polja paralelna smjeru propagacije vala, N_e gustoća slobodnih elektrona u međuzvezdanoj materiji, a L prevaljeni put. Dobro definirana ovisnost kuta zakreta o frekvenciji omogućuje definiciju Faradayeve dubine, kao konstante proporcionalnosti:

$$RM = 8.1 \cdot 10^5 \int_0^{L/pc} \left(\frac{B_{\parallel}}{\text{Gauss}}\right) \left(\frac{N_e}{\text{cm}^{-3}}\right) d\left(\frac{z}{pc}\right). \quad (1.26)$$

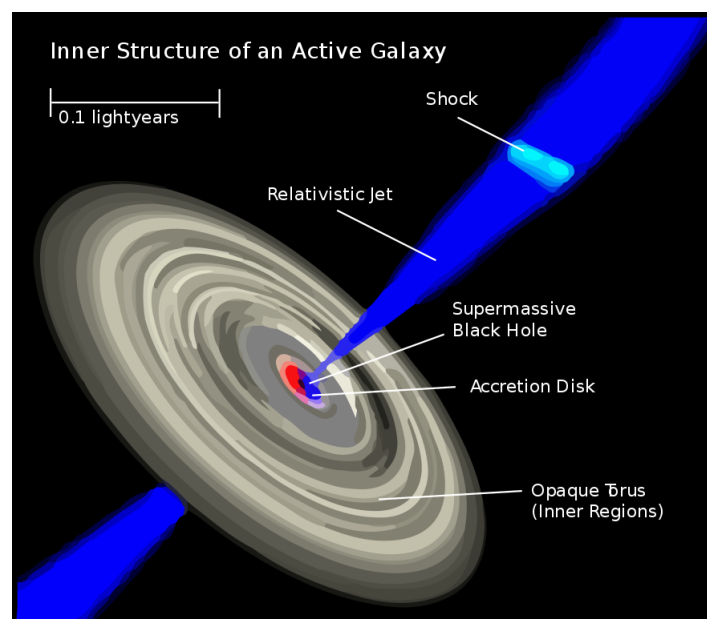
Promatrani kut polarizacije jednak je $\Phi = \Phi_0 + \Delta\Phi$, gdje je Φ_0 intrinzični emitirani kut polarizacije sinkrotronskog zračenja, a promjena kuta zbog Faradayeve rotacije je $\Delta\phi = RM \cdot \lambda^2$. Mjerenjem razlike u kutovima zakreta za različite frekvencije možemo izračunati Faradayevu dubinu izvora.

Još jedan bitan efekt usko vezan uz Faradayevu rotaciju je Faradayeva depolarizacija. Uzrok depolarizacije je u tome što elektromagnetsko zračenje s dva različita mjesta duž linije gledanja ne prolazi kroz identičnu međuzvezdanu materiju pa dolazi do razlika u kutu njihovog zakreta. Time se gubi koherentnost zračenja, te dolazi do depolarizacije. Depolarizacija je veća za veće valne duljine jer su i kutovi zakreta u tom slučaju veći, tj. proporcionalni su λ^2 .

1.3 Radiogalaksije

Radiogalaksije su intenzivni radioizvori koji zrače mehanizmom sinkrotronskog zračenja. Tipičnu strukturu radiogalaksije čini aktivna galaktička jezgra (AGN, eng. Active Galactic Nucleus) u njenom središtu, koja nastaje akrecijom materije oko supermasivne crne rupe što uzrokuje zračenje preko širokog raspona frekvencija elektromagnetskog spektra. Osim aktivne galaktičke jezgre, neke radiogalaksije posjeduju i dva bočna izvora zračenja (eng. sidelobe) koji su također vrlo aktivni u radiopodručju. Zračenje u bočnim izvorima je posljedica međudjelovanja magnetskog polja s nabijenim relativističkim česticama. Pokazano je da bočni izvori moraju imati prtok nabijenih čestica relativističkih brzina jer bi u protivnom njihov vijek bio nekoliko redova veličine prekatak u odnosu na očekivani. Njihovu opskrbu vrše relativistički mlazovi nabijenih

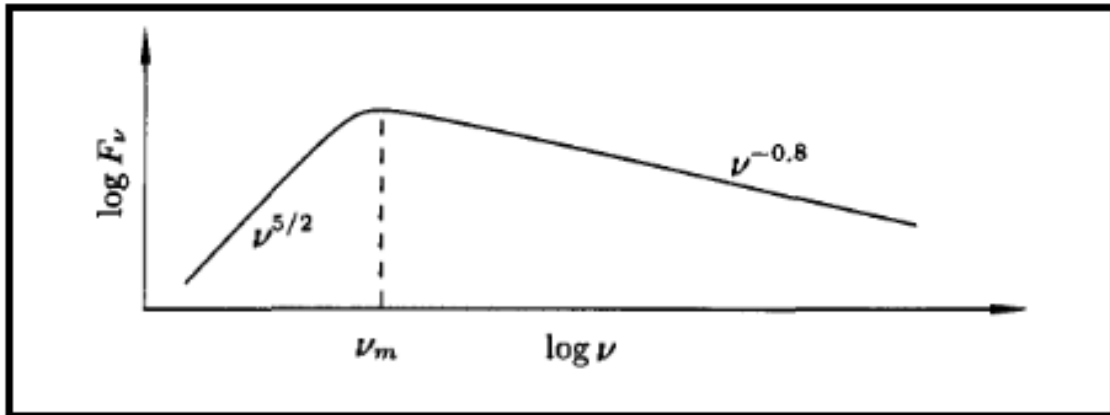
čestica koji proizlaze iz AGN-a. Proces nastanka tih mlazova nije u potpunosti razjašnjen. Najvjerojatnije objašnjenje je ubrzavanjem materije iz akrecijskog diska mehanizmima ekstrakcije energije iz supermasivne crne rupe. U [4] opisana je jedna takva mogućnost. Radi se o Penrosovom procesu u kojem u ergosferu crne rupe ulazi materija iz akrecijskog diska negativnog angularnog impulsa, tj. materija koja rotira suprotno od smjera rotacije crne rupe, te se tamo dijeli na dio koji upada u horizont, te na dio s iščezavajućim angularnim impulsom i većom kinetičkom energijom od početne materije, koji odlazi u beskonačnost. Razlika u kinetičkoj energiji je nastala gubitkom dijela rotacijske energije crne rupe.



Slika 1.4: Ilustracija aktivne galaktičke jezgre. Akrecijski disk rotira oko središta u kojem se nalazi supermasivna crna rupa. U smjeru osi rotacije od središta prema van protežu se mlazovi relativističkih čestica.

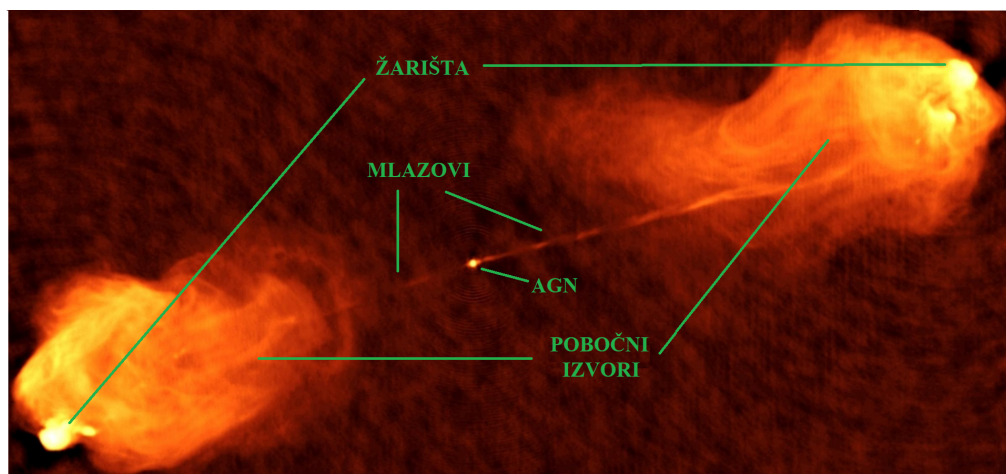
Prepoznatljiva karakteristika zračenja radiogalaksija je padajuća eksponencijalna ovisnost o frekvenciji, što je karakteristika netermalnog zračenja. Termalno zračenje bi linearno raslo s frekvencijom. Za aktivne galaktičke jezgre može postojati odstupanje od padajuće eksponencijalne ovisnosti. Naime, na niskim frekvencijama radioizvori postaju optički neprozirni (eng. optically thick), te im zračenje raste s povećanjem frekvencije do neke kritične vrijednosti nakon koje je već spomenuti eksponencijalni pad. Razlog tomu je tzv. sinkrotronska samoapsorpcija (eng. synchrotron self-absorption). U slučaju jako velikih gustoća, zračenje koje dolazi iz unutrašnjosti izvora je apsorbirano sinkrotronskim elektronima na površinskim dijelovima izvora. Efektivno u tom slučaju vidimo samo površinsko zračenje što za

posljedicu ima smanjenje intenziteta. To je osobito izraženo na niskim frekvencijama gdje je udarni presjek za sinkrotronsku samoapsorpciju značajno velik.

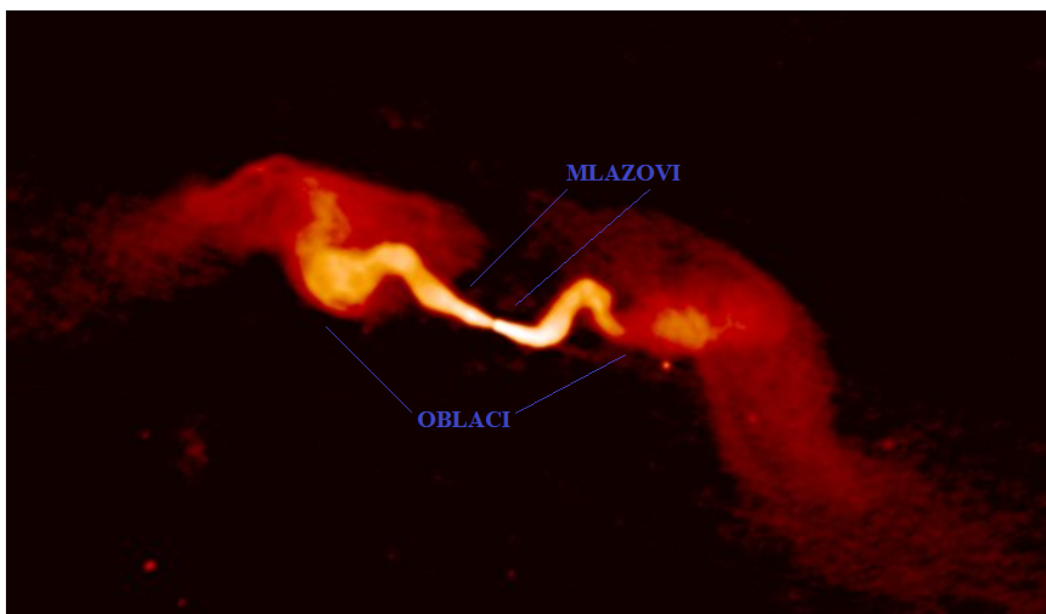


Slika 1.5: Teoretsko predviđanje emisivnosti u ovisnosti o frekvenciji za kompaktne izvore. (Preuzeto iz [1])

Morfološki se radiogalaksije dijele na dva tipa, FR-I i FR-II, prema Fanaroff i Riley podjeli uvedenoj 1974. godine [5]. Postoje uočljive morfološke razlike između ta dva tipa, FR-I tip je puno luminozniji oko središta, dok je FR-II luminozniji na rubovima. To je posljedica različite efikasnosti prijenosa energije u mlazovima. FR-I radiogalaksije imaju nisku efikasnost, stoga mlazovi izgube većinu energije za relativno kratku udaljenost, dok u FR-II radiogalaksijama mlazovi zadržavaju relativističke brzine sve do žarišta. Na Slikama 1.6 i 1.7 prikazani su predstavnici oba tipa radiogalaksija. Općenito su FR-II radiogalaksije puno luminoznije i masivnije od FR-I tipa.



Slika 1.6: Radiogalaksija Cygnus A, predstavnik FR-II tipa. Aktivna galaktička jezgra u središtu, vidljiva prisutnost mlazova (eng. jets) koji opskrbljavaju bočne izvore (eng. lobes) i zaustavljaju se u žarištima (eng. hotspots). (Preuzeto iz [6])



Slika 1.7: Radiogalaksija 3C31, predstavnik FR-I tipa. Aktivna galaktička jezgra u središtu, iz koje proizlaze konusni mlazovi koji se naposljetku razvijaju u oblake (eng. plumes). (Preuzeto iz [6])

Posebnu skupinu radiogalaksija čine radiodivovi koji se protežu na više od 1Mpc, te imaju tipičnu veličinu od 2-3Mpc. To su ujedno i najveće strukture u svemiru. Zbog njihove veličine, radiodivovi smatraju se krajnjom fazom evolucije radiogalaksije. U početnoj fazi, radio aktivna je samo aktivna galaktička jezgra. Širenjem relativističkih mlazova nabijenih čestica u područja daleko izvan same galaksije, dolazi do interakcije s međuzvezdanom materijom i time stvaranja bočnih izvora. S vremenom bočni izvori postaju veći, sve do eventualnog prestanka opskrbe relativističkim nabijenim česticama. Prvi otkriveni radiodiv je bio izvor 3C236 [7], dok je trenutno najveći radiodiv galaksija J1420-0545 linearne veličine 4.95Mpc [8].

Promatranja polariziranog sinkrotronskog zračenja radiogalaksija ne pružaju samo uvid u procese i svojstva samog izvora već mogu pružiti i informaciju o ioniziranoj materiji i magnetskim poljima u međugalaktičkom i međuzvezdanom prostoru, koristeći tehnike kao u [9]. Razlog tome je promjena kuta polarizacije emitiranog zračenja radioizvora u međudjelovanju s materijom duž linije promatranja kroz proces Faradayeve rotacije (vidi potpoglavlje 1.2). Dosadašnja istraživanja koristila su postojeće kataloge polariziranih radioizvora koji su većinom bazirani na promatranjima na višim radiofrekvencijama (> 300 GHz, vidi potpoglavlje 2.3). Ipak, pokazalo se da postignuta preciznost mjerenja nije dovoljna te da je potrebno koristiti opažanja na niskim radiofrekvencijama. Naime, preciznost mjerenja Faradayeve

dubine radioizvora, koja ima ključnu ulogu u ovakvim istraživanjima, je na niskim frekvencijama za jedan do dva reda veličine bolja nego na visokim frekvencijama. S obzirom da je trenutni broj detektiranih polariziranih radioizvora na niskim frekvencijama (100-200 MHz) vrlo ograničen i obuhvaća manje dijelove neba npr. [10], katalog izvora prezentiran u ovom radu doprinjet će daljem razvoju ovog područja istraživanja.

2 Podaci

2.1 LOFAR opažanja 3C196 polja

U našoj analizi polariziranog zračenja radiogalaksija koristili smo LOFAR-ova opažanja 3C196 polja. LOFAR (eng. Low Frequency Array) [11] je interferometrijski radioteleskop koji za mjerenja koristi mrežu od preko 100 000 radioantena, organiziranih u stanice, te raspoređenih po cijeloj Nizozemskoj i većem dijelu Europe.



Slika 2.1: Prikaz središnjeg dijela radioteleskopa LOFAR u Nizozemskoj. (Preuzeto iz [12])

3C196 polje je centrirano oko sjajnog radioizvora 3C196 s koordinatama $RA = 8^h 13^m 36^s$ i $DEC = +48^\circ 13' 03''$. Podaci koje smo koristili u daljnjoj analizi bazirani su na opažanju L560081 obavljenom 11.12.2016. godine pomoću LOFAR-ovih HBA antena (eng. High Band Antenna) smještenih većinom u Nizozemskoj. Detaljno opisan proces obrade podataka može se pronaći u [13]. Podaci su prikupljeni u području između 115 MHz i 189 MHz. Frekvencijsko područje mjerenja podijeljeno je u 380 pojaseva s širinom od 195.3125 kHz. Svaki takav pojas je nadalje podijeljen u 64 kanala. Mjerenje je izvršeno svakih 2s, dok je ukupno vrijeme promatranja bilo 6h. Naši podaci su već bili primarno obrađeni, tj. kalibrirani. Primarni dio obrade podataka uključuje tzv. "data flagging", pri kojem se izolira dio podataka koji je kon-

taminiran interferencijskim smetnjama povezanim s zemaljskim radioizvorima [14]. U našim podacima, radiofrekventna interferencija je osobito zastupljena na frekvencijama većim od 177 MHz, dok u prosjeku iznosi samo 3%. Nakon data flagging-a podaci se usrednjuju po kanalima za svaki od 380 pojasa zasebno kako bi se smanjio volumen podataka za daljnju obradu. Prilikom usrednjavanja, 4 rubna kanala se nisu uzimala u obzir. Rezultat toga je 380 pojaseva s rezolucijom od 183 kHz, i 10 s. Sljedeći korak je kalibracija. Prvo je napravljena pozicijski neovisna kalibracija posebno za svaki pojas prema 3C196 izvoru koristeći Black Board Selfcal paket ukratko opisan u [15]. Nakon toga primjenjena je pozicijski ovisna kalibracija pomoću 3C196 izvora i dodatnih 8 jakih izvora u neposrednoj blizini koristeći SAGECal.

Prije izrade slika potrebno je ispraviti depolarizaciju koja se događa u ionosferi zbog osjetne varijacije gustoće slobodnih elektrona na vremenskoj skali manjoj od ukupnog vremena prikupljanja podataka. Pri tome se koriste modeli bazirani na mjerenjima pomoću GPS sustava satelita. Za vrijeme našeg promatranja varijacije su bile oko $0.5 \text{ rad}/m^2$.

2.2 RM kocke 3C196 polja

Nakon prvotne obrade podataka koja uključuje kalibracije i korekciju za ionosferu slijedi izrada slika za svaki pojas u svim Stokes parametrima (I,Q,U,V). Ovisno o korištenim podacima danim za različite parove antena i njihove maksimalne udaljenosti (eng. baseline) dobivamo slike različitih rezolucija. Ako koristimo mjerenja parova antena na međusobno malom razmaku dobit ćemo visoko osjetljive slike male kutne rezolucije, no ako uključimo i mjerenja udaljenih antena dobit ćemo slike slabije osjetljivosti, ali veće kutne rezolucije. Za proučavanje linearne polarizacije koristimo slike dane u Stokes Q i U parametarima za oko 310 frekvencijskih pojaseva koji imaju približno jednake amplitude šuma. Primjenom RM sinteze [16] dobivamo RM (eng. Rotation Measure) kocke, kao što je objašnjeno u nastavku teksta.

Princip dobivanja RM kocki zasniva se na jednadžbi :

$$P(\lambda^2) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\Phi) e^{2i\Phi\lambda^2} d\Phi, \quad (2.1)$$

gdje je $P(\lambda^2)$ kompleksni ukupni polarizirani intenzitet na valnoj duljini λ , a $F(\Phi)$ kompleksni polarizirani intenzitet po jedinici Faradayeve dubine. Eksponecijalna funkcija uvodi rotaciju koja je proporcionalna Faradayevoj dubini i kvadratu valne duljine što je i u skladu s (1.25) i (1.26). Kompleksni ukupni polarizirani intenzitet je veličina koju mjerimo, konkretnije ona je jednaka : $P = Q + iU$.

Veličina koju želimo dobiti je $F(\Phi)$ jer upravo ona daje raspodjelu intenziteta po Faradayevim dubinama. Dakle, suočavamo se s problemom invertiranja jednadžbe (2.1). Iako jednadžba (2.1) ima oblik Fourierovog transformata, ne možemo primijeniti inverz Fourierovog transformata jer ne možemo znati vrijednosti polarizacije za $\lambda < 0$, niti imamo vrijednosti polarizacije za sve pozitivne valne duljine. No, uvođenjem težinske funkcije $W(\lambda^2)$ možemo dobiti približan inverz. $W(\lambda^2)$ je različita nuli u svim točkama za koje postoje mjerenja, za sve ostale točke iščezava. Detaljan izvod i rasprava sadržani su u [16]. Ovdje ćemo samo navesti krajnji rezultat. Aproximativna raspodjela polariziranog intenziteta po Faradayevim dubinama jednaka je :

$$\tilde{F}(\Phi) = K \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{P}(\lambda^2) e^{-2i\Phi\lambda^2} d\lambda^2, \quad (2.2)$$

gdje je $\tilde{P}(\lambda^2) = W(\lambda^2)P(\lambda^2)$ mjerena polarizacija, a konstanta K jednaka :

$$K = \left(\int_{-\infty}^{\infty} W(\lambda^2) d\lambda^2 \right)^{-1}. \quad (2.3)$$

U ovom radu pri analizi podataka koristili smo već izrađene RM kocke, tj. slike ukupnog polariziranog zračenja dane na različitim Faradayevim dubinama. RM kocke imaju razlučivost od jedne lučne minute i pokrivaju Faradayeve dubine od -25 do +25 rad/m^2 u koracima od 0.25 rad/m^2 . Rezolucija RM sinteze u Faradayevoj dubini, definirana širinom RMSF-a (eng. Rotation Measure Spread Function) je 0.9 rad/m^2 , a maksimalna skala iznosi 1.1 rad/m^2 . Također, uz RM kocke imamo i sliku ukupnog zračenja, usrednjenog po promatranom frekvencijskom spektru, s razlučivošću od jedne lučne minute.

2.3 Radiokatalozi na drugim frekvencijama

Rezultate iz LOFAR-ovih mjerenja usporedit ćemo s već postojećim katalozima radioizvora promatranih na drugim radiofrekvencijama. U tu svrhu istražili smo podatke iz NVSS kataloga na 1.4 GHz [17], VLSS kataloga na 74 MHz [18], WENSS kataloga na 325 MHz [19], i FIRST kataloga na 1.4 GHz [20]. Za svaki radioizvor u katalozima dani su podaci kao što su koordinate, ukupni i polarizirani intenzitet zračenja, veličina izvora (mala i velika os elipse kojom je izvor opisan), te za određene izvore Faradayeva dubina izmjerena na 1.4 GHz.

NVSS katalog je dobiven mjerenjima pomoću VLA (eng. Very Large array) radiointerferometra. VLA čini 27 radioteleskopa promjera 25 metara raspoređenih u Y-formaciji. NVSS katalog pokriva 82% neba, sve sjeverno od $\text{DEC} = -40^\circ$ s razlučivošću od 45 lučnih sekundi. VLSS i FIRST katalozi su također produkt mjerenja obavljenih pomoću VLA. VLSS pokriva područja sjeverno od $\text{DEC} = -30^\circ$ s razlučivošću od 80 lučnih sekundi, dok FIRST ima razlučivost od 5 lučnih sekundi. WENSS katalog je baziran na mjerenjima WSRT (eng. Westerbork Synthesis Radio Telescope) radiointerferometra u Nizozemskoj. Katalog uključuje izvore sjeverno od 30° i ima razlučivost od 54 lučne sekunde.

3 Izrada kataloga polariziranih radioizvora u 3C196 polju

3.1 Detekcija polariziranih radioizvora

Na izrađenim RM kockama započeli smo analizu detekcije polariziranih radioizvora. Prvotno smo razmotrili opciju direktne detekcije izvora iz RM kocki. Mogući problem te metode je u tome što je omjer signala i šuma izvora relativno nizak za polarizirano zračenje. Također, u RM kockama imamo 3 ovisne varijable, "RA" i "DEC" koordinate, te Faradayevu dubinu, za razliku od slike ukupnog zračenja gdje imamo samo dvije, "RA" i "DEC". Stoga smo odlučili prvo vršiti detekciju svih izvora zračenja u slici ukupnog intenziteta, a zatim na pozicijama tih detektiranih izvora tražiti polarizirane izvore u RM kockama. Za detekciju izvora u slici ukupnog intenziteta zračenja koristili smo PyBDSF paket [21]. Uz pomoć dva parametra koja se nazivaju "pixel threshold" i "island threshold" PyBDSF pronalazi "otoke" pixela koji imaju povećani intenzitet. Princip je takav da se prvo pronalaze svi pixeli koji imaju intenzitet iznad "pixel threshold-a" koji je u našem slučaju bio postavljen na vrijednost od 5σ , a zatim se ti pixeli pridružuju otocima pixela koji imaju intenzitet veći od "island threshold-a" koji je bio postavljen na vrijednost od 3σ . Varijabla σ je srednja kvadratna vrijednost šuma, koji iznosi oko $0.25mJy/PSF$. Time su pronađeni svi potencijalni radioizvori u ukupnoj slici zračenja. Naposljetku program za svaki od tih pronađenih izvora radi prilagodbu s jednim ili više Gaussijana. Po naravi izvori su grupirani u "S" (izvor s jednim Gaussijanom), "M" (izvor s više Gaussijana) i "C" (komponenta otoka s više izvora) klasu. Ukupan broj pronađenih izvora iznosio je 1849. Za svaki od njih dobili smo sve parametre s greškama iz prilagodbe Gaussijanom.

Prilikom identifikacije polariziranih izvora u RM kockama moramo odrediti veličinu područja u kojem tražimo izvore oko pozicija izvora pronađenih u ukupnoj slici zračenja. Veličina tog područja ovisi i o samoj grešci na položaj pronađenih izvora u ukupnom intenzitetu. Upravo zbog toga nam je od velike važnosti da dobivene greške položaja budu što točnije. Ako su dobivene greške manje od stvarnih, onda postoji mogućnost da ćemo odbaciti ispravne kandidate za polarizirane izvore. U suprotnom slučaju, ako su dobivene greške veće od stvarnih onda postoji mogućnost da uključimo i lažne izvore. Oba slučaja su naravno nepoželjna. Princip dobivanja

greška na parametre iz prilagodbe Gaussijana detaljno je opisan u [22]. Ovdje ćemo iznijeti najbitnije dijelove.

Zanima nas općenita 2D-Gaussova funkcija, jer imamo dvije ovisne varijable (RA i DEC), koja ima oblik:

$$G(x, y) = A \exp \left[\frac{-(x - x_0)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{\beta(x - x_0)(y - y_0)}{\sigma_x \sigma_y} - \frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2} \right], \quad (3.1)$$

gdje je A amplituda, odnosno maksimalni intenzitet izvora, σ_x i σ_y srednje kvadratne duljine male i velike osi, a β bezdimenzionalni parametar koji opisuje orijentaciju elipse. Najbolja prilagodba na neka mjerenja je ona koja minimizira sumu kvadrata greški. Dakle, potrebno je minimizirati funkciju:

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^m \frac{[a_k - G(x_k, y_k)]^2}{\mu^2}, \quad (3.2)$$

gdje a_k predstavlja k -to mjerenje, a μ je varijanca šuma. Mi imamo ukupno 6 parametara za koje moramo minimizirati funkciju (3.2). Označimo li parametre sa p_i , slijedi :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial p_i} = \frac{2}{\mu^2} \sum_{k=1}^m [a_k - G(x_k, y_k)] \frac{\partial G(x_k, y_k)}{\partial p_i} = 0, \quad i = 1, \dots, 6. \quad (3.3)$$

Ako je varijanca šuma mala u odnosu na intenzitet izvora, onda možemo uvesti aproksimaciju:

$$a_k - G(x_k, y_k) \approx dG = \sum_{j=1}^m \frac{\partial G(x_k, y_k)}{\partial p_j} dp_j. \quad (3.4)$$

Ubacivanjem (3.4) u (3.3) slijedi da je :

$$\sum_{k=1}^m \sum_{j=1}^n \frac{\partial G(x_k, y_k)}{\partial p_j} \frac{\partial G(x_k, y_k)}{\partial p_i} dp_j = 0, \quad i = 1, \dots, n. \quad (3.5)$$

Ovo nam omogućuje definiranje $n \times n$ matrice \mathbf{D} s koeficijentima D_{ij} :

$$\sum_{j=1}^n D_{ij} dp_j = 0, \quad D_{ij} = \sum_{k=1}^m \frac{\partial G(x_k, y_k)}{\partial p_i} \frac{\partial G(x_k, y_k)}{\partial p_j}. \quad (3.6)$$

Ovako definirani koeficijenti matrice nisu baš pogodni za računanje. Na sreću, sumu možemo zamijeniti integralom uz zanemarivu pogrešku :

$$D_{ij} = \frac{1}{h^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial G(x, y)}{\partial p_i} \frac{\partial G(x, y)}{\partial p_j} dx dy, \quad (3.7)$$

gdje h predstavlja odmak između mjerenja, tj. udaljenost između pixela. Kako bi se dodatno pojednostavio izračun, koordinatne osi izaberemo tako da se barem približno podudaraju s malom i velikom poluosi elipse, tj. želimo postići slučaj $\beta \rightarrow 0$. Time ne gubimo na općenitosti s obzirom da koordinatne osi možemo proizvoljno odabrati. Naposljetku se onda dobije sljedeći rezultat za matricu \mathbf{D} :

$$D = \frac{\pi A}{2h^2} \begin{pmatrix} 2\sigma_x\sigma_y & 0 & 0 & \sigma_y & \sigma_x & 0 \\ 0 & \frac{A\sigma_y}{\sigma_x} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{A\sigma_x}{\sigma_y} & 0 & 0 & 0 \\ \sigma_y & 0 & 0 & \frac{3A\sigma_y}{2\sigma_x} & \frac{A}{2} & 0 \\ \sigma_x & 0 & 0 & \frac{A}{2} & \frac{3A\sigma_x}{2\sigma_y} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{A\sigma_x\sigma_y}{2} \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

Od direktne važnosti nije sama matrica \mathbf{D} nego njezin inverz jer varijanca neke općenite diferencijabilne funkcije $F(p_1, p_2, \dots, p_n)$ iznosi:

$$\mu^2(F) = \mu^2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n D_{ij}^{-1} \frac{\partial F}{\partial p_i} \frac{\partial F}{\partial p_j}. \quad (3.9)$$

Pomoću gornje relacije možemo doći do izraza za varijance parametara prilagodbe, npr. za $\mu^2(A)$ vrijedi :

$$\mu^2(A) = \frac{2A^2}{\pi\sigma_x\sigma_y} \left(\frac{h^2\mu^2}{A^2} \right). \quad (3.10)$$

Slične izraze možemo dobiti i za varijance ostalih parametara. Ti izrazi se mogu bolje razumjeti nakon uvođenja parametra koji opisuje omjer signala i šuma prilagodbe. Svaka točka koja je dio mjerenja ima omjer signala i šuma jednak $\rho_k = G(x_k, y_k)/\mu$. Ako sumiramo kvadrate ovih omjera dobivamo ukupni omjer signala i šuma koji iznosi :

$$\rho^2 = \frac{\pi\sigma_x\sigma_y}{h^2} \left(\frac{A}{\mu} \right)^2. \quad (3.11)$$

Ovaj rezultat se može interpretirati na način da imamo $\frac{\pi\sigma_x\sigma_y}{h^2}$ efektivnih točaka u kojima su izvršena mjerenja s omjerom signala i šuma jednakog onom za centralni uzorak, $\frac{A}{\mu}$. Uvrštavanjem parametra ρ u izraze za varijance parametara prilagodbe dobivamo da je:

$$\frac{\mu^2(A)}{A^2} = \frac{\mu^2(x_0)}{\sigma_x^2} = \frac{\mu^2(y_0)}{\sigma_y^2} = \frac{\mu^2(\sigma_x)}{\sigma_x^2} = \frac{\mu^2(\sigma_y)}{\sigma_y^2} = \frac{\mu^2(\beta)}{2} = \frac{2}{\rho^2}. \quad (3.12)$$

Ovi parametri ipak nisu standardni pri karakterizaciji izvora. Umjesto σ_x i σ_y koriste se mala i velika os, i umjesto bezdimenzionalnog parametra β imamo pozicijski kut ϕ . Oni redom iznose : $\theta_m = \sqrt{8 \ln 2} \sigma_y$, $\theta_M = \sqrt{8 \ln 2} \sigma_x$ i $\phi = \beta \left(\frac{\sigma_x \sigma_y}{\sigma_x^2 - \sigma_y^2} \right)$ kada $\beta \rightarrow 0$. Osim njih važan je i ukupni integrirani intenzitet $I = 2\pi\sigma_x\sigma_y A$. Pomoću ovih izraza i jednadžbe (3.9) možemo zapisati relacije (3.11) i (3.12) preko novih parametara :

$$\rho^2 = \frac{\pi}{8 \ln 2} \frac{\theta_M \theta_m A^2}{h^2 \mu^2}, \quad (3.13)$$

$$\frac{\mu^2(A)}{A^2} = \frac{\mu^2(I)}{I^2} = 8 \ln 2 \frac{\mu^2(x_0)}{\theta_M^2} = 8 \ln 2 \frac{\mu^2(y_0)}{\theta_m^2} = \frac{\mu^2(\theta_M)}{\theta_M^2} \quad (3.14)$$

$$= \frac{\mu^2(\theta_m)}{\theta_m^2} = \frac{\mu^2(\phi)}{2} \left(\frac{\theta_M^2 - \theta_m^2}{\theta_M \theta_m} \right)^2 = \frac{2}{\rho^2}. \quad (3.15)$$

Na pozicijama svih 1849 izvora koje smo pronašli u slici ukupnog intenziteta koristeći PyBDSF program tražili smo vrhove u raspodjeli polariziranog intenziteta po Faradayevoj dubini. Zahtjevali smo da vrhovi imaju intenzitet barem 5σ i da se ne nalaze između Faradayeavih dubina od $-2.25 \text{ rad}/m^2$ do $3.5 \text{ rad}/m^2$ jer je na tim dubinama prisutna velika količina kontinuiranog zračenja naše galaksije što uzrokuje lažne detekcije točkastih izvora. Varijancu šuma smo odredili pomoću SA0 Image DS9 programa [23] na Faradayevoj dubini od $-25 \text{ rad}/m^2$ i on iznosi oko $0.36 \text{ mJy}/\text{PSF}/\text{RMSF}$. Ukupno smo pronašli 10 vrhova koji ispunjavaju zadane kriterije te su tako potencijalni radioizvori. Postojanje svih 10 izvora smo potvrdili i vizualno analizom RM kocke u SA0 Image DS9.

3.2 Određivanje svojstava polariziranih radioizvora

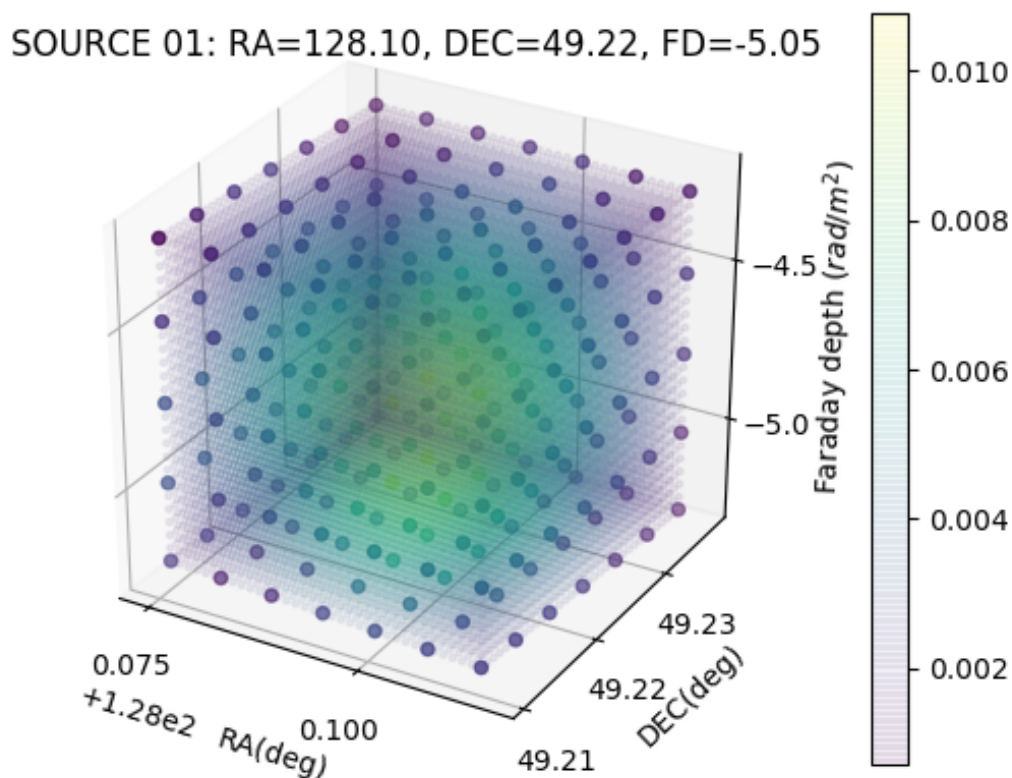
Na sve pronađene izvore smo izvršili prilagodbu 3D Gaussovom funkcijom :

$$G(x, y, z) = A \exp \left[-a(x - x_0)^2 - b(y - y_0)^2 - c(x - x_0)(y - y_0) - \frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2} \right],$$

$$a = \left[\frac{\cos^2 \beta}{2\sigma_x^2} + \frac{\sin^2 \beta}{2\sigma_y^2} \right], \quad b = \left[\frac{\sin^2 \beta}{2\sigma_x^2} + \frac{\cos^2 \beta}{2\sigma_y^2} \right], \quad c = \sin^2(2\beta) \left[\frac{1}{2\sigma_x^2} - \frac{1}{2\sigma_y^2} \right].$$

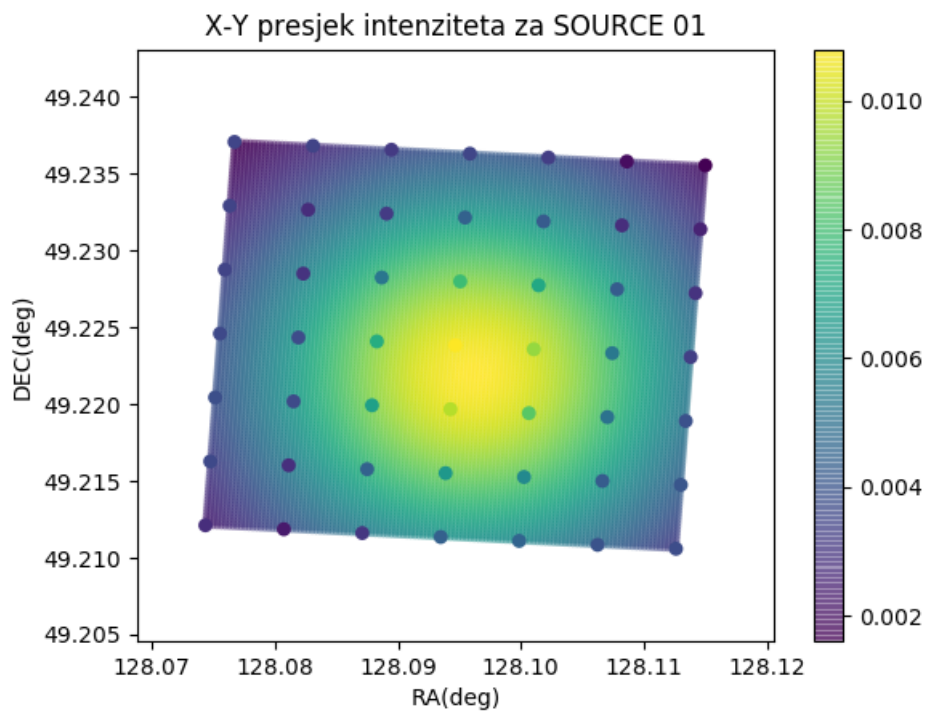
(3.16)

Parametri x_0 , y_0 i z_0 su redom "RA" i "DEC" koordinate izvora, te Faradayeva dubina. Velika i mala os slijedi iz σ_x i σ_y , a σ_z predstavlja Faradayevu širinu izvora. Bezdimenzionalni parametar β je kut, izražen u radijanima, između x-osi i velike osi izvora. Prilagodbu smo vršili, koristeći programski jezik Python, na kockama veličine $7pix \times 7pix \times 5pix$ sa središtem u pixelu za koji je intenzitet najveći. Također smo iz slike ukupnog intenziteta zračenja odredili ukupne intenzitete za svaki pronađeni izvor. Na slici 3.1 grafički su prikazane izmjerene vrijednosti polariziranog intenziteta za jedan od izvora i 3D Gaussova funkcija koja je rezultat prilagodbe za taj izvor.

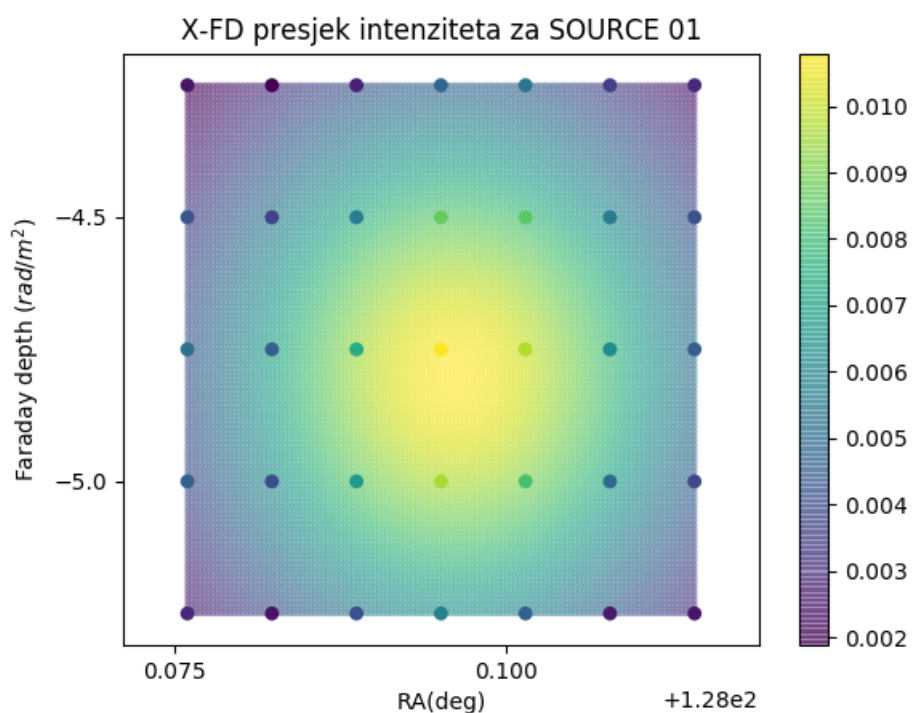


Slika 3.1: Prilagodba 3D Gaussovom funkcijom za SOURCE 01, točke predstavljaju izmjerene vrijednosti pol. intenziteta. Kromatska skala je u jedinicama "Jansky (Jy)".

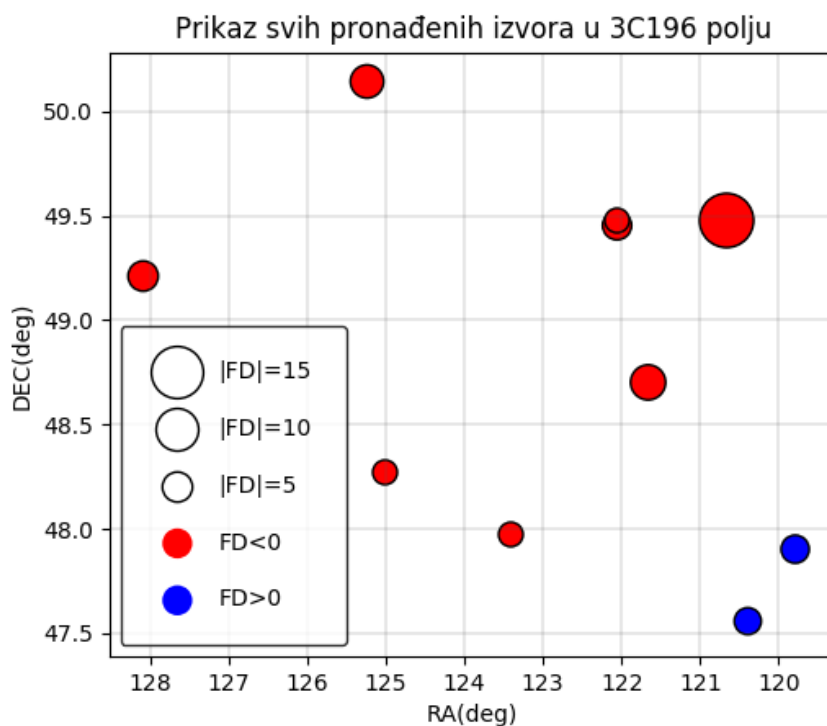
Na slikama 3.2 i 3.3 su prikazani 2D presjeci te prilagodbe na kojima se može vidjeti da 3D Gaussova funkcija dobro opisuje izmjerene vrijednosti polariziranog intenziteta. Slika 3.4 daje grafički prikaz svih pronađenih izvora, točnije njihove koordinate i Faradayevu dubinu, dok Slika 3.5 pokazuje pronađene polarizirane izvore u slici ukupnog intenziteta. Možemo primjetiti postojanje dva bliska izvora u blizini koordinata "RA"=122 i "DEC"=49.5. To je naznaka da je riječ o radiogalaksiji kojoj su razlučena oba bočna izvora. Naposljetku, u Tablici 3.1 imamo pregled svih dobivenih parametara za svih 10 pronađenih izvora.



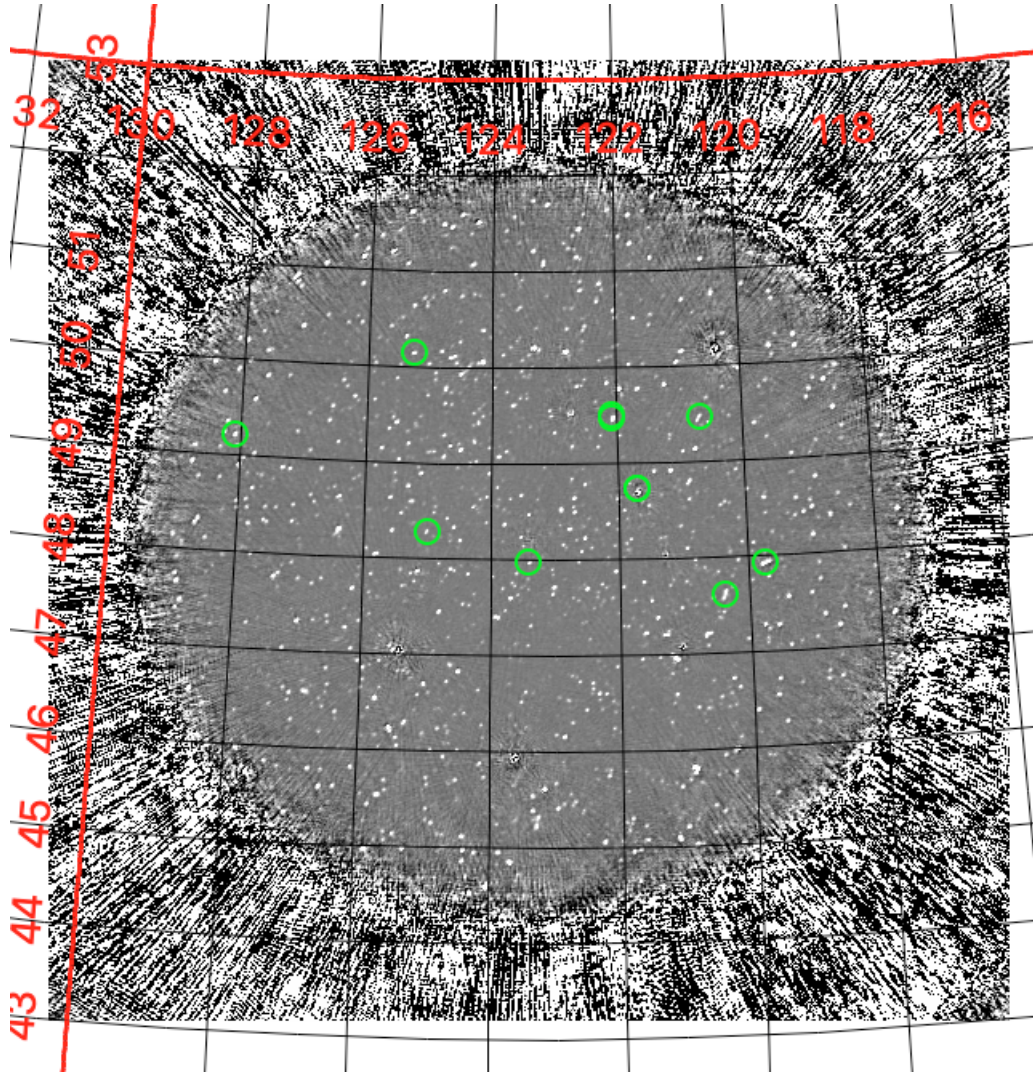
Slika 3.2: Presjek 3D Gaussove funkcije u X-Y ravnini za SOURCE 01.



Slika 3.3: Presjek 3D Gaussove funkcije u X-FD ravnini za SOURCE 01. FD=Faradayeva dubina



Slika 3.4: Prikaz svih pronađenih izvora. Plava boja označava izvore s pozitivnom, a crvena s negativnom Faradayevom dubinom. Veličina izvora je proporcionalna apsolutnom iznosu Faradayeve dubine.



Slika 3.5: Prikaz svih pronađenih polariziranih izvora u slici ukupnog zračenja (Stokes I) 3C196 polja.

Source ID	PI (mJy/PSF/RMSF)	I (mJy/PSF)	RA (deg)	DEC (deg)	F.D. (rad/m ²)	Velika os (10 ⁻² deg)	Mala os (10 ⁻² deg)	Far. širina (rad/m ²)	Pozicijski kut (°)
01	10.8+/-0.3	429+/-6	128.0961	49.2221	-4.80	3.5+/-0.1	2.44+/-0.08	0.43	0+/-3
02	4.3+/-0.1	313+/-3	125.2553	50.1492	-5.85	3.9+/-0.1	2.25+/-0.06	0.46	175+/-2
03	1.87+/-0.05	82+/-2	125.0214	48.2773	-3.11	3.9+/-0.1	2.48+/-0.08	0.48	176+/-2
04	2.15+/-0.06	296+/-2	123.4065	47.9807	-3.08	3.7+/-0.1	2.06+/-0.06	0.52	0+/-2
05	18.6+/-0.4	517+/-3	122.0717	49.4613	-4.41	4.0+/-0.1	2.33+/-0.06	0.45	177+/-2
06	7.6+/-0.2	1320+/-11	121.6698	48.7122	-6.56	4.0+/-0.1	2.23+/-0.05	0.56	0+/-1
07	3.9+/-0.1	517+/-3	122.0669	49.4845	-3.09	4.0+/-0.2	2.5+/-0.1	0.62	6+/-3
08	8.9+/-0.2	104+/-4	120.6746	49.4850	-16.01	3.8+/-0.1	2.28+/-0.07	0.41	177+/-2
09	6.2+/-0.1	685+/-7	119.7870	47.9099	4.62	4.4+/-0.1	2.44+/-0.05	0.61	0+/-2
10	3.96+/-0.08	76+/-4	120.4004	47.5639	4.26	4.3+/-0.1	2.51+/-0.06	0.46	0+/-2

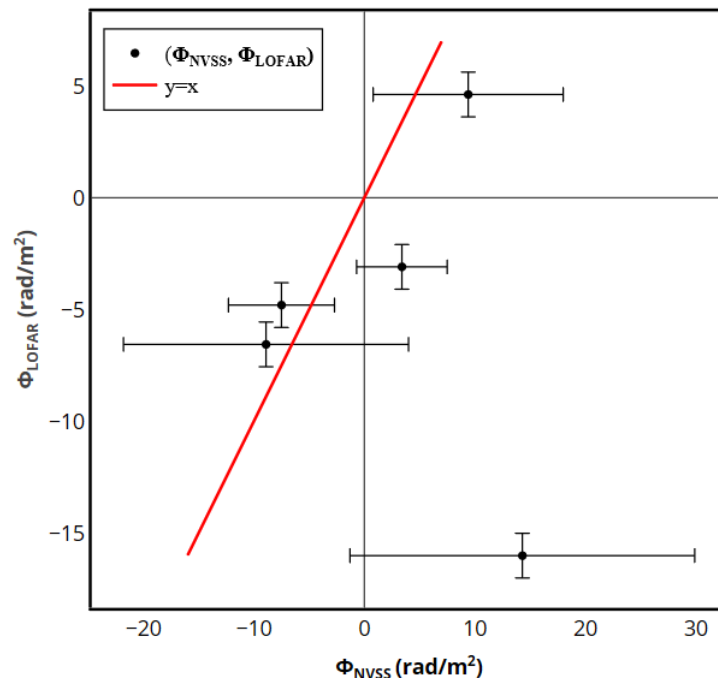
Tablica 3.1. Ukupni i polarizirani intenziteti pronađenih izvora, njihove pozicije, velika i mala os, pozicijski kut, te Faradayeva dubina i širina. Greške u Faradayevoj dubini i poziciji određene su rezolucijama koje redom iznose 1 rad/m² i 1 lučna minuta.

4 Usporedba s drugim radiokatalozima

Podaci koje smo dobili o pronađenim izvorima iz LOFAR-ovih mjerenja su značajni, ali samostalno iz njih ne možemo izvući puno zaključaka. Bitno je napraviti usporedbu s mjerenjima na drugim frekvencijama kako bi dobili kompletniju sliku pronađenih izvora.

4.1 Faradayeva dubina radioizvora

Analizom LOFAR-ovih opažanja oko 150 MHz dobili smo Faradayeve dubine za svaki od 10 pronađenih polariziranih izvora, koje smo usporedili s vrijednostima iz NVSS-ovog kataloga na 1.4 GHz. Rezultati su prikazani na Slici 4.1. Idealno očekujemo da će Faradayeve dubine biti jednake u oba slučaja, no za neke izvore postoje velika odstupanja. Uzrok tomu pripisujemo niskoj razlučivosti NVSS-ovih mjerenja u Faradayevoj dubini, koja je za red veličine lošija od one za LOFAR-ova mjerenja ($1 \text{ rad}/m^2$).



Slika 4.1: Faradayeva dubina izvora za LOFAR (150 MHz): x-os, i za NVSS (1.4 GHz): y-os. Crvena linija je pravac $y=x$.

4.2 Izračun postotka polarizacije radioizvora

S obzirom da na raspolaganju imamo polarizirani i ukupni intenzitet zračenja za svaki od 10 izvora, možemo izračunati i postotak polarizacije svakog izvora, koji je definiran njihovim omjerom :

$$p = \frac{PI}{I}. \quad (4.1)$$

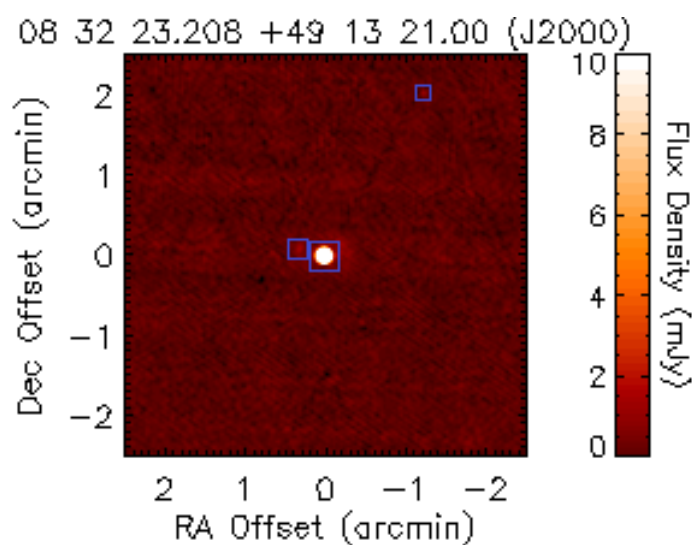
U uvodnom poglavlju došli smo do rezultata za postotak intrinzične polarizacije sinkrotronskog zračenja koji je naveden u jednadžbi (1.19), što znači da su moguće vrijednosti između 0.6 i 1. No, očekujemo da će izračunati postotci biti puno manji zbog Faradayeve depolarizacije. U Tablici 4.1. prikazane su izračunate vrijednosti polarizacije iz LOFAR-ovih mjerenja koje smo usporedili s postotcima polarizacije iz NVSS-ovog kataloga polariziranih izvora na 1.4 GHz. Uočavamo da su postotci polarizacije iz NVSS-ovog kataloga na 1.4 GHz znatno veći u odnosu na one koje smo mi izračunali iz LOFAR-ovih mjerenja na 150 MHz, u prosjeku za oko faktor 7. To je i očekivan rezultat, s obzirom da je Faradayeva depolarizacija izraženija na nižim frekvencijama jer su kutovi zakreta polarizacije veći za niže frekvencije, tj $\propto \lambda^2$.

Source ID	PI (mJy/PSF/RMSF)	I (mJy/PSF)	p _{LOFAR} (%)	p _{NVSS} (%)
01	10.8	429	2.52	3.42
02	4.3	313	1.37	---
03	1.87	82	2.28	---
04	2.15	296	0.73	---
05	18.6	517	3.60	6.16
06	7.6	1320	0.58	1.88
07	3.9	517	0.75	15.16
08	8.9	104	8.56	---
09	6.2	685	0.91	6.35
10	3.96	76	5.21	---

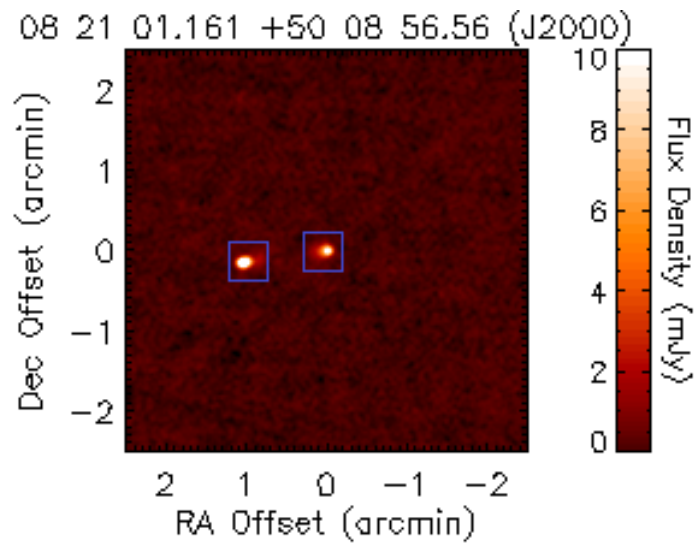
Tablica 4.1. Vrijednosti postotaka polarizacije pronađenih iz LOFAR-ovih mjerenja, te postotci polarizacije za te izvore iz NVSS-ovog kataloga na 1.4 GHz.

4.3 Morfologija radioizvora

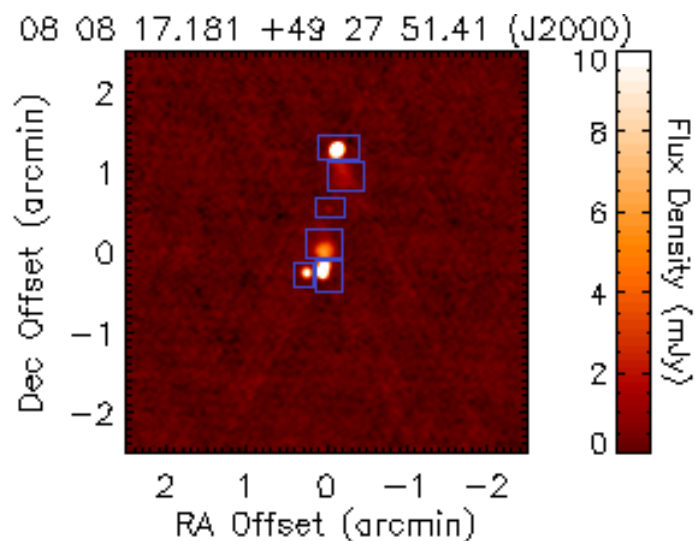
Već smo spomenuli da smo iz Slike 3.4. uočili dva međusobno jako bliska izvora što upućuje na to da se radi o radiogalaksiji, no svi ostali izvori koje smo pronašli su izolirani, tj. za njih nismo pronašli dodatne izvore u neposrednoj blizini. Mogući razlog za to je nedovoljno visoka razlučivost RM kocki koje smo analizirali. U svrhu saznavanja kakve prirode su naši izvori pretražili smo FIRST katalog na područjima svih pronađenih izvora. FIRST katalog sadrži preko 900 000 izvora, i pokriva većinu sjevernog neba, te dio južnog. Mjerenja su izvršena na frekvencijama oko 1.4 GHz, a razlučivost je 5 lučnih sekundi, što je 12 puta veće od razlučivosti LOFAR-ovih mjerenja koje smo mi koristili. Pomoću slika iz FIRST kataloga na pozicijama oko svih 10 izvora koje smo pronašli utvrdili smo da su 9 od 10 tih izvora radiogalaksije, i to FR-II tip, dok je jedan izvor najvjerojatnije kvazar (RA : 8:32:23, DEC : +49:13:21), tj. jako luminozna aktivna galaktička jezgra koja može zasjeniti cijelu vlastitu galaksiju. Očekivano je da su pronađene radiogalaksije FR-II tip, jer su one u pravilu mnogo luminoznije od FR-I tipa. Slike 4.2-4.6 prikazuju neke od spomenutih slika iz FIRST kataloga. Iz slika možemo primjetiti da je tipična udaljenost između bočnih izvora oko 1-2 lučne minute, što je usporedivo s rezolucijom mjerenja koja koristimo, pa ne iznenađuje da ih ne možemo razlučiti.



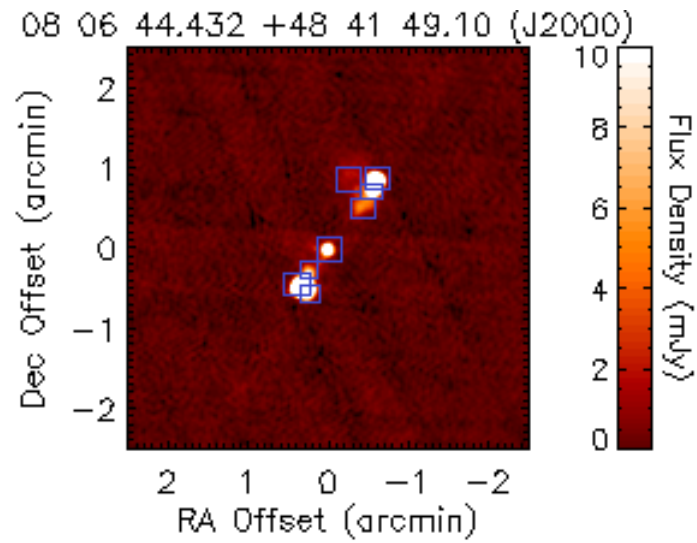
Slika 4.2: Isječak iz FIRST kataloga oko pozicije izvora 01, pronađeni izvori su označeni plavim pravokutnicima, izvor u centru je najvjerojatnije kvazar, s obzirom da je previše luminozan da bi bio radiogalaksija FR-I tipa.



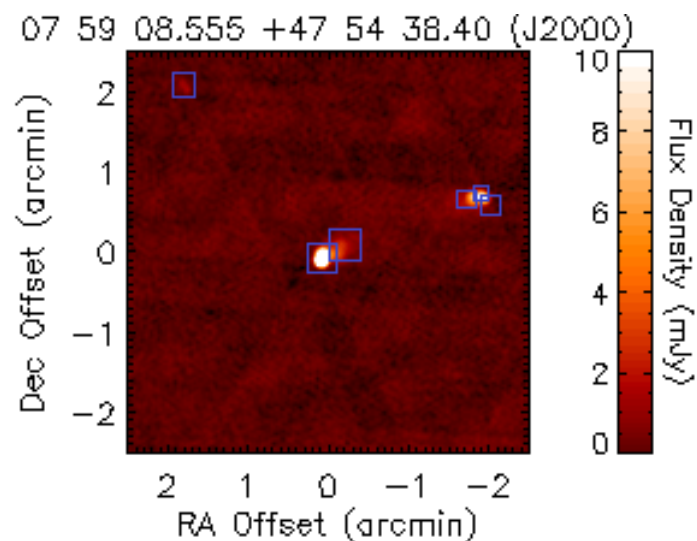
Slika 4.3: Isječak iz FIRST kataloga oko pozicije izvora 02, pronađeni izvori su označeni plavim pravokutnicima, tipična struktura FR-II tipa radiogalaksije, vidljiva žarišta i bočni izvori, izostanak AGN.



Slika 4.4: Isječak iz FIRST kataloga oko pozicije izvora 05, pronađeni izvori su označeni plavim pravokutnicima, FR-II tip, prisutno više od dva žarišta, vidljiva jezgra.



Slika 4.5: Isječak iz FIRST kataloga oko pozicije izvora 06, pronađeni izvori su označeni plavim pravokutnicima, FR-II tip, prisutno više od dva žarišta, vidljiva jezgra.



Slika 4.6: Isječak iz FIRST kataloga oko pozicije izvora 09, pronađeni izvori su označeni plavim pravokutnicima, tipična struktura FR-II tipa radiogalaksije, vidljivo više od 2 žarišta, izostanak AGN.

4.4 Izračun spektralnih indeksa

Jedna bitna veličina za izvore koji zrače sinkrotronskim zračenjem je i spektralni indeks izvora. U svrhu izračunavanja te veličine moramo usporediti ukupne intenzitete izvora na više frekvencija. Problem se javlja u tome što u idealnom slučaju usporedbe treba vršiti na jednakoj razlučivosti za sve frekvencije koje uzimamo u obzir. No, čak i usporedbe na različitim razlučivostima imaju veliki značaj. Ako detektiramo više izvora kao jedan, u detekciji će najviše doprinostiti izvor koji je najluminozniji, tako da u većini slučajeva, iako uspoređujemo rezultate za više frekvencija na različitim razlučivostima, i dalje možemo puno zaključiti o ovisnosti ukupnog intenziteta o frekvenciji za taj najluminozniji izvor. Situacija je malo kompliciranija ako imamo više izvora približno jednakog ukupnog intenziteta koje detektiramo kao jedan izvor. Tada možemo dobiti usrednjeni spektralni indeks za sve postojeće izvore koji doprinose detekciji. To je i dalje koristan podatak iz kojeg možemo donijeti zaključke o kakvom objektu se radi. U svrhu usporedbi, pretražili smo NVSS katalog na 1.4 GHz (razlučivost 45 lučnih sekundi), VLSS katalog na 74 MHz (razlučivost 80 lučnih sekundi) i WENSS katalog na 325 MHz (razlučivost 54 lučne sekunde), jer imaju slične razlučivosti s rezultatima koje smo dobili iz LOFAR-ovih mjerenja. Ne bi imalo previše smisla uspoređivati podatke s katalogima koji imaju bitno različitu razlučivost, npr. WENSS katalog (54 lučne sekunde) s FIRST katalogom (5 lučnih sekundi). Kao što smo spomenuli u uvodnom dijelu, spektralni indeks je eksponent po kojem ukupni intenzitet izvora ovisi o inverzu frekvencije, što se može vidjeti iz jednadžbe (1.18). U Tablici 4.2. prikazani su ukupni intenziteti svih pronađenih izvora na različitim frekvencijama, te izračunati spektralni indeksi koje smo dobili linearnom regresijom primjenjenom na $\log I - \log \nu$ ovisnost. Prosječan spektralni indeks iznosi 0.753. Možemo uočiti da izvor 01 ima bitno manji spektralni indeks od ostalih. To je moguća naznaka da se radi o kompaktnom izvoru, koji pokazuje odstupanje od čiste padajuće eksponencijalne ovisnosti ukupnog intenziteta o frekvenciji, kao što je prikazano na Slici 1.5. U prilog tome ide i već spomenuti isječak područja oko tog izvora iz FIRST kataloga koji je prikazan na Slici 4.2 iz kojeg smo zaključili da se radi o jako luminoznoj aktivnoj galaktičkoj jezgri, tj. kvazaru. Ostali izvori pokazuju striktno opadanje ukupnog intenziteta o frekvenciji. Takva monotonost u ovisnosti upućuje da se ne radi o kompaktnim izvorima, tj. detekcije su najvjerojatnije žarišna područja što ide u prilog tome da se radi o FR-II tipu radiogalaksija jer su žarišta mnogo luminoznija

od jezgri za taj tip, pa je i veća vjerojatnost da ćemo detektirati njih u odnosu na jezgre. Očekivano, spektralni indeksi su pozitivni što upućuje da su pronađeni izvori netermalni, jer bi u suprotnom ukupni intenzitet rastao s frekvencijom.

Source ID	RA (deg)	DEC (deg)	I _{VLSS} (mJy)	I _{LOFAR} (mJy)	I _{WENSS} (mJy)	I _{NVSS} (mJy)	Spektralni indeks
01	128.0961	49.2221	---	429	449	344.0	0.085
02	125.2553	50.1492	---	313	116	28.2	1.064
03	125.0214	48.2773	---	82	43	4.1	1.376
04	123.4065	47.9807	---	296	156	43.9	0.857
05	122.0717	49.4613	---	517	332	109.1	0.704
06	121.6698	48.7122	10890	1320	1052	351.6	1.038
07	122.0669	49.4845	---	517	325	122.1	0.649
08	120.6746	49.4850	---	104	70	21.9	0.710
09	119.7870	47.9099	1280	685	451	151.2	0.711
10	120.4004	47.5639	---	76	30	31.5	0.340

Tablica 4.2. Spektralni indeksi dobiveni iz ukupnih intenziteta za različite frekvencije za svih 10 pronađenih izvora.

5 Predviđanja za buduće preglede neba

Naša analiza podataka proizašlih iz LOFAR-ovih mjerenja 3C196 polja, koje se proteže na 50 kvadratnih stupnjeva, rezultirala je pronalaskom 10 polariziranih radioizvora. To znači da u prosjeku imamo 1 izvor u 5 kvadratnih stupnjeva. U HETDEX polju LOTSS (eng. The LOFAR Two-meter Sky Survey) pregleda neba [10] navode se 92 polarizirana izvora na području od 570 kvadratnih stupnjeva, što je 1 izvor na 6.2 kvadratna stupnja. Dobivena razlika je neznatna i može se pripisati specifičnosti relativno malog područja neba kojeg smo analizirali.

Koristeći dobivenu gustoću izvora možemo okvirno predvidjeti ukupan broj polariziranih izvora koji bi bio detektiran za cijelo sjeverno nebo, što je upravo cilj LOTSS-a. Uz pretpostavku jednake razlučivosti i osjetljivosti kao i za mjerenja 3C196 polja, radilo bi se o broju od otprilike 8 000 polariziranih radioizvora.

6 Zaključak

Koristeći LOFAR-ova mjerenja 3C196 polja, u ukupnom i polariziranom intenzitetu, identificirali smo 10 polariziranih radioizvora tako što smo analizirali RM kočke na mjestima pronađenih izvora u ukupnom intenzitetu. Svakom od izvora, pomoću prilagodbe 3D Gaussijanom, odredili smo sljedeće parametre : "RA" i "DEC" koordinate, amplitudu, tj. polarizirani intenzitet, veliku i malu os, Faradayevu dubinu i širinu, te pozicijski kut. Nakon toga smo odredili ukupni intenzitet pronađenih izvora što nam je omogućilo izračun postotaka polarizacije izvora. Usporedbom s postotcima polarizacije na 1.4 GHz iz NVSS kataloga, i s teorijski očekivanim vrijednostima polarizacije za sinkrotronsko zračenje, ustanovili smo da su pronađeni izvori na 150 MHz za 2-20 puta više depolarizirani nego na 1.4 GHz. To je očekivani rezultat, s obzirom da je depolarizacija bazirana na dekoherentnosti emitiranog zračenja izvora zbog Faradayeve rotacije koja je proporcionalna λ^2 tj. izraženija je na niskim radiofrekvencijama. Usporedili smo i dobivene Faradayeve dubine izvora s navedenima u NVSS katalogu i ustanovili da za pojedine izvore postoje velika odstupanja. Uzrok tomu je niska rezolucija NVSS-ovih mjerenja u Faraday prostoru koja je za 1-2 reda veličine lošija od LOFAR-ove. Također smo za sve izvore odredili i njihove spektralne indekse pomoću ukupnih intenziteta na više različitih frekvencija, koje smo pronašli u već postojećim katalogima. Spektralni indeksi su pozitivni što ukazuje na opadanje intenziteta zračenja s frekvencijom. To je u skladu s pretpostavkom da pronađeni izvori zrače sinkrotronskim mehanizmom. I srednji spektralni indeks od 0.753 se u dobroj mjeri slaže s teorijskim predviđanjima i prethodnim opažanjima sinkrotronskog zračenja. Nadalje, za jedan od izvora, spektralni indeks je odstupao od ostalih dobivenih vrijednosti, točnije dobivena je vrijednost od 0.085. Najvjerojatnije objašnjenje za takvu pojavu je da se radi o kompaktnom izvoru, za koje postoji odstupanje od čiste eksponencijalne ovisnosti intenziteta zračenja o frekvenciji, posebice za niske frekvencije zračenja.

Činjenica da je zračenje pronađenih izvora sinkrotronsko, u što nas uvjeravaju opažanja polarizacije i dobiveni spektralni indeksi, vodi nas do zaključka da su pronađeni izvori radiogalaksije, s obzirom da one imaju veći intenzitet zračenja od drugih objekata npr. pulsara, pogotovo na niskim radiofrekvencijama, pa ih je onda i lakše detektirati. No, znamo da tipičnu strukturu radiogalaksije čini više bliskih izvora zračenja,

kao što smo naveli u potpoglavlju 1.3, i što je vidljivo i na Slici 1.6., te na Slici 1.7. Zbog nedovoljno visoke razlučivosti, direktno smo detektirali samo jedan par bliskih izvora koji upućuje na to da je riječ o radiogalaksiji. Kako bi se uvjerali da su i ostali pronađeni izvori radiogalaksije, pretražili smo slike iz FIRST kataloga na područjima oko tih izvora. FIRST katalog ima bitno veću razlučivost, točnije 12 puta veću od LOFAR-ovih mjerenja. Vizualnom inspekcijom tih slika zaključili smo da je za 9 od 10 pronađenih izvora riječ o radiogalaksijama FR-II tipa, dok je jedan izvor najvjerojatnije kvazar, na što upućuje i spomenuti anomalni spektralni indeks.

Naposlijetku smo izračunali gustoću polariziranih izvora u 3C196 polju. Dobivena vrijednost od jednog izvora na 5 kvadratnih stupnjeva je usporediva s onom navedenom u trenutno najvećem katalogu polariziranih izvora na 150 MHz [10]. Ako uzmemo u obzir dobivenu gustoću izvora, očekujemo oko 8 000 polariziranih izvora za područje cijelog sjevernog neba.

Literatura

- [1] Frank H. Shu : The Physics of Astrophysics
- [2] Westfold, K.C. : The polarisation of synchrotron radiation, *Astrophysical Journal*, Vol. 130, str. 241-258. (1959.)
- [3] Wilson, Rohlfs, Hüttemeister : Tools of Radio Astronomy
- [4] Gariel et al. : Kerr geodesics, the Penrose process and jet collimation by a black hole, *A & A* Vol. 515, A15, (June 2010.)
- [5] Fanaroff & Riley : The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Vol 167, str. 31-36. (1974.)
- [6] NRAO Image Gallery <http://images.nrao.edu/299>
- [7] Willis et al. : 3C236, DA240; the largest radio sources known, *Nature*, Vol. 150, str. 625-630. (August 1974.)
- [8] Machalski et al. : J1420–0545: The radio galaxy larger than 3C236, *Astrophysical Journal*, Vol. 679, str. 149-155. (2008.)
- [9] Vacca et al. : Using rotation measure grids to detect cosmological magnetic fields : A Bayesian approach, *A & A* Vol. 591, A13, (2016.)
- [10] Van Eck et al. : Polarized point sources in the LOFAR Two-meter Sky Survey: A preliminary catalog, *A & A* Vol. 613, A58, (June 2018.)
- [11] Van Haarlem et al. : LOFAR: The LOW-Frequency ARray, *A & A* Vol. 556, A2, (August 2013.)
- [12] ASTRON Image Gallery <https://www.astron.nl/about-astron/press-public/pictures/pictures>
- [13] Jelić et al. : Linear polarisation structures in LOFAR observations of interstellar medium in the 3C 196 field, *A & A* Vol. 583, A137, (November 2015.)
- [14] Offringa et al. : A morphological algorithm for improving radio-frequency interference detection, *A & A* Vol. 539, A95, (2012.)

- [15] Pandey et al. : Calibrating LOFAR using the Black Board Selfcal System, ASP Conference series, Vol. 407, (December 2008.)
- [16] Brentjens & Brujn : Faraday Rotation Measure Synthesis, A & A Vol. 441, str. 1217-1228., (2005.)
- [17] NVSS Rotation Measures Catalogue <http://www.ucalgary.ca/ras/rmcatalogue>
- [18] VLSS - VLA Low-Frequency Sky Survey Discrete Source Catalog <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/radio-catalog/vlss.html>
- [19] WENSS - Westerbork Northern Sky Survey <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/w3browse/all/wenss.html>
- [20] FIRST Catalog <http://first.astro.columbia.edu/cgi-bin/searchfirst>
- [21] PyBDSF Documentation <http://www.astron.nl/citt/pybdsf/>
- [22] Condon J.J. : Errors in elliptical Gaussian fits, Pub. of the Astr. Soc. of the Pac., Vol. 109, str. 166-172., (February 1997.)
- [23] SAOImageDS9 <http://ds9.si.edu/site/Home.html>