

Određivanje udjela polariziranog sinkrotronskog zračenja Mliječnog puta na niskim radiofrekvencijama

20.1.2025.

Paula Pećanić

mentor: prof. dr. sc. Vibor Jelić

U ovom članku promatrano je sinkrotronsko zračenje Mliječnog puta na niskim radiofrekvencijama. Korišteni su podaci iz LOFAR Two-Metre Sky Survey (LoTSS) te Haslam 408 MHz istraživanja. Promatrano je područje ELAIS-N1 polja. Izračunati su Faradayevi momenti polariziranog intenziteta zračenja te postotak polariziranog zračenja. Dobiveno je da je 20.68% detektiranog zračenja linearno polarizirano.

1. Teorijski uvod

Koristeći radioteleskope kao što je LOFAR (LOW Frequency ARray) koji imaju dobru kutnu rezoluciju na širokom pojasu frekvencija danas možemo detektirati slabo polarizirano zračenje na niskim radiofrekvencijama koje dolazi iz svemira. U ovom članku analizirat ćemo sinkrotronsko zračenje Mliječne staze u polju ELAIS-N1 na frekvenciji 145 MHz kako bi odredili postotak polarizacije promatranog zračenja.

1.1. Mliječni put i međuzvjezdana tvar

Naša galaksija, Mliječni put, spiralna je galaksija koja se sastoji od milijardi zvijezda raspoređenih unutar galaktičkog diska, tamne materije te međuzvjezdane tvari. Promatranja spiralnih galaksija otkrila su prisutstvo velikog magnetskog polja koje prati raspodjelu tvari unutar galaksije [1]. Na manjim skalama mogu se uočiti promjene na magnetskim poljima uzrokovane promjenama u gustoći međuzvjezdane tvari koje mogu biti posljedica zvjezdanih vjetrova, eksplozija supernovih ... itd. Međuzvjezdana tvar sastoji se od obične tvari (plina i prašine) te kozmičkih zraka. Poznavanje dinamike i prostorne raspodjele međuzvjezdane tvari važno je za razumjevanje nastanka i nestanka zvijezda, naime nove zvijezde kontinuirano se stvaraju u naj-

gušćim i najhladnijim molekularnim područjima, gdje je gravitacija postala toliko jaka da je nadjačala magnetsko polje, a prilikom eksplozija supernovih i kroz zvjezdane vjetrove dio te tvari vraća se nazad u međuzvjezdani prostor.

1.2. Sinkrotronsko zračenje

Sinkrotronsko zračenje nastaje kruženjem ultrarelativističkih elektrona u prethodno spomenutom galaktičkom magnetskom polju. Snaga zračenja elektrona može se napisati pomoću izraza [2]:

$$P = 2\sigma_T\beta^2\gamma^2cU_B\sin^2(\alpha) \quad (1)$$

gdje je $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2$ Thomsonov udarni presjek, e elementarni naboj, m_e masa elektrona, c brzina svjetlosti, $\beta = \frac{v}{c}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ gustoća magnetske energije, B jakost magnetskog polja, te α kut nagiba između magnetskog polja i smjera gibanja elektrona. Ako promatramo ukupno zračenje naše galaksije moramo u obzir uzeti ansambl ultrarelativističkih elektrona, koji uglavnom nastaju eksplozijama supernovih zvijezda. Njihova energetska raspodjela može se aproksimirati zakonom potencije [3]:

$$n_e(E)dE \propto E^{-\delta}dE, \quad (2)$$

gdje je $n_e(E)dE$ broj elektrona u jedinici volumena s energijama između E i $E + dE$.

Za kutove nagiba uzima se da su nasumični i izotropni zbog duge vremenske skale na kojoj elektroni raspršenjima gube energiju. Opaženi spektar dobivamo na kraju zbrajanjem svih doprinosa elektrona različitih energija, te se izraz za ukupni intenzitet zračenja na nekoj frekvenciji ν može napisati u obliku [4]:

$$I_\nu \sim n_e B_\perp^{\frac{\delta+1}{2}} \nu^{\frac{1-\delta}{2}} \quad (3)$$

Opaženi intenzitet I_ν može se zapisati i u odnosu na opaženi intenzitet I_0 na referentnoj frekvenciji ν_0 kao:

$$I_\nu = I_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-\alpha} \quad (4)$$

gdje je opaženi spektralni indeks α povezan s eksponentom u energetske raspodjele elektrona δ kao: $\alpha = \frac{\delta-1}{2}$. Također intenzitet možemo izraziti i u jedinicama temperature koristeći Rayleigh-Jeansov zakon iz kojeg je definirana temperatura sjaja [2]:

$$T_b \propto \nu^{-\beta}, \quad (5)$$

gdje je spektralni indeks β povezan s α kao: $\beta = 2 + \alpha$. Opaženo sinkrotronsko zračenje daje informaciju o jačini i orijentaciji lokalnog magnetskog polja u ravnini neba. To slijedi iz činjenice da je sinkrotronsko zračenje intrinzično linearno polarizirano paralelno s komponentom magnetskog polja i intenzitet zračenja korelira sa snagom magnetskog polja, kao što je vidljivo iz izraza (3). Razlika je jedino u količini zračenja definiranog stupnjem polarizacije [5]:

$$p_0 = \frac{\delta + 1}{\delta + \frac{7}{3}} \quad (6)$$

za $\delta = 2.2$, na 150 MHz, dobiva se $p_0 = 0.7$. Dakle, na niskim radiofrekvencijama (100-200 MHz) očekuje se da je 70% galaktičkog sinkrotronskog zračenja intrinzično linearno polarizirano. Međutim, opaža se znatno manje, a razlog tomu je što sinkrotronsko zračenje prilikom prolaska kroz svemir prolazi i kroz međuzvjezdanu tvar

te međudjeluje sa slobodnim elektronima i magnetskim poljima pri čemu dolazi do depolarizacije zračenja uzrokovanom disperzijom radiovalova i Faradayevom rotacijom. Može se pokazati da se disperzijska relacija za elektromagnetske valove koji se šire kroz međuzvjezdanu tvar paralelno vektoru magnetskog polja na niskim radiofrekvencijama (gdje vrijedi $\omega_e \ll \omega$) može zapisati u obliku [6]:

$$\omega^2 \approx c^2 k^2 + \omega_e^2 \pm \frac{\omega_e^2 \Omega_e}{\omega} \quad (7)$$

gdje se znak $\pm$ odnosi na lijevu (+) i desnu (−) kružnu polarizaciju, ω i $k = 2\pi/\lambda$ su kružna frekvencija i valni broj elektromagnetskog vala, c brzina svjetlosti, $\Omega_e = -\frac{eB}{m_e c}$ elektronska kružna žirofrekvencija i ω_e kružna frekvencija plazme dana izrazom:

$$\omega_e = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \quad (8)$$

gdje je n_e broj termalnih elektrona u jedinici volumena. Prvi član na desnoj strani izraza (7) opisuje širenje valova kroz vakuum, drugi član opisuje dijamagnetski efekt plazme (disperziju valova), a treći član je najslabiji i povezan je s vanjskim magnetskim poljem kroz koje val putuje. Razlog zašto postoji razlika između dvije kružne polarizacije je taj da električni vektor desnog moda rotira u istom smjeru kao što elektroni u međuzvjezdanoj tvari kruže oko silnica magnetskog polja, dok električni vektor lijevog moda rotira u suprotnom smjeru. Ako izračunamo grupnu brzinu pritom zanemarujući zadnji član u izrazu (7) vidljivo je da se usporavanje radiovala povećava linearno s gustoćom slobodnih elektrona i kvadratno s valnom duljinom λ . To je korisno kod promatranja pulsara jer mjereći vrijeme perioda za različite frekvencije te poznavajući udaljenosti do pulsara možemo odrediti prosječnu gustoću slobodnih elektrona u međuzvjezdanoj tvari. Iz navedenog možemo zaključiti da je širenje valova kroz međuzvjezdanu tvar primarno osjetljivo na gustoću slobodnih elektrona, a tek sekundarno na jakost magnetskog polja. Već sada

možemo primijetiti da ako ravno polarizirani val rastavimo na dva vala kružne polarizacije jednake frekvencije zbog različitih predznaka u trećem članu relacije (7) imat ćemo rotaciju vektora polarizacije, a ta pojava se naziva Faradayeva rotacija.

1.3. Faradayeva rotacija

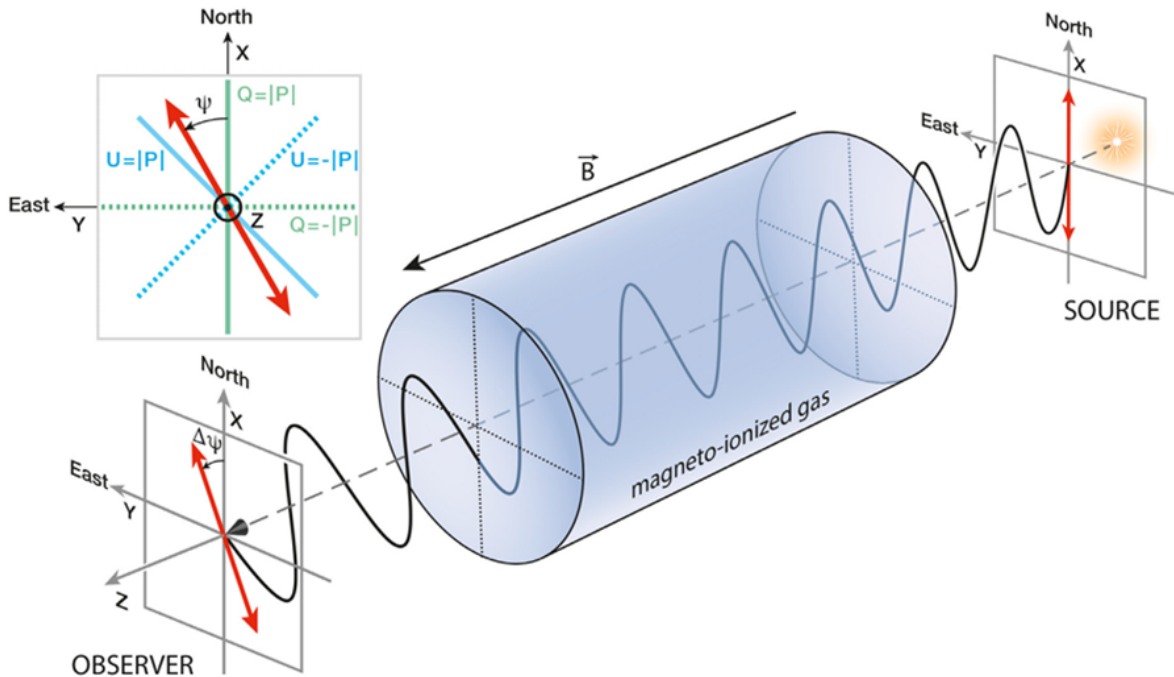
Linearno polarizirani val može se napisati kao superpozicija lijevog i desnog kružno polariziranog vala s istom kružnom frekvencijom ω . Vektori polarizacije lijevog i desnog električnog polja pritom rotiraju simetrično u suprotnim smjerovima na takav način da je vektorski zbroj ta dva moda jednak vektoru električnog polja linearno polariziranog vala:

$$\vec{E}_l = \vec{E}_R + \vec{E}_L \quad (9)$$

Koristeći izraz (7) i činjenicu da vrijedi $\omega_e \ll \omega$ slijedi izraz za faznu brzinu elektromagnetskog vala [6]:

$$V_\phi = \frac{\omega}{k} = c \left(1 + \frac{\omega_e^2}{2\omega^2} \pm \frac{\omega_e^2 \Omega_e}{2\omega^3} \right) \quad (10)$$

gdje se gornji predznak $\pm$ odnosi na lijevi (L), a donji na desni (R) kružno polarizirani mod. Lijevo i desno kruženje odnosi se na kruženje oko vektora magnetskog polja. Izlazni val biti će i dalje linearno polariziran, ali zbog različitih faznih brzina dvaju kružnih valova, val će nakon prolaska kroz međuzvezdanu tvar imati različit smjer polarizacije nego što je imao na ulasku u međuzvezdanu tvar. Iz izraza (10) također možemo uočiti da će za valove različitih frekvencija kut rotacije vektora polarizacije biti različit te će posljedično onda i za te valove smjer polarizacije nakon prolaska kroz međuzvezdanu tvar biti različit. Detektirano zračenje biti će onda suma tih valova čiji se smjer polarizacije ovisno o frekvenciji zrotirao za različiti iznos te će promatrač na zemlji takvo zračenje vidjeti kao depolarizirano.



Slika 1: Prikazano je kako se zbog Faradayeve rotacije mijenja smjer vektora polarizacije (označen crvenom bojom) elektromagnetskog vala prilikom prolaska kroz međuzvezdanu tvar.

Fazu možemo definirati na način [6]:

$$\varphi = \omega t - \int_0^s k ds' \quad (11)$$

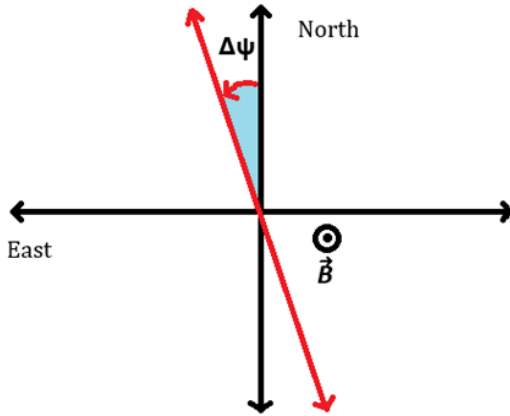
gdje je s udaljenost od radioizvora duž smjera širenja radiovala. Iz čega slijedi konačan izraz za razliku u fazi kružno polariziranih valova:

$$\Delta\varphi = \int_0^s \frac{\omega_e^2 |\Omega_e|}{\omega^3} k ds' \quad (12)$$

Kut za koji se ravnina polarizacije zarotirala je polovica razlike u fazi između desnog i lijevog moda:

$$\begin{aligned} \psi^{[B]} &= \frac{1}{2} \Delta\varphi = \frac{1}{2} \int_0^s \frac{\omega_e^2 |\Omega_e|}{\omega^3} k ds' \\ &= \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^s n_e B ds' \lambda^2 \end{aligned} \quad (13)$$

Oznaka za magnetsko polje u eksponentu označava da je to kut mjeren udesno s obzirom na vektor magnetskog polja za razliku od kuta $\Delta\psi$ koji je kut u ravnini neba mjeren suprotno od kazaljke na satu kao što je prikazano na slici 2.



Slika 2: Prikazan je kut $\Delta\psi$ za koji se vektor polarizacije (označen crvenom bojom) elektromagnetskog vala zarotirao zbog Faradayeve rotacije iz perspektive promatrača na zemlji.

Iz perspektive promatrača smještenog na udaljenosti d od izvora zračenja kut Faradayeve rotacije duž cijelog puta može se zapisati kao:

$$\Delta\psi = \pm \Delta\psi^{[B]}$$

$$= \left(\frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^d n_e B ds' \right) \lambda^2 \quad (14)$$

s predznacima $+$ i $-$ koji se primjenjuju na magnetsko polje $\vec{B}$ ako je ono u smjeru (suprotnom smjeru od) promatrača. Izraz (14) vrijedi za slučaj širenja radiovala paralelno magnetskom polju $\vec{B}$. Može se pokazati da on vrijedi i za druge smjerove širenja uz to da faktor $(\pm B)$ u integralu bude zamijenjen komponentom magnetskog polja duž doglednice $B_{\parallel}$, gdje se uzima da je pozitivan (negativan) ako je $\vec{B}$ u smjeru (suprotnom smjeru od) promatrača. Sada možemo uvesti oznaku RM (engl. Rotation Measure);

$$\text{RM} = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^d n_e B_{\parallel} ds' \quad (15)$$

Te izraz (14) zapisati u obliku:

$$\Delta\psi = \text{RM} \lambda^2 \quad (16)$$

Konačno, opaženi kut polarizacije biti će dan kao zbroj intrinzičnog kuta polarizacije izvora i $\Delta\psi$.

U dosadašnjim razmatranjima promatrali smo slučaj gdje su sinkrotronsko zračenje i Faradayeva rotacija bili odvojeni u prostoru, a od sada nadalje uključujemo činjenicu da sinkrotronsko zračenje može nastati i unutar same međuzvjezdane tvari. Konačni opaženi kut polarizacije za elektromagnetski val koji nastaje na nekoj udaljenosti r od promatrača može se zapisati na način:

$$\psi_{\text{obs}}(r) = \psi_i(r) + \Delta\psi = \psi_i(r) + \phi(r) \lambda^2 \quad (17)$$

gdje je ψ_i sa indeksom i označen intrinzični kut, a veličina;

$$\phi(r) = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^r n_e B_{\parallel} dr' \quad (18)$$

naziva se Faradayeva dubina i iako ima isti oblik kao formula za RM (15) ima potpunije fizikalno značenje jer ju možemo odrediti za svaku točku u prostoru. Koristeći metodu

RM sinteze [9] možemo prikazati intenzitet promatranog radiozračenja kao funkciju Faradayeve dubine te napraviti tomografiju ionizirane međuzvjedane tvari i komponente magnetskog polja duž doglednice zaslužnih za Faradayevu rotaciju sinkrotronskog zračenja.

1.4. Faradayevi momenti

Za daljnju statističku analizu podatka korisno je uvesti tkz. Faradayeve momente [7]:

$$M_0 = \sum_{i=1}^n T_i d\phi \quad (19)$$

$$\mathcal{M}_1 = \frac{\sum_{i=1}^n T_i \phi_i}{\sum_{i=1}^n T_i} \quad (20)$$

$$\mathcal{M}_2 = \frac{\sum_i T_i (\Phi_i - M_1)^2}{\sum_{i=1}^n T_i} \quad (21)$$

gdje T_i predstavlja intenzitet zračenja u jedinici temperature koji je dobiven koristeći Rayleigh-Jeansov zakon (5), a Φ je oznaka za Faradayevu dubinu (18). Nulti Faradayev moment odgovara ukupnom intenzitetu polariziranog zračenja, prvi Faradayev moment daje vrijednost intenziteta usrednjenu po Φ , a korjen drugog Faradayevog momenta opisuje širinu raspodjele intenziteta u ovisnosti o Faradayevoj dubini. U daljnjem tekstu za drugi Faradayev moment uzima se da se da je on jednak:

$$m_2 = \sqrt{\mathcal{M}_2} \quad (22)$$

2. Mjerenja i mjerni uređaji

2.1. Princip rada LOFAR-a [8]

LOFAR je radioteleskop koji se koristi za promatranje zračenja na niskim radiofrekvencijama i radi na principu interferometrije. Za interferenciju potrebno je više od jedne antene za primanje signala, a LOFAR se sastoji od njih 54 raspoređenih po

Europi. Da bi interferometrom mogli detektirati linearano polarizirano zračenje potrebne su nam dipolne antene jer imamo dva nezavisna Stokesova parametra Q i U kojima je u prostoru opisana linearna polarizacija. Intenzitet linearano polariziranog zračenja zatim se dobiva koreliranjem signala dobivenih iz dva prostorno okomita smjera dipolnih antena. Ukupan intenzitet dobiva se zbrajanjem svih zaprimljenih signala na svim LOFAR-ovim antenama.

Interferometrom kao što je LOFAR možemo mjeriti fluktuacije oko srednje vrijednosti intenziteta, ali ne nužno i njegovu pravu srednju vrijednost, jer ako promatramo izvor zračenja koji je veći od promatranog područja radioteleskopom, takvo zračenje neće interferirati i nećemo ga moći detektirati.

LOFAR-ov operativni raspon frekvencija je od 10 do 240 MHz. Antene su optimizirane za dva različita raspona; niskopojasne dipolne antene (engl. Low Band Antenna, skraćeno LBA) koje rade na frekvencijama od 30 do 80 MHz te visokopojasne dipolne antene (engl. High Band Antenna, skraćeno HBA) koje rade na frekvencijama od 110 do 240 MHz. Dobiveni signal sa antena se množi i usrednjuje pri čemu dobivamo prostornu funkciju koherencije ili funkciju vidljivosti iz koje se može Fourierovim transformatom doći do konačne vrijednosti intenziteta na različitim frekvencijama [2].

2.2. Obrada podatka

Podaci su dobiveni iz LOFAR Two-Metre Sky Survey (LoTSS) [10] i Haslam 408 MHz [11] istraživanja. Promatrano je područje ELAIS-N1 polja, s referentnim koordinatama $RA = 242.75^\circ$ i $DEC = 55.0^\circ$, pri čemu je pokriveno područje $RA = (235.89^\circ \text{ do } 249.61^\circ)$ i $DEC = (48.14^\circ \text{ do } 61.86^\circ)$. Nad dobivenim slikama intenziteta proveden je postupak RM sinteze koji omogućava da se ovisnost intenziteta o frekvenciji prebaci u ovisnost intenziteta o Faradayevoj dubini,

što nam onda daje fizikalnu informaciju o rasporedu međuzvjezdane tvari i magnet-skih polja. RM sinteza uzima u obzir da se različite valne duljine rotiraju za različite kuteve prilikom prolaska kroz međuzvezdanu tvar kao što je to vidljivo u formuli (16) detaljni opis može se pronaći u [9].

Cilj ovog istraživanja bio je odrediti omjer izmjenjenog polariziranog i ukupnog zračenja. Da bi se odredio intenzitet ukupnog polariziranog zračenja trebalo ga je prosudirati po svim Faradayevim dubinama (što je ekvivalentno sumiranju polariziranog zračenja po svim frekvencijama). Iz formule (19) može se uočiti da ta vrijednost odgovara prvom Faradayevom momentu. Za početno uklanjanje šuma korišten je prag od $360 \mu Jy \text{ PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$.

PSF(Point Spread Function) opisuje način na koji radioteleskop "vidi" točkaste izvore svjetlosti, naime u idealnom optičkom sustavu točkasti izvor bio bi prikazan kao točka, međutim, zbog difrakcije i drugih nesavršenosti, slika točkastog izvora raširena je u svijetli uzorak te je mjereni intezitet točkastih izvora manji prema rubovima slike nego što je on u stvarnosti. RMSF(Rotation Measure Spread Function) opisuje odgovor radioteleskopa na pojedinim Faradayevim dubinama te pokazuje kako se osjetljivost sustava mijenja na različitim Faradayevim dubinama. Obje te funkcije povezane su sa fizikalnim karakteristikama radioteleskopa i činjenicom da imamo konačan broj dipolnih antena i konačan raspon frekvencija koji mjerimo. Poznavajući oblik tih dvaju funkcija moguće je dekonvolucijom iz dobivenih podataka i tzv. prljave slike izvući tzv. čistu sliku koja onda predstavlja realnu sliku neba. [2].

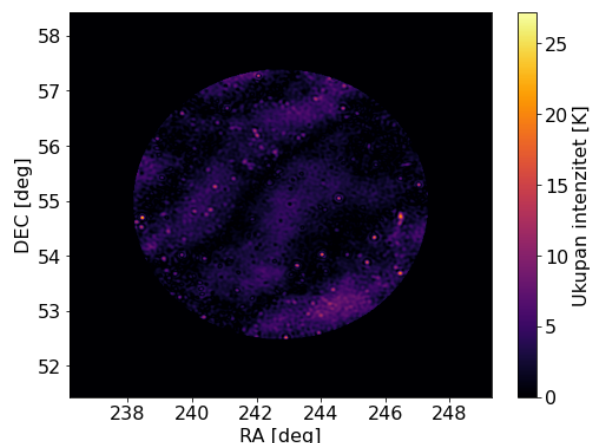
Za početno uklanjanje šuma korištena je prljava slika jer na šum ne utječu prethodno opisani efekti povezani s PSF-om i RMSF-om. Svi pixeli inteziteta većeg od navedenog praga šuma označeni su i zatim se vrijednost tih istih pixela ali sada na čistoj slici stavila na nulu. Za obradu podataka korišten je kod u pythonu. Koristeći slike pola-

riziranog zračenja dobivene LOFAR-om izračunate su vrijednosti prva tri Faradayeva momenta (formule 19-22). Za izračun ukupnog intenziteta korišteni su podaci dobiveni sa LOFAR-a i iz Haslam 408 MHz istraživanja provedenog u Njemačkoj korištenjem Stockert teleskopa [11]. Stockert je individualni radioteleskop s jednom paraboličnom antenom, dakle ne koristi interferometriju za dobivanje slike. Podaci iz Haslam 408 MHz istraživanja predstavljaju kartu galaktičkog sinkrotronskog zračenja na frekvenciji od 408 MHz, stoga ih je bilo potrebno ekstrapolirati na niže vrijednosti (145 MHz) pri čemu je korištena formula (4) i spektralni index $\alpha=2.7$, te izrezati iz ukupne slike područje koje odgovara području promatranom LOFAR-om. Konačne vrijednosti intenziteta prikazane su u mjernim jedinicama temperature koristeći Rayleigh-Jeansov zakon (5).

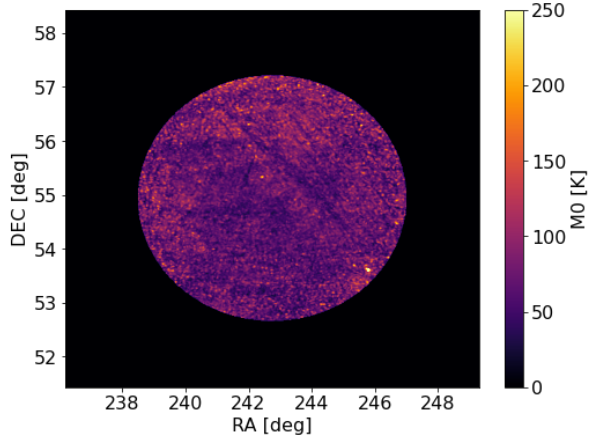
3. Rezultati i diskusija

3.1. LOFAR Two-Metre Sky Survey (LoTSS)

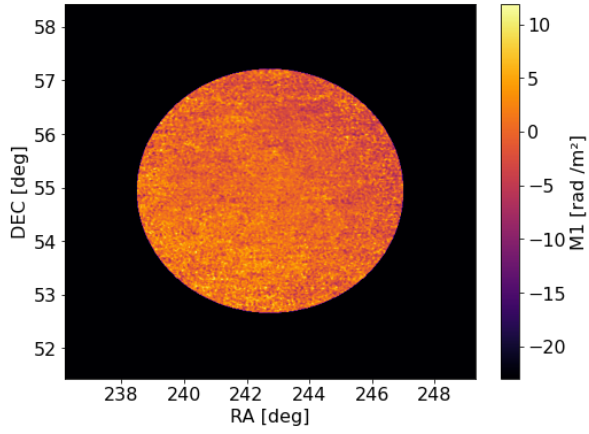
Na slikama 3.-6. prikazani su rezultati iz LOFAR Two-Metre Sky Survey (LoTSS) istraživanja. Slike 4.-6. prikazuju vrijednosti izračunatih Faradayevih momenata.



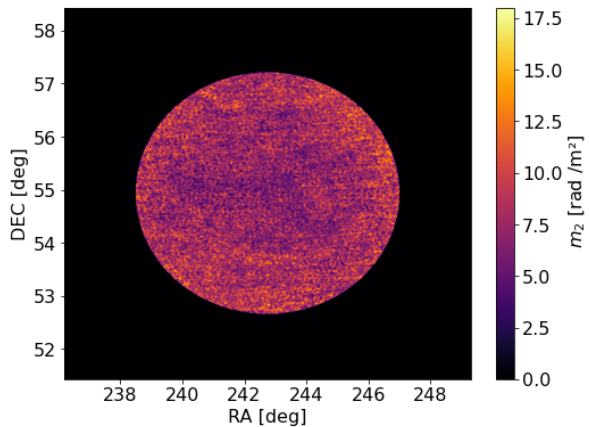
Slika 3: Ukupan intezitet zračenja.



Slika 4: *Intenzitet polariziranog zračenja, odnosno nulti Faradayev moment (M_0).*



Slika 5: *Prvi Faradayev moment (M_1).*



Slika 6: *Drugi Faradayev moment (m_2).*

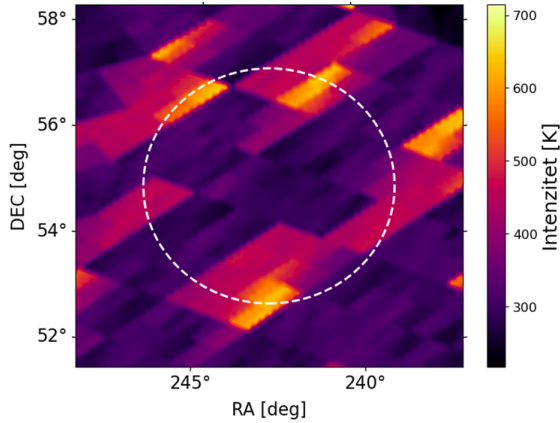
Sve slike su izrezane na manja kružno centrirana područja kako bi se promatralo područje s najmanje šuma. Do povećanja

šuma prema rubovima slike dolazi zbog korekcije podataka s obzirom na PSF (Point Spread Function) radioteleskopa pri čemu se povećava intenzitet (točkastih izvora i šuma) prema rubu slike.

Srednja vrijednost ukupnog intenziteta po pixelu (slika 3.) iznosila je 2.283 K, a polariziranog intenziteta (slika 4.) 74.572 K. Činjenica da je ukupan izmjereni intenzitet manji od polariziranog intenziteta ukazuje da na malim kutnim skalama (rezolucija promatranih slika je 50 lučnih sekundi/pixelu, a vidno polje je veličine $6.88^\circ \times 6.88^\circ$) možemo dobro detektirati polarizirano zračenje, ali ne i točnu vrijednost ukupnog zračenja. Dobivena prosječna vrijednost ukupnog intenziteta nije realna, njena mala vrijednost posljedica je toga što interferometrom ne možemo odrediti srednju vrijednost intenziteta kada promatramo izvor koji je veći od snimanog područja.

Na slici 4., koja prikazuje polarizirano zračenje, tamna područja potpis su međuzvjedane tvari kroz koju se zračenje depolariziralo pri prolasku. Može se također uočiti depolarizacijski kanal koji se prostire iz gornjeg lijevog u donji desni dio te slike. Prvi Faradayev moment (slika 5.) daje nam informaciju na kojim Faradayevim dubinama imamo najviše zračenja, sa slike vidimo da on ima većinom pozitivne vrijednosti što znači da promatramo glatko magnetsko polje orjentirano prema opažaču na zemlji. Drugi Faradyev moment (slika 6.) čija je prosječna vrijednost $2.26 \text{ rad}/m^2$ daje nam informaciju o prosječnoj širini raspodjele intenziteta u ovisnosti o Faradayevoj dubini.

3.2. Haslam 408 MHz



Slika 7: Prikazan je ukupan intezitet snimljen Stockert teleskopom.

Slika 7. izrezana je iz slike cijele galaksije snimljene tijekom Haslam 408 MHz istraživanja tako da promatrano područje odgovara onom promatranom s LOFAR-om, vrijednosti intenziteta su ekstrapolirane sa 408 MHz na 145 MHz, pri čemu je korištena formula (4) i spektralni index $\alpha=2.7$. Srednja vrijednost pixela unutar označenog kruga iznosila je 360.678 K. Postotak polariziranog zračenja možemo izračunati kao omjer srednje vrijednosti pixela polariziranog zračenja (M0) snimljenog LOFAR-om i vrijednosti dobivne iz slike 7., pri čemu dobivamo da je 20.68% zračenja linearno polarizirano.

Ekstrapolirani podaci iz Haslam 408 MHz istraživanja u ovom slučaju daju točniju vrijednost ukupnog intenziteta zahvaljujući tome što Stockert teleskop ne radi na principu interferometrije.

4. Zaključak

Iz dobivenih rezultata može se zaključiti da u promatranom području ELAIS-N1 polja imamo zračenje koje dominira na kutnim skalama koje su veće od vidnog polja LOFAR radioteleskopa ($6.88^\circ \times 6.88^\circ$) te da je magnetsko polje glatko i u smjeru opažača na zemlji. Za uspješnu detekciju polariziranog inteziteta bilo je nužno koristiti LOFAR

radioteleskop koji ima dobru kutnu rezoluciju i široki spektar frekvencija na kojima može mjeriti.

S druge strane s njime nismo bili u mogućnosti odrediti točnu vrijednost ukupnog intenziteta te je bilo potrebno tu vrijednost dobiti Stockert radioteleskopom koji ne radi na principu interferometrije. Izračunato je da je 20.68% posto zračenja linearno polarizirano. Ako to usporedimo s teorijskim predviđanjem da bi oko 70% zračenja trebalo biti intrinzično linearno polarizirano, možemo zaključiti da se 49.32% sinkrotronskog zračenja na putu do zemlje depolariziralo zbog Faradayeve rotacije prolaskom kroz međuzvezdanu tvar.

Literatura

- [1] J. Binney and M. Merrifield, *Galactic Astronomy*, Princeton University Press, 1998. ISBN: 978-0691025650.
- [2] L. Turić, *Faradayeva tomografija međuzvezdane tvari na niskim radiofrekvencijama*, Doctoral thesis, 2023.
- [3] G. B. Rybicki, A. P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley-VCH, 1986.
- [4] A. Mesinger (ed.), *The Cosmic 21-cm Revolution*, IOP Publishing, 2019, doi:<https://dx.doi.org/10.1088/2514-3433/ab4a7310.1088/2514-3433/ab4a73>.
- [5] E. Le Roux, "Étude théorique du rayonnement synchrotron des radiosources", *Annales d'Astrophysique*, **24**, 71, 1961.
- [6] K. Ferrière, *Plasma turbulence in the interstellar medium*, Plasma Physics and Controlled Fusion, **62**, 014014, 2020.

- [7] J. M. Dickey, A. J. Green, E. Carretti, et al., "The Galactic Magneto-Ionic Medium Survey: Moments of the Faraday Spectra", *The Astrophysical Journal*.
- [8] M. P. van Haarlem et al., *LOFAR: The LOw-Frequency ARray*
- [9] M. A. Brentjens and A. G. de Bruyn, "Faraday rotation measure synthesis", *Astronomy & Astrophysics*, 441, 1217–1228, 2005. DOI: 10.1051/0004-6361:20052990.
- [10] T. W. Shimwell, P. N. Best, M. Brüggen, et al., "The LOFAR Two-Metre Sky Survey (LoTSS): First Results and Early Science", *Astronomy & Astrophysics*, 598, A104, 2017. DOI: 10.1051/0004-6361/201629702.
- [11] M. Remazeilles, J. Delabrouille, J.-F. Cardoso, et al., "The 408 MHz all-sky continuum survey", *Astronomy & Astrophysics*, 570, A31, 2014. DOI: 10.1051/0004-6361/201423155.