



Sveučilište u Zagrebu
Prirodoslovno-matematički fakultet
Fizički odsjek

Luka Turić

**Faradayeva tomografija međuzvezdane tvari
na niskim radiofrekvencijama**

DOKTORSKI RAD

Zagreb, 2023.



Sveučilište u Zagrebu
Prirodoslovno-matematički fakultet
Fizički odsjek

Luka Turić

Faradayeva tomografija međuzvezdane tvari na niskim radiofrekvencijama

DOKTORSKI RAD

Mentor:
dr. sc. Vibor Jelić

Zagreb, 2023.



University of Zagreb
Faculty of Science
Department of Physics

Luka Turić

Faraday tomography of the interstellar medium at low radio frequencies

DOCTORAL THESIS

Supervisor:
Vibor Jelić, PhD

Zagreb, 2023

O mentoru

Vibor Jelić je viši znanstveni suradnik i voditelj Laboratorija za astročestičnu fiziku i astrofiziku u Zavodu za eksperimentalnu fiziku na Institutu Ruđer Bošković u Zagrebu te naslovni izvanredni profesor astronomije i astrofizike na Prirodoslovno-matematičkom fakultetu (Fizički odsjek) Sveučilišta u Zagrebu. Doktorirao je astrofiziku 2010. godine na Sveučilištu u Groningenu u Nizozemskoj. Stručno se usavršavao kao poslijedoktorand na Nizozemskom institutu za radioastronomiju (ASTRON) te na Institutu za astronomiju Kapteyn Sveučilišta u Groningenu. Područja njegovog znanstvenog djelovanja su istraživanje međudjelovanja međuzvezdane tvari i magnetskih polja u Mliječnoj stazi te detekcija kozmološkog zračenja vodika na 21 cm iz perioda kozmičke zore i epohe reionizacije svemira.

Zahvale

Zahvaljujem se mentoru Viboru Jeliću na prilici da ostvarim svoj san iz djetinjstva, na strpljenju i velikoj količini prenesenog znanja i vještina tijekom izrade ovoga rada. Zbog njega sam bio dio odličnog tima i surađivao s najboljim ljudima u našem području istraživanja. Hvala svim članovima tima na nesebičnoj razmjeni znanja i svemu ostalom što je doprinijelo odličnoj atmosferi i komunikaciji, a to su redom Andrea Bracco, Lana Ceraj, Ana Erceg i Iva Šnidarić. Također, veliki doprinos ovome radu dali su i suradnici Marijke Haverkorn i Rutger Jaspers te se i njima posebno zahvaljujem. Hvala i Lovri Palaversi na povremenim raspravama i savjetima.

Hvala svim prijateljima i kolegama koji su na bilo koji način bili dio ovoga poglavlja života. S posla će mi nedostajati pauze za ručak i kavu s Ivanom Perišom i Jurajem Hanžekom. Hvala obitelji, tati i braći za veliku podršku. Hvala mami koja me je uvijek podržavala na mom putu i znam da je negdje na boljem mjestu sretna i ponosna na mene.

Na kraju, zahvaljujem se Hrvatskoj zakladi za znanost (HRZZ) koja mi je financirala plaću i opremu te sudjelovanje na konferencijama i školama (DOK-2018-09-9169 i IP-2018-01-2889). Također, hvala i Marku Humu koji je uvijek bio spreman za odgovoriti na pojedina pitanja u vezi papirologije i pravila doktorskog studija.

Sažetak

Promatranja radiointerferometrom LOFAR (skraćeno od engl. *LOW Frequency ARray*) otkrila su bogatu morfologiju polariziranog sinkrotronskog zračenja naše galaksije. Otkrivene strukture raspjetlane su RM sintezom (skraćeno od engl. *Rotation Measure synthesis*), tehnikom u radiopolarimetriji koja razdvaja promatrano polarizirano zračenje prema količini Faradayeve rotacije. To nam onda omogućava proučavanje relativne raspodjele magnetsko-ionske međuzvezdane tvari (engl. *InterStellar Medium*, skraćeno ISM) kao funkciju Faradayeve dubine, tj. Faradayevu tomografiju. U ovom radu napravljena je multifrekvencijska analiza struktura detektiranih Faradayevom tomografijom u širem području polja 3C196. Najupečatljiviji oblici su depolarizirani kanali koje možemo vidjeti na slikama maksimalnog polariziranog intenziteta. Koristeći RHT (skraćeno od engl. *Rolling Hough Transform*) algoritam za detekciju ravnih linija na slikama, dobiveno je da je orijentacija depolariziranih kanala vrlo slična orijentaciji filamenata neutralnog vodika i orijentaciji komponenti magnetskog polja u ravnini neba. Poravnanje između ta tri različita pokazatelja ISM-a govori nam da uređeno magnetsko polje ima važnu ulogu u oblikovanju različitih faza ISM-a na velikom području ($\sim 20^\circ$). Uz to, kut polarizacije svjetlosti zvijezda korelira s orijentacijom depolariziranih kanala u jednom od promatranih polja, omogućavajući nam da po prvi puta odredimo udaljenosti do detektiranih Faradayevih struktura. Uz prethodnu metodu, pomoću pulsara koji su vidljivi u Faradayevom spektru LoTSS-a (skraćeno od engl. *LOFAR Two-metre Sky Survey*) te RM mape naše galaksije, dodatno se procijenila udaljenost do područja ISM-a koja stvaraju Faradayeve strukture te istražila najveća udaljenost s koje potječe opaženo sinkrotronsko zračenje, tzv. horizont polarizacije.

Ključne riječi: Međuzvezdana tvar, neutralni vodik, prašina, magnetsko polje, sinkrotronsko zračenje, Faradayeva rotacija, RM sinteza, depolarizirani kanali, RHT, horizont polarizacije

Extended abstract

Introduction

The direct way to address cosmological questions regarding Cosmic Dawn (CD) and the Epoch of Reionization (EoR) is by observing the neutral hydrogen line at a wavelength of 21 cm (1420 MHz), which allows us to investigate the evolution of neutral hydrogen (HI) throughout the history of the universe (Mesinger, 2019). Today, this cosmological signal is observed at frequencies ranging from 30 to 200 MHz using various radio interferometers such as LOFAR (LOW Frequency ARray, van Haarlem et al., 2013), and soon, SKA (Square Kilometer Array, Koopmans et al., 2015). Detecting the cosmological signal is not straightforward due to foreground radiation at low radio frequencies, which, in terms of fluctuations, is orders of magnitude stronger than the cosmological signal itself. The dominant foreground radiation comes from our Galaxy as synchrotron radiation, produced by the spiralling motion of ultrarelativistic charged particles, mainly electrons, along the magnetic field lines. It dominates at frequencies below 10 GHz (Pacholczyk, 1970; Rybicki & Lightman, 1986). It is intrinsically linearly polarized, with a polarization degree of about 70% (Le Roux, 1961). The intensity of synchrotron radiation depends on a density of ultrarelativistic cosmic electrons, the strength of the magnetic field component perpendicular to the line of sight, and the exponent in the energy distribution of ultrarelativistic cosmic electrons (Mesinger, 2019). The spectral index of the radiation is different at lower and higher frequencies due to the ageing of the energy spectrum of cosmic electrons. As cosmic electrons traverse the interstellar medium (ISM), they lose energy through interactions with interstellar matter, magnetic fields, and radiation. The energy loss through synchrotron radiation is more significant for higher-energy particles because the radiation power is proportional to the square of the electron's kinetic energy. In addition to variations in the spectral index across the entire sky, variations in the brightness temperature (intensity defined by the Rayleigh-Jeans law) of Galactic synchrotron radiation reflect spatial fluctuations in the density of cosmic electrons and the strength of the magnetic field in the ISM. As a result, the highest levels of synchrotron radiation come from the regions in the Galactic plane, but it is also significant at larger Galactic latitudes. The primary sources of synchrotron radiation are super-

nova remnants, such as expanding shells of interstellar matter or diffuse nebulae influenced by winds from neutron stars. The shells themselves are regions where the magnetic field is enhanced, which is conducive to electron acceleration. It is necessary to thoroughly understand the spectral and spatial variations of Galactic synchrotron radiation in interaction with the ISM to successfully account for its effects in the analysis of cosmological observations (Jelić et al., 2008).

The ISM contains gas, dust and cosmic rays and is permeated by ubiquitous magnetic fields. These components of the ISM have comparable pressures and are mutually coupled through electromagnetic forces. Through this coupling, magnetic fields influence matter's spatial distribution and dynamics on all scales, enabling partial resistance to gravitational collapse (Ferrière, 2001). The central part of the life of the Milky Way is a cycle of matter and energy between stars and the ISM, from the birth of stars to their end (e.g. as supernovae), during which they enrich the ISM with new elements. Through this cycle, the diffuse ISM goes through different phases determined by temperature and ionization fraction (Heiles & Haverkorn, 2012; Ferrière, 2020). Fully ionized gas occurs at temperatures above 10^6 K, known as the Hot Ionized Medium (HIM), or at temperatures around $\sim 10^4$ K, known as the Warm Ionized Medium (WIM, e.g. Snowden et al., 1997; Jenkins, 2013; Krishnarao et al., 2017). At lower temperatures of around ~ 5000 K with an ionization fraction of about 0.5, the Warm Partially Ionized Medium (WPIM) is introduced (Fitzpatrick & Spitzer, 1997; Redfield & Linsky, 2004). The neutral phases of the diffuse ISM are well studied through the radiation of atomic hydrogen at 21 cm: the Warm Neutral Medium (WNM) with temperatures of about ~ 5000 K and the Cold Neutral Medium (CNM) with a temperature of about ~ 50 K (Field, 1965; Wolfire et al., 2003). As HI is often thermally unstable, there is also a so-called Lukewarm Neutral Medium (LNM), which can be considered as an intermediate phase between the two stable neutral phases (e.g. Saury et al., 2014; Marchal et al., 2019). When observed at high spatial resolution (e.g. GALFA-HI DR1 observations of neutral hydrogen with the Arecibo radio telescope, Peek et al., 2011), it can be seen that the diffuse HI forms thin filaments, i.e., elongated fibrous structures, at large Galactic latitudes (Clark et al., 2014). Filaments of neutral hydrogen are not a scale-independent feature of the ISM but become prominent at higher spatial resolutions. The structure of the diffuse neutral ISM is deeply coupled to the ambient magnetic field, and the morphology of HI can be used to study magnetism in diffuse environments. Furthermore, we must not forget the presence of dust in the ISM. Dust grains range in size from a few tens of atoms to several micrometres. They are sites where molecules form, including the molecular hydrogen (Wakelam et al., 2017). Silicates constitute a significant portion of the dust mass, primarily in amorphous form. Observed quantities of Mg, Fe, and Si and variations in their quantities from cloud to cloud

suggest that silicates may have a mantle rich in Mg and a core rich in Fe (Spitzer & Fitzpatrick, 1993). The next group of materials that make up dust and dominate in terms of carbon mass includes diamond, graphite, amorphous carbon, PAHs (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons), aliphatic hydrocarbons, and hydrogenated amorphous carbon (Draine, 2003). The last, less significant group to mention (Kemper et al., 2002) includes carbonates such as calcite (CaCO_3) and dolomite ($\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$). Comparisons of polarization levels with dust density columns (e.g. Serkowski et al., 1975) have shown that asymmetric dust grains are the cause of observed polarization in the visible and infrared part of the spectrum. Linearly polarized starlight in the visible part of the spectrum results from asymmetric dust grains that polarize background light in such a way that the electric field vector of light is predominantly aligned along the longer axis of the grain, with these grains simultaneously aligned with the local magnetic field (Hiltner, 1949a). Complementary thermal radiation from dust (as a grey body) is linearly polarized Stein (1966), as dust grains radiate the most effectively when the electric field vector is parallel to the longer axis of the grain. This was first observed in the far-infrared (FIR) region by Cudlip et al. (1982).

When radio waves travel through the ISM, for example, through the WIM phase, they interact with free electrons in the plasma and the local magnetic field. These interactions slow down the radio wave to an extent where it begins to depend on the wavelength and the polarization direction of the wave itself. This leads to numerous observable effects, including dispersion, scintillation, and Faraday rotation. By measuring these effects, it is possible to investigate the physical properties of the plasma through which the radio wave travels. In the first order of the plasma correction, the dispersion relation tells us that the slowing down of the wave propagation, caused by thermal free electrons, increases linearly with the density of free thermal electrons and quadratically with the wavelength (Ferrière, 2020). Waves with longer wavelengths travelling through the ISM take more time to reach the telescope from the source. By measuring the time delay within a specific range of wavelengths, we can directly determine the dispersion measure of pulsars DM (integral of electron density along the path), which is the synchrotron radiation source. If we also know the distance to the pulsar and DM , we can determine the average density of free electrons in the ISM between us and the pulsar. When observing a source of synchrotron radiation with a certain circular frequency, such as the diffuse radiation from our Galaxy or a pulsar, we can observe its linearly polarized component, practically measured through the Stokes Q and U parameters. While travelling through the magneto-ionic ISM parallel to the magnetic field, the linearly polarized wave can be written as a superposition of left- and right-circularly polarized waves with the same circular frequency (Ferrière, 2020). The result is a positive phase difference between the right and left modes, indicating that at

any distance from the radio source, the right mode has advanced more in phase than the left mode. The linearly polarized wave's electric field vector has rotated by an angle concerning the initial direction at the radio source. This rotation of the plane of polarization of the linearly polarized wave is called the Faraday rotation. The angle by which the plane of polarization has rotated is proportional to the square of the wavelength. The proportionality coefficient is called the rotation measure (RM) when we have a background source of synchrotron radiation with spatially separated Faraday rotation in the magneto-ionic ISM in the foreground (known as the Faraday screen). In cases where magnetized plasma, besides causing Faraday rotation, can also be a source of linearly polarized synchrotron radiation, the proportionality coefficient is called the Faraday depth (Φ). Both quantities depend on the integral density of thermal electrons and the strength of the magnetic field component along the line of sight (B_{\parallel}) from the source to the observer, with RM (Φ) being positive if B_{\parallel} is towards the observer and negative if B_{\parallel} is away from the observer (Ferrière et al., 2021). Due to the quadratic dependence of Faraday rotation on wavelength, its impact is much more substantial at longer wavelengths (lower frequencies), leading to more significant depolarization.

There are several possible reasons for the depolarization of synchrotron radiation. The first is associated with telescope limitations, and the second is due to Faraday rotation in the magneto-ionic ISM (Sokoloff et al., 1998; Reich, 2006). Concerning telescope limitations, depolarization can be caused by the limited spectral bandwidth of the telescope and by its finite angular resolution (Sokoloff et al., 1998; Reich, 2006). On the other hand, depolarization due to Faraday rotation in the ISM can be due to turbulent magnetic fields and differential Faraday rotation in (partially) regular magnetic fields (Sokoloff et al., 1998). The most striking results of complete depolarization are narrow depolarization canals visible in various parts of the sky relative to the bright background of synchrotron radiation from our Galaxy (Wieringa et al., 1993; Duncan et al., 1999; Gray et al., 1999; Uyaniker et al., 1998; Haverkorn et al., 2000, 2004b). Their width is equal to the telescope's angular resolution. To utilize their properties, it is necessary to determine their origin correctly. The dominant process making these canals is most likely depolarization due to strong gradients and discontinuities in Faraday structures within the angular resolution of the telescope (Haverkorn et al., 2000, 2004a; Haverkorn & Heitsch, 2004). If differential Faraday rotation were the leading cause of them, it would be difficult to understand why the canals are mostly as wide as the telescope's angular resolution and why there is no significant change in the canal's position with frequency (Haverkorn et al., 2000, 2004a; Haverkorn & Heitsch, 2004).

This thesis focuses on the diffuse component of the ISM in the Milky Way, observed through a unique perspective using the LOFAR radio interferometer (van Haarlem et al., 2013). While

the intrinsic degree of polarization of synchrotron radiation is around 70%, only a few percent are observed due to depolarization effects associated with Faraday rotation and the regularity of the magnetic field along the line of sight (Jelić et al., 2014, 2015; Lenc et al., 2016; Van Eck et al., 2017, 2019). The small amount of observed polarized radiation carries valuable information about the physical properties of the magnetized plasma along the line of sight. Because of the frequency dependence of Faraday rotation and the wide frequency coverage of low-frequency instruments like LOFAR, we can perform Faraday tomography at low radio frequencies by decomposing the observed linearly polarized synchrotron radiation according to the amount of Faraday rotation it has experienced, with a Faraday depth resolution several orders of magnitude better than at GHz frequencies. Faraday tomography is used to analyze data across the entire radio range (e.g. Jelić et al., 2014, 2015; Lenc et al., 2016; Van Eck et al., 2017; Dickey et al., 2019; Thomson et al., 2019; Wolleben et al., 2019; Van Eck et al., 2019). LOFAR observations of the 3C196 field reveal a stunning diversity of structures in Galactic polarized synchrotron radiation at different Faraday depths, known as Faraday structures (Jelić et al., 2015). The most prominent features, observed for the first time, are very straight and long depolarized canals. Some are several degrees long and extend beyond the telescope’s field of view. They result from depolarization by angular resolution in regions of abrupt changes in polarization angle (Haverkorn & Heitsch, 2004). At the same time, their straightness is likely related to the projection of ordered and coherent magnetic fields on the telescope’s field of view (Jelić et al., 2018). For depolarized canals and specific Faraday structures, it has been shown that they align in the same regions as tracers of the neutral ISM (Zaroubi et al., 2015; Kalberla et al., 2017; Van Eck et al., 2017; Clark & Hensley, 2019; Bracco et al., 2020). The alignment is observed with filamentary structures visible in measurements of atomic hydrogen emission at 21 cm and with the magnetic field component in the plane of the sky obtained from polarized radiation of interstellar dust at 353 GHz (Jelić et al., 2018). A crucial and unresolved issue in the observed correlations between LOFAR-detected synchrotron polarized radiation and tracers of the neutral ISM is understanding their 3D distribution and relative positions along the line of sight. Recent studies suggest a possible connection of the observed Faraday structures with the edge of the Local Bubble (Jelić et al., 2015, 2018), a cavity around the Sun with a width of 100–200 pc (e.g. Lallement et al., 2014).

In this thesis, we have three main objectives. First, we aim to conduct Faraday tomography of the interstellar medium near the 3C196 field to explore presence of the straight depolarization canals in other areas and characterize the observed polarization’s properties and morphology. Second, we will investigate whether there is an alignment between straight depolarized canals and filamentary structures in HI and the magnetic field component in the plane of the sky within

the broader region of the 3C196 field. In this analysis, we will also use data on polarized starlight and stellar parallaxes for the first time to explore the spatial distribution of possible observed correlations as a function of distance. Finally, pulsars and Galactic RM map will be used to estimate further the distance to the ISM regions that create the observed Faraday structures and investigate the maximum distance from which the observed synchrotron radiation of the Milky Way, as observed by the LOFAR radio interferometer, originates, known as the polarization horizon. The analysis will be carried out on LOFAR observations of three fields near the 3C196 field. Field A is positioned 10° below the 3C196 field, toward the Galactic plane; field B is at a similar Galactic latitude to the 3C196 field, but 10° towards higher Galactic longitudes; and field C is in the coldest part of the northern Galactic hemisphere. For the final part of the analysis, we will use the results of the Faraday tomography of the LOFAR Two-metre Sky Survey (LoTSS, Erceg et al., 2022).

Data

We use three fields observed using LOFAR’s High Band Antennas (HBA) in January and February 2016 under the project code LC5_008: Field A (L428654), Field B (L431160), and Field C (L431596). The antenna array was used in the HBA DUAL INNER configuration, where remote stations were operated as core stations (van Haarlem et al., 2013). Each observation lasted 7 hours and 40 minutes, with a correlator integration time of 2 seconds. Observations were symmetric concerning the field’s passage through the celestial meridian and were conducted at night. The frequency range of observations was between 115 and 175 MHz, divided into 308 sub-bands, each with a width of 195.3125 kHz. The spectral resolution was 3.05 kHz. Initial processing and calibration followed the steps described in Jelić et al. (2015). First, automatic removal of unwanted Radio Frequency Interferences (RFIs) was done using AOflogger (Oftringa et al., 2010, 2012). Subsequently, the data were averaged in time and frequency. The final data had a time resolution of 12 seconds and a spectral resolution of 183 kHz because the first and last two channels, each with a width of 3.05 kHz, were removed from each frequency band. The averaged data were calibrated position-independently using Black Board Selfcal (Pandey et al., 2009). The sky model used for calibration was created using the Global Sky Model. This included all sources brighter than 1.5 Jy from the VLA Low-Frequency Sky Survey (VLSS) catalogue at 74 MHz (Cohen et al., 2007), located within 3° of the phase centres of each observation. Additionally, the data were corrected for the amount of Faraday rotation caused by Earth’s ionosphere using RM_{extract} (Mevius, 2018a,b). From the processed and calibrated data, images were created for all Stokes parameters (I , Q , U , and V) using excon (Yatawatta, 2014). Pairs of stations with mutual separations between 10 and 800 observed wavelengths were used, weighted by a Briggs scheme with a robustness parameter of zero. This resulted in

a frequency-independent angular resolution of $3.9' \times 3.6'$, defined by the Point Spread Function (PSF). Faraday tomography was performed on the obtained frequency cubes (RA, Dec, ν) using Rotation Measure (RM) synthesis. In addition to the mentioned LOFAR observations of the three fields, the analysis also utilized data from the LoTSS (Shimwell et al., 2017, 2019; Shimwell, T. W. et al., 2022). LoTSS is a survey of the northern sky conducted with the LOFAR radio interferometer in the frequency range from 120 to 168 MHz, using HBA antennas. We use for this work a mosaic of the sky presented in Erceg et al. (2022), created from 461 fields and covering approximately 3100 square degrees centred at $RA = 12$ h.

Several datasets and observations are compared with LOFAR observations, providing a wide range of information at different frequencies and wavelengths. These datasets include the Haslam map at 408 MHz (Haslam et al., 1981, 1982; Remazeilles et al., 2015), a spectral index map between 45 and 408 MHz (Guzmán et al., 2011), total (Reich & Steffen, 1981; Reich & Reich, 1986; Reich et al., 2001) and polarized intensity (Wolleben et al., 2006) at 1.4 GHz, neutral hydrogen observations (Winkel et al., 2016), synthetic neutral hydrogen maps (Clark & Hensley, 2019), polarized dust radiation at 353 GHz (Planck Collaboration Int. XIX, 2015; Planck Collaboration I, 2016), a catalogue of stars with polarized light in the visible spectrum (Heiles, 2000; Berdyugin, A. et al., 2001; Berdyugin, A. & Teerikorpi, P., 2002; Bailey et al., 2010; Berdyugin, A. et al., 2014), the Bailer-Jones catalogue with stellar distances (Bailer-Jones et al., 2018), a 3D model of dust distribution (Lallement et al., 2019), a catalogue of pulsars (Manchester et al., 2005), and a Galactic RM map (Hutschenreuter & Enßlin, 2020; Hutschenreuter et al., 2022).

Methodology

When observing our Galaxy's linearly polarized synchrotron radiation, we only obtain integrated total intensity along the line of sight without information about the local synchrotron emissivity. Similarly, the rotation measure of a given radio source provides information solely on the total amount of Faraday rotation along the line of sight between the radio source and the observer without details on the local values of thermal electrons and magnetic fields. In this thesis, we aim to obtain information about the 3D magneto-ionic structure in the ISM. When synchrotron radiation and Faraday rotation along the line of sight are spatially intertwined, the complex polarized intensity $P(\lambda^2)$ measured at a given wavelength λ is a superposition of polarized radiation originating at each distance r along the line of sight, i.e., at each Faraday depth $\Phi(r)$, and rotated by the Faraday effect by an angle $\Delta\psi(r) = \Phi(r)\lambda^2$ (Burn, 1966). Since the amount of Faraday rotation varies with the square of the wavelength, polarized intensities measured at different wavelengths correspond to different combinations of all contributions along the line of sight, providing different pieces of information. Therefore, the idea is to measure

the polarized intensity of radiation at as many wavelengths as possible and convert its change with λ^2 into Faraday depth Φ . This is done by Fourier-transforming the measured complex polarized intensity $P(\lambda^2)$. This process of transitioning from λ^2 space to Φ space is called RM synthesis. RM synthesis is limited by the width of the λ^2 distribution of observations $\Delta\lambda^2$, the channel width $\delta\lambda^2$, and the minimum of the λ^2 distribution λ_{\min}^2 . All three parameters are related to three physical quantities in Faraday space (Brentjens & de Bruyn, 2005). The first quantity is the maximum detectable Faraday depth, the second quantity is the largest Faraday structure to which we are sensitive in Faraday space, and the last quantity is the Faraday space resolution determined by the width of the main peak of the RMSF (Rotation Measure Spread Function), defining the minimum distance between two Faraday structures to distinguish them as two different structures. To perform RM synthesis (Faraday tomography), this study uses `rmsynthesis` (Brentjens & de Bruyn, 2005) applied to the Stokes Q and U frequency cubes. The resulting data cubes are called Faraday cubes (RA, Dec, Φ) or RM cubes.

For quantitative analysis of linear structures in this work (depolarization canals in LOFAR observations and neutral hydrogen filaments), we use the Rolling Hough Transform (RHT) algorithm (Clark et al., 2014). The RHT algorithm is a modification of the Hough Transform (HT) algorithm (Hough, 1962), used to detect straight structures in two-dimensional images. This modification considers the probability that any pixel in the image is part of a coherent linear structure. This prior enables us to quantify the linearity of areas in the sky without specifying linear structures as discrete entities. The RHT gives us a value of $R(\theta, x, y)$, where θ is the angle of the parameterized straight line, and x and y are the coordinates of the pixels along the coherent linear structure. To visualize the result of the RHT, i.e., to display the detected structures, it is necessary to integrate the intensity function $R(\theta, x, y)$ over the angle θ , resulting in $R(x, y)$. The RHT algorithm uses three input parameters. The first one is the smoothing kernel diameter (D_K), which controls the suppression of structures on large scales. The second parameter defines the rolling window diameter (D_W), and the last one is the intensity threshold (Z), which represents the minimum number of pixels (within the rolling window) in a specific direction θ needed to be considered as a part of the same linear structure.

The `Montage` software package combines multiple different observations into a single mosaic (LoTSS, LOFAR observations in the surroundings of the 3C196 field and EBHIS observations in the area of analyzed fields A, B, and C). This package can work with various celestial projections, preserving the flux when transforming from one projection to another.

Faraday tomography

To perform Faraday tomography, we applied `rmsynthesis` (Brentjens & de Bruyn, 2005) to the Stokes Q and U images of the 170 sub-bands, which had comparable noise levels (\lesssim

2.5 mJy PSF⁻¹). These 183 kHz sub-bands covered frequencies between 115 and 150 MHz. Resolution in Faraday depth is 1.8 rad m⁻² and the final cubes covered a Faraday depth range from -25 to +25 rad m⁻² in 0.25 rad m⁻² steps. The noise is comparable between Fields A and B, while in the case of Field C, it is ~ 1.2 times lower.

The emission spans Faraday depths from -6 to +8 rad m⁻² in Field A, from -4 to +8 rad m⁻² in Field B, and from +5 to +15 rad m⁻² in Field C. The average brightness temperature of the polarized emission in Field A is 5 K, in Field B, it is 1.5 K, and in Field C, it is 0.6 K. The polarization fraction in Field A is $p = 1.1\% \pm 0.7\%$, while Fields B and C show a lower polarization fraction with values $p = 0.5\% \pm 0.3\%$ and $p = 0.2\% \pm 0.1\%$, respectively. The observed morphology of emission differs in each field. It is richest in Field A, where we observe three distinct groups of structures at different Faraday depths. A cross-like structure dominates the morphology in Field B, while in Field C, it is very faint, patchy, and diffuse. While all three fields show a complex system of straight depolarization canals, they are more prominent in Fields A and B than in Field C. A likely explanation is that we observe less emission in Field C than in the other two fields. These depolarization canals are associated with the effect of beam depolarization in regions of abrupt changes in polarization angle. The depolarization canals we observe extend to a few degrees in length and resemble those observed in the 3C196 field (Jelić et al., 2015).

Multi-frequency analysis of straight depolarization canals

We focused on the characteristics of the depolarization canals. We compared their orientations with that of HI filaments and with the plane-of-the-sky magnetic field component using the RHT. There is a clear alignment between the three distinct ISM tracers in Fields A and B. The observed orientation in Field A is similar to that observed in the 3C196 field (Jelić et al., 2018). The dominant orientation of the depolarization canals in Field B is $\sim 15^\circ$ more inclined concerning the Galactic plane than in Field A and in the 3C196 field. The alignment found for the HI filaments selected by the RHT is mainly associated with CNM structures (Clark et al., 2014) aligned to the depolarization canals. This supports the result reported by Bracco et al. (2020) in the same fields of view but considering polarized intensity.

Furthermore, we used an innovative analysis that compares the orientation of the depolarization canals with that of the optical polarization angle detected towards stars. In Field B, we observed two groups of stars at distances below and above 200 pc that probe distinct magnetic field orientations. These are both comparable with the orientations of the depolarization canals in the same field. The depolarization canals trace the same change in the magnetic field as probed by the stars. This change occurs at ~ 200 pc, a distance that is compatible with the edge of the Local Bubble. This is also supported by 3D maps of the (local) ISM from measure-

ments of starlight extinction by interstellar dust (Lallement et al., 2019), where the extinction increases mainly between 150 and 300 pc. The change in magnetic field traced by the stars and the depolarization canals is also present in the orientations of the HI filaments presented in this work. The HI filaments show an alignment over several velocity channels and a coherent change in their orientations towards the highest velocities. As discussed by Clark (2018) and Clark & Hensley (2019), this behaviour is expected if the magnetic field is coherent, mainly in the plane of the sky, but twisted along the line of sight. This is supported by the higher value of the synthetic HI polarization fraction (p_{HI}) in this field, calculated from the velocity-integrated synthetic HI Stokes parameters maps (Clark & Hensley, 2019).

Field A also shows a higher p_{HI} than the all-sky average, as is reported for the 3C196 field (Clark & Hensley, 2019). Therefore, the observed alignment between the ISM tracers reported in this work (Fields A and B) and in the 3C196 field (Zaroubi et al., 2015; Jelić et al., 2018; Bracco et al., 2020) indicates a common, very ordered magnetic field with a dominant component in the plane of the sky, which probably shapes the observed morphology in a wide-field area of the sky connecting these three fields. In contrast, this is not the case in Field C. We do not observe a clear correlation between the ISM tracers there; p_{HI} is smaller than the all-sky average, and the plane of the sky magnetic field component probed by the *Planck* is less ordered. Hence, the dominant magnetic field component in Field C is probably not so much in the plane of the sky, and it is more random than ordered.

To conclude, multi-tracer analyzes of Faraday tomographic data are inevitable if distances to the observed structures are to be constrained and the 3D nature of the magnetic field is to be understood. The magnetic field needs to be ordered with a dominant component in the plane of the sky to observe a correlation between different tracers of the multiphase ISM. By combining Faraday tomographic data with starlight polarization data, we were able, for the first time, to directly estimate the distance to the observed depolarization canals in the LOFAR data. The straight depolarization canals change orientation at the edge of the Local Bubble.

Polarization horizon

In radio polarimetric observations, the polarization horizon refers to the distance beyond which the polarized signal becomes too weak due to depolarization to be detected. In other words, it is the maximum distance up to which a telescope can measure polarized radiation. The polarization horizon is influenced by various effects, including the interaction of polarized radiation with the magneto-ionic ISM through Faraday rotation, dispersion, absorption, and scattering, as well as, the telescope's sensitivity. In our case, we are interested in the polarization horizon of the LOFAR radio interferometer.

Pulsars are a good test for investigating the properties of the ISM through signal dispersion,

quantified as the dispersion measure (DM), and through the observation of their linearly polarized synchrotron radiation. This radiation is visible in the Faraday spectrum for some pulsars, detected by LOFAR as point sources. If we observe surrounding diffuse polarized radiation at a specific Faraday depth in addition to the pulsar itself, it can help us determine the polarization horizon. This is achieved by ensuring that not only the pulsar is visible in the Faraday spectrum, but that we also know a distance to it. In our case, we selected pulsars with distances determined by direct measurements, independently of the electron model of the Galaxy. Using the ATNF pulsar catalogue (Manchester et al., 2005), we found three such distinct pulsars in the LoTSS field, which can be simultaneously seen in the Faraday spectrum of the same area (Erceg et al., 2022). Visual inspection confirmed that, in addition to the point-like pulsar, there is diffuse polarized radiation at different Faraday depths over a broader spatial area.

In directions of two pulsars, J1012+5307 and J1544+4937, we detect diffuse radiation at Faraday depths matching the Galactic RM values, which provide the total Faraday rotation along the line of sight through the whole Galaxy. This means that the bulk of the Faraday rotation in our Galaxy in the direction of pulsar J1012+5307 comes from a distance between 600 and 900 pc, and in the direction of pulsar J1544+4937, it comes from a distance between 2000 and 5000 pc. As for the pulsar B1508+55, the Galactic RM is significantly larger than the Faraday depth at which the pulsar is located. However, diffuse polarized radiation is still present at these Faraday depths along the line of sight. This indicates that most of the Faraday rotation in our Galaxy along that line of sight comes from distances greater than the location of pulsar B1508+55, i.e., between 2000 and 2200 pc. Since we detect diffuse polarized radiation at Faraday depths that match the Galactic RM map in the same direction, it can be concluded that the LOFAR polarization horizon for that line of sight is much greater than the distance at which pulsar B1508+55 is located.

Conclusion

We conducted Faraday tomography of the ISM in three different fields, A, B, and C, within the broader region of the already explored 3C196 field. The observations were performed using the LOFAR radio interferometer in the frequency range from 115 to 175 MHz, followed by the RM synthesis to disentangle the detected linearly polarized synchrotron radiation of our Galaxy as a function of Faraday depth. As it passes through the magneto-ionic ISM, linearly polarized radiation interacts with thermal electrons and the magnetic field along the line of sight, undergoing Faraday rotation. The rotation effect on the plane of polarization is proportional to the square of the wavelength, with the proportionality constant depending on the number of free electrons and the strength of the magnetic field component along the line of sight. In all three fields, a rich morphology of radiation was observed, with brightness temperatures ranging from

~ 1 K in the cold Field C to over ~ 5 K in Field A. Polarization levels vary from approximately $\sim 0.2\%$ in Field C to more than $\sim 1\%$ in Field A, indicating that radiation depolarization is strongest in the direction of Field C.

Straight depolarization canals are the most striking features in the images that display the maxima along the Faraday spectrum of polarized intensity. These are locations where the radiation is at the noise level and is mainly caused by depolarization due to the angular resolution of the radio interferometer. Motivated by the correlation between the orientations of depolarization canals, neutral hydrogen filaments, and the magnetic field component in the plane of the sky in the 3C196 field, we conducted a similar analysis to see if this correlation extends beyond that field. Using the RHT analysis for detecting linear structures in the images, we found a correlation in orientation concerning the plane of our Galaxy between depolarization canals and neutral hydrogen filaments. Interestingly, given that LOFAR is sensitive to the ionized ISM directly through the detection of synchrotron radiation and that neutral hydrogen is an indicator of the neutral ISM, it is fascinating that various interactions lead to the alignment of different phases. Additionally, by analyzing the magnetic field in the plane of the sky through thermal dust emission, whose polarization is perpendicular to the local magnetic field, we found that it is also correlated with depolarization canals and neutral hydrogen. The alignment of different ISM phases is present in Fields A and B, and in Field C, we cannot draw a specific conclusion due to the lack of synchrotron radiation, although the tendency is the same. A complementary method for determining the orientation of the magnetic field, in addition to the one obtained by rotating the orientation of thermal dust emission by 90° , is the polarized light from stars due to the same aspherical dust grains. By comparing the orientation of polarized starlight in Field B with the orientation of depolarization canals in the same field and knowing the distances to the stars, we determined the distance to depolarization canals for the first time. It turns out that depolarization canals follow changes in the magnetic field orientation, just like stars and their polarized light. The distance at which this change in the orientation of the magnetic field occurs is approximately 200 pc, which corresponds to the edge of the Local Bubble.

Motivated by the determined distance to Faraday structures in Field B, we were also interested in the polarization horizon of these radio polarimetric observations, i.e., that of the LOFAR radio interferometer. Since pulsars are strong sources of linearly polarized synchrotron radiation, they can also be seen in the Faraday spectrum of LOFAR observations in the LoTSS field. By knowing the exact distance to pulsars, we could compare the Faraday depths of diffuse radiation where pulsars are located with the Faraday depths achieved by Faraday rotation across our entire Galaxy, whose values are given in the Galactic RM map. We concluded that LOFAR is sensitive to polarized radiation much farther away than a few hundred parsecs (as obtained

in Field B). For two pulsars, J1012+5307 and J1544+4937, the detected diffuse radiation was influenced by the amount of Faraday rotation seen by the Galactic *RM* map. In other words, almost all the Faraday rotation in our Galaxy in that direction occurs between the pulsars and us. This corresponds to distances between 600 and 900 pc for the line of sight towards pulsar J1012+5307 and distances between 2000 and 5000 pc for the line of sight towards pulsar J1544+4937. On the other hand, in the direction of the third pulsar, B1508+55, which is located at distances between 2000 and 2200 pc, the Faraday spectrum shows that there is diffuse radiation at much greater Faraday depths than the pulsar itself, comparable to a value in the Galactic *RM* map. This indicates that LOFAR can detect linearly polarized radiation from distant parts of our Galaxy for a given line of sight, meaning that the polarization horizon can be significant.

Keywords: Interstellar medium, neutral hydrogen, dust, magnetic field, synchrotron radiation, Faraday rotation, RM synthesis, depolarization canals, RHT, polarization horizon

Sadržaj

1	Uvod	1
1.1	Mliječna staza	4
1.2	Međuzvjezdana tvar	6
1.2.1	Neutralni vodik (HI)	8
1.2.2	Prašina	10
1.3	Sinkrotronsko zračenje	18
1.3.1	Stokesovi parametri	22
1.4	Širenje radiovalova kroz ISM	23
1.4.1	Disperzija radiovalova	24
1.4.2	Faradayeva rotacija	26
1.5	Depolarizacija sinkrotronskog zračenja	31
1.5.1	Depolarizacija konačnom spektralnom rezolucijom	33
1.5.2	Depolarizacija kutnom rezolucijom	33
1.5.3	Depolarizacija turbulentnim magnetskim poljem	35
1.5.4	Depolarizacija diferencijalnom Faradayevom rotacijom	36
1.6	Radiointerferometar	37
1.6.1	LOFAR	50
1.7	Motivacija za ovaj rad	53
2	Podaci	58
2.1	LOFAR-ova promatranja	58
2.1.1	Polja A, B i C	58
2.1.2	LoTSS	61
2.2	Ostali podaci	62
2.2.1	Haslamova mapa na 408 MHz	63
2.2.2	Mapa spektralnog indeksa između 45 i 408 MHz	63
2.2.3	Ukupni i polarizirani intenzitet na 1.4 GHz	64
2.2.4	Neutralni vodik (HI)	64
2.2.5	Sintetičke mape neutralnog vodika	65
2.2.6	Prašina na 353 GHz	66
2.2.7	Polarizirana svjetlost zvijezda	67
2.2.8	Bailer-Jones katalog	68
2.2.9	3D raspodjela prašine	68
2.2.10	Katalog pulsara	69

2.2.11	RM mapa Mliječne staze	70
3	Metodologija	71
3.1	Faradayeva tomografija	71
3.2	RHT analiza	76
3.3	Izrada mozaika	79
4	Faradayeva tomografija	81
4.1	Polja A, B i C	81
4.2	Temperatura sjaja i stupanj polarizacije	85
4.3	Sažetak i zaključci poglavlja	87
5	Multifrekvencijska analiza ravnih depolariziranih kanala	88
5.1	Depolarizirani kanali	88
5.1.1	Orijentacija depolariziranih kanala	88
5.1.2	Usporedba s orijentacijom filamenata neutralnog vodika	91
5.1.3	Usporedba s komponentom magnetskog polja u ravnini neba	94
5.2	Polarizirana svjetlost zvijezda i udaljenosti	96
5.3	Sažetak i zaključci poglavlja	100
6	Horizont polarizacije	104
6.1	Pulsari kao proba horizonta polarizacije	104
6.2	Sažetak i zaključci poglavlja	112
7	Zaključak	113
	Literatura	115
	Životopis	123

Popis slika

1.1	Glavne komponente galaktičkog difuznog zračenja iz prednjeg plana	2
1.2	Skica Mliječne staze gledano s bočne strane.	4
1.3	HI4PI mapa gustoće stupca neutralnog vodika u našoj galaksiji	9
1.4	HI na velikim galaktičkim širinama.	10
1.5	Ekstinkcijske krivulje izračunate koristeći F99 parametrizaciju	12
1.6	<i>Planckova</i> mapa cijelog neba u ukupnom intenzitetu na 353 GHz	14
1.7	Na lijevom grafu prikazan je udio polarizacije kao funkcija ekstinkcije	16
1.8	Dipolna prostorna raspodjela snage Larmorovog zračenja	18
1.9	Spektar homogenog cilindričnog sinkrotronskog izvora	20
1.10	IAU (skraćeno od engl. <i>International Astronomical Union</i>)	27
1.11	Prikazan je način na koji vektor električnog polja	29
1.12	Relativne pozicije područja duž doglednice u kojima nastaje sinkrotronsko	32
1.13	Ilustracija depolarizacije kutnom rezolucijom teleskopa	33
1.14	Skica koja prikazuje promjenu od F s obzirom na transverzalnu udaljenost	34
1.15	Minimalni stupanj polarizacije u kanalu proizveden gradijentom od F	35
1.16	Varijacija Stokesovih Q (puna linija) i U (isprekidana linija) parametara	36
1.17	Koordinatni sustav interferometra	39
1.18	Desni koordinatni sustavi korišteni za opis osnovnih linija radiointerferometra	39
1.19	Interferometar koji se sastoji od dva identična senzora	41
1.20	Na lijevoj strani nalaze se po jedna osnovna linija	43
1.21	Isto sve kao na slici 1.20, ali uključujući pet osnovnih linija različitih duljina	44
1.22	PSF-ovi za radiointerferometre koji se sastoje od dvije, tri ili četiri antene	46
1.23	Na vrhu je jednostavna funkcija koja opisuje osvjetljenost otvora antene	47
1.24	LBA (lijevo) i HBA (desno) antene.	51
1.25	Skice triju tipova LOFAR-ovih stanica s lijeva na desno	51
1.26	Središnji dio radiointerferometra LOFAR (Superterp) u Nizozemskoj.	52
1.27	Na lijevom grafu prikazan je promjer vidnog polja	52
1.28	LOFAR-om detektirano polarizirano sinkrotronsko zračenje u polju 3C196	56
1.29	Usporedba orijentacija ravnih depolariziranih kanala	56
2.1	Stereografska projekcija dijela Haslamove mape na 408 MHz	59
2.2	Količina Faradayeve rotacije uzrokovane ionosferom	60
2.3	Šum u Stokes Q i U frekvencijskim kockama	61
2.4	Haslamova mapa u Mollweide projekciji	63

2.5	Mapa spektralnog indeksa u Mollweide projekciji	64
2.6	EBHIS-ova mapa gustoće stupca neutralnog vodika u Mollweide projekciji	65
2.7	Stokes Q (gore) i Stokes U (dolje) sintetičke mape neutralnog vodika	66
2.8	Stokes Q (gore) i Stokes U (dolje) mape termalnog zračenja prašine	67
2.9	Gustoća prašine duž galaktičke ravnine iz 3D raspodjele.	69
2.10	Srednja vrijednost (gore) i nepouzdanost (dolje) RM mape Mliječne staze	70
3.1	Tri instrumentalna parametra koji određuju svojstva Faradayevog prostora.	73
3.2	Primjer RM sinteze za umjetnu funkciju Faradayeve disperzije $F(\Phi)$	74
3.3	Skica koja prikazuje odnos između linearno polariziranog zračenja	75
3.4	Parametrizacija pravca u HT algoritmu.	77
3.5	U prvom koraku RHT algoritma radi se zaglađivanje izvorne slike	78
4.1	Apsolutna vrijednost $RMSF$ -a za polje A (crna) i za polja B i C (crvena).	82
4.2	Maksimum Faradayevog spektra u polariziranom intenzitetu	84
5.1	RHT analiza napravljena na invertiranim slikama	90
5.2	Isto kao na slici 5.1, ali za polja B (gore) i C (dolje).	91
5.3	RHT analiza napravljena na temperaturi sjaja od HI na svakom kanalu brzine	93
5.4	Lijevi stupac prikazuje silnice komponente magnetskog polja u ravnini neba	95
5.5	Položaj zvijezda u polju B.	98
5.6	Graf kutova i udaljenosti za polje B.	99
5.7	Sažetak rezultata (vidjeti slike 5.1 – 5.4) prikazuje usporedbu orijentacije	100
5.8	Slika maksimalnog polariziranog intenziteta s označenim područjima polja	102
6.1	Slika maksimalnog polariziranog intenziteta polja LoTSS	105
6.2	Faradayev spektar u smjeru pulsara J1012+5307	107
6.3	Isto kao na slici 6.2, ali za pulsar B1508+55.	107
6.4	Isto kao na slici 6.2, ali za pulsar J1544+4937.	108
6.5	Polarizirani intenzitet na različitim Faradayevim dubinama za pulsar J1012+5307.	109
6.6	Polarizirani intenzitet na različitim Faradayevim dubinama za pulsar B1508+55.	110
6.7	Polarizirani intenzitet na različitim Faradayevim dubinama za pulsar J1544+4937.	111

Popis tablica

1.1	Različite faze definirane temperaturom T i udjelom ionizacije	7
2.1	Pregled parametara promatranja od tri LOFAR-HBA promatranja.	59
4.1	Šum u Faradayevim kockama promatranih polja	82
4.2	Pregled temperature sjaja i Faradayeve dubine	86
5.1	Lista svih 25 zvijezda u polju B koje su korištene za analizu	97
6.1	Parametri sva tri analizirana pulsara	106

Poglavlje 1

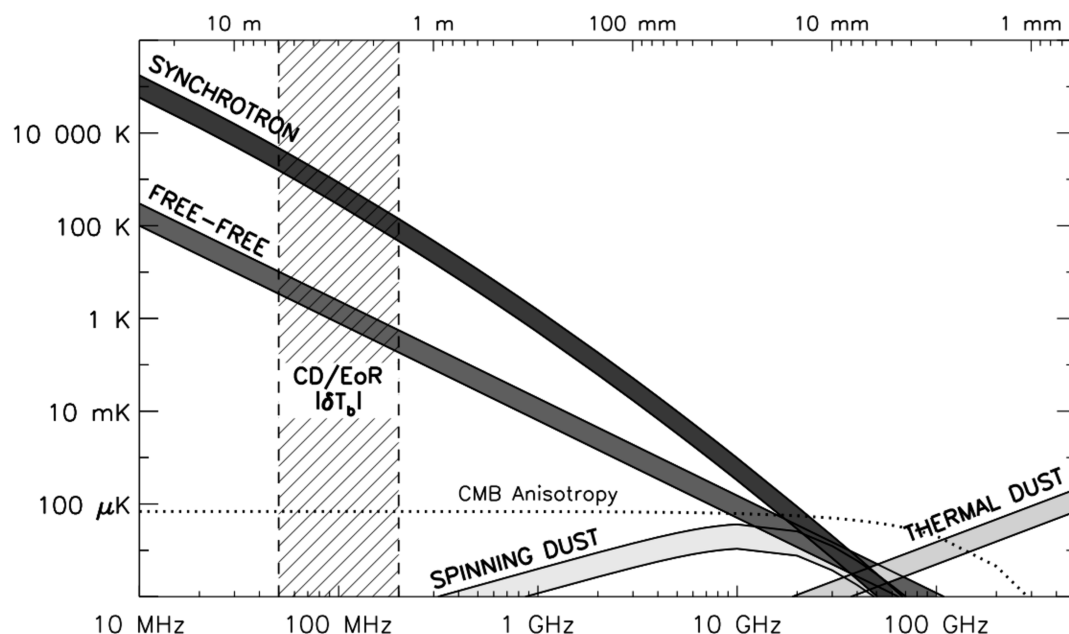
Uvod

Oko 380000 godina nakon velikog praska (engl. *Big Bang*), temperatura svemira pala je ispod 3000 K što je dovoljno da se ioni i elektroni rekombiniraju u neutralni vodik i helij (teži elementi su zanemarivi). Svemir je tada ušao u tamno doba (engl. *Dark Ages*) te su fotoni i barionska tvar razdvojeni, fotoni su slobodni i danas ih detektiramo u mikrovalnom području kao kozmičko pozadinsko zračenje (engl. *Cosmic Microwave Background*, skraćeno CMB; npr. Bennett et al., 2013; Planck Collaboration et al., 2020a). Otprilike 400 milijuna godina nakon velikog praska pojavljuju se prvi izvori zračenja (zvijezde i mini kvazari pogonjeni srednje masivnim crnim rupama) i ulazimo u kozmičku zoru (engl. *Cosmic Dawn*, skraćeno CD). Ti izvori počinju ionizirati okolni prostor (uglavnom vodik) čime je započelo doba pod nazivom epoha reionizacije (engl. *Epoch of Reionization*, skraćeno EoR). U sljedećih 600 milijuna godina plin u neutralnom obliku prelazi u gotovo potpuno ionizirani oblik. No, ovdje se postavljaju mnoga pitanja u vezi ionizacije svemira. Na primjer, ne znamo što je kontroliralo stvaranje prvih izvora zračenja i koliko su ionizirajućeg zračenja isti proizvodili. Također, nije jasno kako su se ionizacijski mjehurići širili u međugalaktički prostor i što su ionizirali prvo, područja visoke ili područja niske gustoće. Odgovore na ova i mnoga druga pitanja pokušavaju dati suvremena istraživanja u kozmologiji, stvaranju galaksija, aktivnosti kvazara i u fizikalnim svojstvima starih zvijezda (npr. Barkana & Loeb, 2001; Ciardi & Ferrara, 2005; Furlanetto et al., 2006).

Direktni način rješavanja kozmoloških pitanja oko CD-a i EoR-a je promatranje neutralne vodikove linije valne duljine od 21 cm ($\nu_0 = 1420$ MHz; vidjeti potpoglavlje 1.2.1) kojom se može ispitati razvoj količine neutralnog vodika (HI^1) kroz povijest svemira (Mesinger, 2019). Zbog crvenog pomaka z (engl. *redshift*²), danas taj kozmološki signal ima valnu duljinu od

¹Ionizacijska stanja obično se obilježavaju rimskim brojevima. Na taj način je neutralni vodikov atom HI, a prvo ionizacijsko stanje vodika je HII (proton).

² $1 + z = \frac{\lambda}{\lambda_0}$ ili $1 + z = \frac{\nu_0}{\nu}$, gdje je z crveni pomak, a indeks 0 označava valnu duljinu odnosno frekvenciju u sustavu mirovanja.



Slika 1.1: Glavne komponente galaktičkog difuznog zračenja iz prednjeg plana dane u ukupnom intenzitetu kao funkcija frekvencije: (i) sinkrotronsko zračenje od kozmičkih elektrona; (ii) slobodno-slobodno zračenje difuznog ioniziranog plina; (iii) termalno zračenje prašine i (iv) brzorotirajuće čestice prašine. Sinkrotronsko zračenje dominira na frekvencijama ispod ~ 10 GHz, dok termalno zračenje prašine dominira na frekvencijama iznad ~ 100 GHz. Duž cijelog frekvencijskog područja CD/EoR eksperimenata, sinkrotronsko zračenje naše galaksije je 3–4 reda veličine jače u ukupnom intenzitetu i 2–3 reda veličine jače u fluktuacijama nego kozmološki signal ($|\delta T_b|$). Za CMB eksperimente postoji područje oko 70 GHz gdje su anizotropije CMB-a relativno sjajnije u odnosu na galaktičko zračenje iz prednjeg plana. Preuzeto iz Mesinger (2019).

nekoliko metara što odgovara frekvencijama od 30 do 200 MHz ($46 \gtrsim z \gtrsim 6$) i pokušava ga se detektirati različitim radiointerferometrima³ kao što su MWA (skraćeno od engl. *Murchison Widefield Array*, Wayth et al., 2018), HERA (skraćeno od engl. *Hydrogen Epoch of Reionization Array*, DeBoer et al., 2017), LOFAR (skraćeno od engl. *LOW Frequency ARray*, van Haarlem et al., 2013) i u bliskoj budućnosti SKA (skraćeno od engl. *Square Kilometer Array*, Koopmans et al., 2015), te radioteleskopima kao što je EDGES (skraćeno od engl. *Experiment to Detect Global EoR Signature*, Bowman et al., 2018).

Detekcija kozmološkog signala nije jednostavna zbog raznih prepreka. Jedna od njih je zračenje iz prednjeg plana koje dominira na niskim radiofrekvencijama. Ono može biti podijeljeno u dvije glavne kategorije: (i) galaktičko zračenje iz prednjeg plana, a to su uglavnom sinkrotronsko zračenje (vidjeti potpoglavlje 1.3) i u manjem obimu tzv. slobodno-slobodno (engl.

³Radioteleskop je jedna antena, a radiointerferometar se sastoji od barem dvije antene.

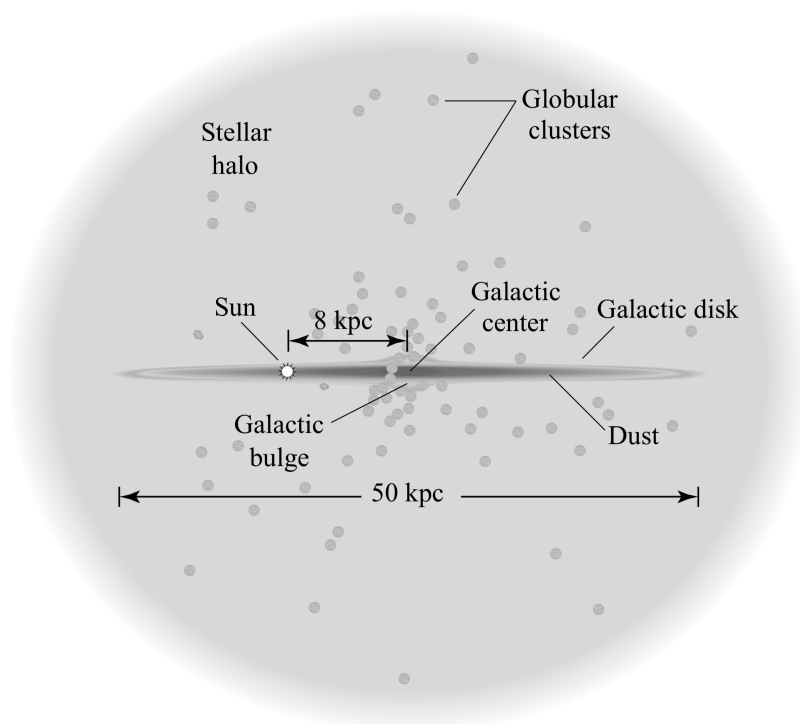
free-free) zračenje⁴ u našoj galaksiji; (ii) izvangalaktičko zračenje iz prednjeg plana povezano s aktivnim galaktičkim jezgrom (engl. *Active Galactic Nuclei*, skraćeno AGN) i radiozračenjem u galaksijama u kojima je aktivno stvaranje novih zvijezda, i nešto manje s radiohaloima i ostacima. Galaktičko zračenje iz prednjeg plana dominira na kutnim skalama većim od jednog stupnja i njegov doprinos u ukupnom intenzitetu na 150 MHz je oko 70%, dok izvangalaktičko zračenje iz prednjeg plana dominira na malim kutnim skalama i njegov doprinos na istoj frekvenciji je oko 30% (Mesinger, 2019). Za obje komponente očekuje se da su spektralno glatke zbog dominantne sinkrotronske prirode. Naime, sinkrotronsko zračenje je dominantno na frekvencijskom području od nekoliko desetaka MHz do nekoliko desetaka GHz, a u području iznad toga počinje dominirati slobodno-slobodno zračenje i termalno zračenje prašine što je vidljivo na slici 1.1. U usporedbi s kozmološkim signalom, zračenje iz prednjeg plana je tri ili četiri reda veličine sjajnije u ukupnom intenzitetu (Mesinger, 2019) što je bitno kod radioteleskopa jer oni mjere ukupnu vrijednost signala (npr. EDGES). Ako se promatraju fluktuacije kozmološkog signala, onda je on slabiji za dva ili tri reda veličine nego fluktuacije zračenja iz prednjeg plana (Mesinger, 2019), a to utječe na radiointerferometrijska mjerenja koji pri promatranjima mjere fluktuacije signala (npr. LOFAR, MWA ili SKA).

Vidimo da je jako bitno dobro poznavati zračenje iz prednjeg plana koje dominira na niskim radiofrekvencijama kako bi se uspio detektirati kozmološki signal. U ovom radu koncentriramo se na sinkrotronsko zračenje naše galaksije koje je samo po sebi znanstveni izazov za proučavanje. Konkretno, glavna tema je sinkrotronsko zračenje u polariziranom intenzitetu koje, prolazeći kroz međuzvjezdanu tvar (engl. *InterStellar Medium*, skraćeno ISM) na putu do nas, međudjeluje sa slobodnim elektronima i magnetskim poljima. Potpis te interakcije vidljiv je u promatranjima radiointerferometrom LOFAR i omogućava nam analizu magnetsko-ionskog ISM-a. Budući da se u ovom radu proučava sinkrotronsko zračenje i ISM u našoj galaksiji, slijedi kratki opis iste u potpoglavlju 1.1. Nakon toga, u potpoglavlju 1.2 dan je pregled temeljnih karakteristika ISM-a kao što su faze i vrste tvari koja je sadržana u njemu. Potom se objašnjava nastanak i svojstva sinkrotronskog zračenja u potpoglavlju 1.3 te širenje radiovalova kroz, i njihovo međudjelovanje s ISM-om u potpoglavlju 1.4. Linearno polarizirano sinkrotronsko zračenje na putu do detektora može zbog raznih razloga biti depolarizirano što je opisano u potpoglavlju 1.5. Ono se detektira radiointerferometrom, a princip rada istog i način nastajanja radioslike promatranja dan je u potpoglavlju 1.6. Na kraju, u potpoglavlju 1.7, izlaže se motivacija za istraživanje.

⁴Elektron je pri prolasku pored iona prije i nakon Coulombovog međudjelovanja ($|\dot{v}| = \frac{F}{m_e} = \frac{Ze^2}{m_e r^2}$, gdje je m_e masa elektrona, $\pm Ze$ naboj iona s manjkom/viškom Z elektrona i r udaljenost između elektrona u prolazu i iona) slobodan pa od tuda naziv slobodno-slobodno zračenje.

1.1 Mliječna staza

Sunce je samo jedna od oko 200 milijardi zvijezda u našoj galaksiji zvanoj Mliječna staza. Temeljeno na različitim podacima kao što su mapiranje zvijezda i informacije o njihovim udaljenostima, npr. Bailer-Jones katalog (Bailer-Jones et al., 2018) koji je baziran na drugom izdanju podataka satelita *Gaia* (engl. *Gaia Data Release 2*, skraćeno GDR2; Gaia Collaboration et al., 2018), astronomi su uspjeli napraviti model Mliječne staze. Ovaj model i dalje nije potpun te se mijenja kako dolaze nove informacije i podaci. Slijedi kratki opis morfologije Mliječne staze onako kako ju trenutno razumijemo.



Slika 1.2: Skica Mliječne staze gledano s bočne strane. Preuzeto iz Carroll & Ostlie (2017).

Mliječna staza je spiralna galaksija, a skica iste dana je na slici 1.2. Sunce je smješteno u galaktičkom disku na udaljenosti od $R_0 = 8$ kpc od galaktičkog centra (Carroll & Ostlie, 2017). Ovaj disk može se vidjeti na noćnom nebu kao svijetli pojas velikog broja zvijezda. Promjer diska, uključujući prašinu, plin i zvijezde, je otprilike 50 kpc (Carroll & Ostlie, 2017). Luminozitet diska je oko $(15 - 20) \times 10^9 L_\odot$ ⁵, dok je masa zvijezda u disku oko $60 \times 10^9 M_\odot$ ⁶ (Sparke & Gallagher, 2007). Disk ima dva područja koja se zovu tanki (engl. *thin*) i debeli

⁵ L_\odot je luminozitet Sunca.

⁶ M_\odot je masa Sunca.

(engl. *thick*) disk. Tanki disk sadrži 95% zvijezda u disku koje su uglavnom mlade i masivne te je visina vertikalne skale (engl. *vertical scale height*⁷) jednaka $z_{thin} \simeq 350$ pc (Carroll & Ostlie, 2017). Debeli disk sadrži stariju populaciju zvijezda što znači da su siromašnije težim elementima. Visina vertikalne skale debelog diska je $z_{thick} \simeq 1000$ pc (Carroll & Ostlie, 2017). Većina plina i prašine nalazi se unutar 90 pc (visina vertikalne skale) od galaktičke središnje ravnine (Carroll & Ostlie, 2017). Kada se promatraju neutralni vodik i mladi objekti kao što su O i B zvijezde, uočava se spiralna struktura s nekoliko spiralnih krakova. Promatranjem drugih spiralnih galaksija došlo se do zaključka da su krakovi mjesta u kojima se događa stvaranje novih zvijezda, a da su starije zvijezde imale vremena "iskliznuti" iz samih krakova.

Prema centru galaksije možemo vidjeti svijetla područja kao ispupčenje (engl. *bulge*) ispod i iznad diska. Ispupčenje je gusta nakupina zvijezda u čijem se središtu nalazi crna rupa s masom od $M_{BH} \simeq 4 \times 10^6 M_{\odot}$. Luminozitet ispupčenja je oko $5 \times 10^9 L_{\odot}$, a masa zvijezda u istomu je oko $20 \times 10^9 M_{\odot}$ (Sparke & Gallagher, 2007). Temeljeno na kemijskoj zastupljenosti elemenata, ispada da postoje tri starosne grupe zvijezda u tom području: jedna skupina zvijezda je mlađa od 200 milijuna godina, druga grupa je između 200 milijuna i 7 milijardi godina starosti i posljednja grupa zvijezda je starija od 7 milijardi godina (Carroll & Ostlie, 2017).

Posljednja vidljiva komponenta Mliječne staze je zvjezdani halo (engl. *stellar halo*) u kojemu se nalaze kuglasti skupovi⁸ i samostalne zvijezde koje imaju veliku komponentu brzine okomitu na galaktičku ravninu. Poznato je oko 150 kuglastih skupova čije udaljenosti od centra galaksije variraju između 500 pc i 120 kpc (Carroll & Ostlie, 2017). Stariji kuglasti skupovi (siromašni metalima⁹) sferno su raspoređeni oko centra galaksije do velikih udaljenosti dok se mlađi kuglasti skupovi (bogati metalima) nalaze uglavnom blizu ravnine galaksije.

Kada se zbroje mase svih vidljivih komponenti Mliječne staze, ukupna masa je oko $9 \times 10^{10} M_{\odot}$ (Carroll & Ostlie, 2017). Ova vrijednost je u slaganju s orbitalnim gibanjem Sunca oko galaktičkog centra ($v_{\odot} = 220 \text{ km s}^{-1}$), ali ne objašnjava orbitalna gibanja zvijezda i plina na većim udaljenostima od Sunca. Naime, rotacijska krivulja naše galaksije ne pokazuje predviđeni pad izvan udaljenosti R_0 u iznosu od $v \propto R^{-1/2}$ (Keplerovo gibanje pod uvjetom da se većina mase nalazi unutar Sunčeve orbite), nego pokazuje praktički konstantnu brzinu. Isto se mjerenjima dobilo i za druge spiralne galaksije. Takve ravne rotacijske krivulje upućuju na to da postoji i halo tamne materije koji obuhvaća zvjezdani halo i ispada da je zaslužan za 95% mase naše galaksije.

Spomenuti plin i prašina u Mliječnoj stazi čine oko 10% zvjezdane mase. Masa neutralnog vodika je otprilike $(4 - 8) \times 10^9 L_{\odot}$, a polovica te količine je masa od molekularnog vodika

⁷Visina na kojoj gustoća broja zvijezda padne za e .

⁸Nakupine od nekoliko desetaka tisuća pa do nekoliko milijuna gravitacijski povezanih starih zvijezda.

⁹U astrofizici, metali su svi elementi teži od vodika i helija.

(H₂). Gotovo sav H₂ i manje od polovice HI nalaze se unutar Sunčeve orbite oko središta galaksije. Oko 1% mase od ukupne mase međuzvjezdane tvari je masa čestica prašine, uglavnom silikata i raznih oblika ugljika manjih od 1 μm (Sparke & Gallagher, 2007). Uz plin i prašinu u međuzvjezdanom prostoru, imamo i kozmičke zrake kao i magnetsko polje. Kozmičke zrake i magnetsko polje prisutni su kako u disku, tako i u zvjezdanom halou. To se vidi promatranjem sinkrotronskog zračenja (opisanog u potpoglavljju 1.3) koje je najvećeg intenziteta u području diska, ali postojano je i u difuznom halou. Međuzvjezdani prostor naše galaksije je zapravo jako turbulentan, a materijal kojim je ispunjen može biti na različitim temperaturama i biti više ili manje ioniziran o čemu je detaljno napisano u sljedećem potpoglavljju.

1.2 Međuzvjezdana tvar

Zvijezde u našoj galaksiji nalaze se unutar ISM-a koji sadrži običnu tvar (plin i prašinu), kozmičke zrake te je prožet sveprisutnim magnetskim poljem. Navedene tri komponente ISM-a imaju usporedive tlakove i u međusobnoj su sprezi preko elektromagnetskih sila. Kroz ovu spregu, magnetska polja utječu na prostornu raspodjelu i dinamiku obične tvari na svim skalama što omogućava djelomično odupiranje gravitacijskom kolapsu (Ferrière, 2001).

Središnji dio aktivnosti Mliječne staze je ciklus tvari i energije između zvijezda i ISM-a. Nove zvijezde kontinuirano se stvaraju u najgušćim i najhladnijim molekularnim područjima ISM-a, gdje je gravitacija postala toliko jaka da je nadjačala magnetsko polje. Zvijezde zatim započinju s termonuklearnim reakcijama koje ih obogaćuju težim elementima. Dio tih novonastalih elemenata se u konačnici vrati u ISM kroz zvjezdane vjetrove i pri eksplozijama supernovih (ovo se odnosi na masivnije zvijezde). U oba slučaja injekcija zvjezdane tvari u ISM je uz jako oslobađanje energije koje stvara turbulentna gibanja u ISM-u i održava heterogenu strukturu. Ovime se došlo do kraja ciklusa te se opet stvaraju gusta i hladna područja koja će na kraju postati mjesta za nove generacije zvijezda.

Prolazeći prethodno opisani ciklus, difuzni ISM prolazi kroz različite faze određene temperaturom i udjelom ionizacije (Heiles & Haverkorn, 2012; Ferrière, 2020). Temeljeno na rendgenskoj, UV i optičkoj spektroskopiji (Snowden et al., 1997; Jenkins, 2013; Krishnarao et al., 2017), potpuno ionizirani plin je na temperaturama iznad 10⁶ K što je vruća ionizirana tvar (engl. *Hot Ionized Medium*, skraćeno HIM) ili na ~ 10⁴ K što je topla ionizirana tvar (engl. *Warm Ionized Medium*, skraćeno WIM). Nadalje, UV spektroskopijom lokalnog ISM-a opazila se prisutnost plina na nižim temperaturama od ~ 5000 K s udjelom ionizacije od oko 0.5 čime je došla potreba za uvođenjem tople djelomično ionizirane tvari (engl. *Warm Partially Ionized Medium*, skraćeno WPIM; Fitzpatrick & Spitzer, 1997; Redfield & Linsky, 2004). Neutralne

Tablica 1.1: Različite faze definirane temperaturom T i udjelom ionizacije X_e ($X_e = n_e/n_H$, gdje je n_e gustoća elektrona, a n_H gustoća vodika, neutralnog i ioniziranog). Izvedena srednja vrijednost gustoće vodika \bar{n}_H i standardna devijacija iste σ_H dane su u zadnjem stupcu. Tablica je preuzeta iz Bracco et al. (2022), a napravljena je korištenjem radova Heiles & Haverkorn (2012) i Ferrière (2020).

Faza	Kratica	T [K]	X_e	$\bar{n}_H \pm \sigma_{n_H}$ [cm^{-3}]
Hladna neutralna tvar	CNM	< 300	< 0.001	22 ± 12
Mlaka neutralna tvar	LNM	$[300, 5000)$	$[0.001, 0.01)$	4 ± 2
Topla neutralna tvar	WNM	$(1000, 10000)$	$[0.01, 0.05)$	0.8 ± 0.3
Topla djelomično ionizirana tvar	WPIM	$(1000, 10000)$	$[0.05, 1)$	0.3 ± 0.1
Potpuno ionizirana tvar	FIM	> 9000	1	0.01 ± 0.05

faze u difuznom ISM-u dobro su poznate preko zračenja atomskog vodika na 21 cm (opisanog u potpoglavlju 1.2.1). HI je plin koji je u svemiru mješavina dvije faze: topla neutralna tvar (engl. *Warm Neutral Medium*, skraćeno WNM) s temperaturama od oko ~ 5000 K i hladna neutralna tvar (engl. *Cold Neutral Medium*, skraćeno CNM) s temperaturom od oko ~ 50 K (Field, 1965; Wolfire et al., 2003). Kako je HI često termalno nestabilan, postoji i tzv. mlaka neutralna tvar (engl. *Lukewarm Neutral Medium*, skraćeno LNM), koja se može smatrati fazom između dvije stabilne neutralne faze (npr. Saury et al., 2014; Marchal et al., 2019). U tablici 1.1 dan je pregled faza s temperaturama, udjelima ionizacije i izvedenom gustoćom vodika (Bracco et al., 2022). U tablici je navedena potpuno ionizirana tvar (engl. *Fully Ionized Medium*, skraćeno FIM), koja zapravo obuhvaća WIM i HIM faze. Nadalje, ne smije se zaboraviti na prašinu na koju nailazimo u svim fazama, osim u HIM fazi. Zrnca prašine, veličine od nekoliko desetaka atoma do nekoliko mikrometara, zapravo su čvrsta faza za razliku od prethodno opisanih, uglavnom plinovitih faza. Ona su mjesta na kojima se formiraju molekule i čini se da su odgovorna za sav molekularni vodik u ISM-u (Wakelam et al., 2017).

Svojstva i raspodjelu ISM-a možemo analizirati na temelju promatranja u širokom rasponu elektromagnetskog spektra. Plin i prašina apsorbiraju i emitiraju elektromagnetsko zračenje. Zračenje plina potječe od neutralnih ili ioniziranih atoma te od molekula. Atomi i ioni prelaskom elektrona iz višeg stanja u niže izrače foton energije koja odgovara energetskej razlici ta dva stanja. Emisija fotona može nastati i zbog međudjelovanja kutne količine gibanja elektrona i spina istoga. U prethodnom paragrafu spomenuto je i zračenje neutralnog vodika koja je posljedica međudjelovanja spina protona i spina elektrona (više o tome u potpoglavlju 1.2.1). Molekule osim što zrače prelaskom elektrona iz višeg u niže stanje, zrače i rotacijama te vibracijama oko centra mase. Prašina, o kojoj će biti riječi u potpoglavlju 1.2.2, apsorbira zračenje od zvijezda i emitira zračenje u infracrvenom dijelu spektra. Konačno, jako važan izvor zrače-

nja je i tzv. zakočno zračenje (engl. *braking radiation*, poznato i kao *bremsstrahlung*). Ono nastaje djelovanjem električnih sila između iona i elektrona u prolasku kojima se onda zakrivljuje putanja čime dolazi do zračenja. Ako pak magnetska polja djeluju na nabijene čestice koje se gibaju ultrarelativističkim brzinama (kozmičke zrake), imamo sinkrotronsko zračenje koje je kontinuirano te je intrinzično linearno polarizirano i glavni je izvor zračenja naše galaksije u radiopodručju. Promatranjem sinkrotronskog zračenja, opisanog u potpoglavlju 1.3, možemo saznati puno toga o međuzvjezdanoj tvari prožetoj magnetskim poljem. Ispostavlja se da magnetsko polje utječe na neutralnu fazu tvari kao što je neutralni vodik, ali i na zrnca prašine. To znači da preko dva navedena pokazatelja ISM-a možemo dobiti informaciju o magnetskom polju u svemiru. Iz tog razloga, u naredna dva potpoglavlja slijede opisi neutralnog vodika i prašine.

1.2.1 Neutralni vodik (HI)

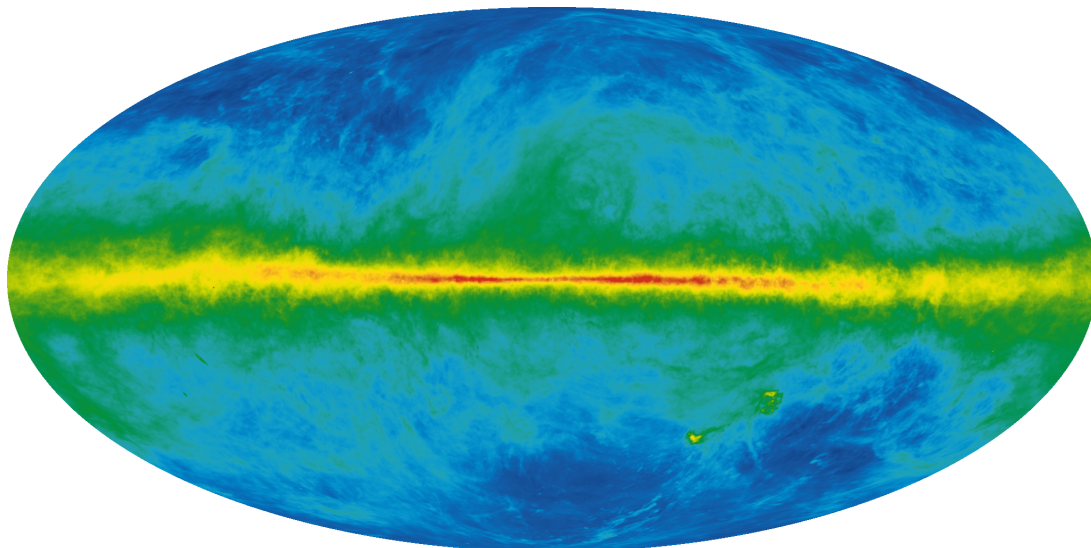
Neutralna vodikova linija je spektralna linija koja nastaje promjenom energetske stanja neutralnog vodika. Predvidio ju je nizozemski astronom Hendrik van de Hulst 1944. godine pri čemu je to objavljeno 1945. godine (van de Hulst, 1945), a prvi put su ju detektirali Harold Irving Ewen i Edward M. Purcell 1951. godine (Ewen & Purcell, 1951). To je hiperfina prijelaz i posljedica je cijepanja osnovnog $1s$ stanja prilikom interakcije spina protona i elektrona. Paralelni spinovi elektrona i protona odgovaraju višem, a antiparalelni spinovi elektrona i protona nižem energetske stanju. Prelaskom iz višeg u niže stanje oslobađa se foton frekvencije (Wilson et al., 2013):

$$\nu_{10} = 1.420405751786(30) \times 10^9 \text{ Hz}, \quad (1.1)$$

što odgovara valnoj duljini od oko 21 cm. Vjerojatnost prijelaza je jako mala te je srednje vrijeme poluživota spontanog prijelaza u niže stanje oko 11 milijuna godina (Wilson et al., 2013). Promatranje neutralnog vodika donijelo je revoluciju u smislu otkrivanja strukture naše galaksije. Naime, prije toga su prašina i plin onemogućavali promatranja udaljenih dijelova galaksije u optičkom dijelu, dok radiovalovima to nije prepreka. Prilikom promatranja, frekvencija neutralne vodikove linije će biti pomaknuta Dopplerovim efektom, što znači da se može izmjeriti relativna brzina plina te time dobiti informacija o diferencijalnoj rotaciji galaksije kao i o raspodjeli tvari u našoj galaksiji. Najbolja dostupna mapa neutralnog vodika naše galaksije za cijelo nebo je HI4PI¹⁰ (skraćeno od engl. *HI 4-PI Survey*, HI4PI Collaboration: et al., 2016), sastavljena od EBHIS-ove mape sjevernog neba (skraćeno od engl. *Effelsberg-Bonn HI Survey*, Winkel et al., 2016) i GASS-ove mape južnog neba (skraćeno od engl. *Galactic All-Sky Survey*,

¹⁰<http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/594/A116>

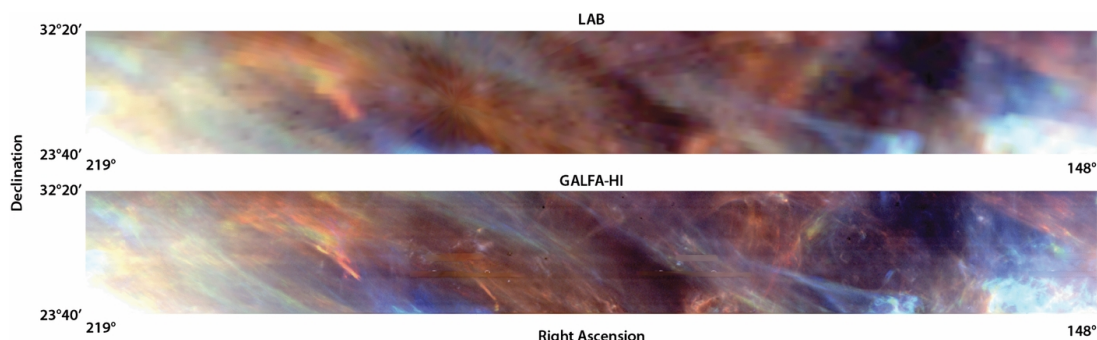
McClure-Griffiths et al., 2009). Navedena mapa gustoće stupca neutralnog vodika, integrirane na cijelom intervalu brzina, dana je na slici 1.3.



Slika 1.3: HI4PI mapa gustoće stupca neutralnog vodika u našoj galaksiji integrirane na cijelom intervalu brzina ($-600 \text{ km s}^{-1} \leq v_{lsr} \leq +600 \text{ km s}^{-1}$), prikazana u logaritamskoj skali ($19 \leq \log(N_{\text{HI}}/\text{cm}^{-2}) \leq 22$). Izvor slike: *NASA/LAMBDA Archive Team*.

GALFA-HI DR1 promatranja neutralnog vodika radioteleskopom Arecibo (skraćeno od engl. *Galactic Arecibo L-Band Feed Array HI Data Release 1*, Peek et al., 2011) rezolucije od $4'$ obuhvaćaju oko 13 000 kvadratnih stupnjeva neba. Pri ovako visokoj prostornoj rezoluciji može se uočiti da se difuzni HI na velikim galaktičkim širinama formira u tanke filamente, u duguljaste vlaknaste strukture (Clark et al., 2014). Filamenti neutralnog vodika nisu značajka ISM-a koja je neovisna o skali, nego iste vidimo ako su promatranja radioteleskopom prostorne rezolucije od nekoliko lučnih minuta. Prethodna tvrdnja može se direktno vidjeti na slici 1.4 gdje su paralelno jedno pored drugog stavljena ista područja promatrana u dva različita pregleda neba; već spomenutog GALFA-HI DR1, i LAB-a (skraćeno od engl. *Leiden-Argentina-Bonn survey*, Kalberla et al., 2005) s lošijom prostornom rezolucijom u iznosu od $36'$.

Koristeći RHT algoritam (skraćeno od engl. *Rolling Hough Transform*, Clark et al., 2020) za detekciju linearnih struktura i kvantificiranje linearnosti istih na slikama, HI filamenti detektirani su u GALFA-HI DR1 i u GASS pregledima neba (Clark et al., 2014). Orijentacija detektiranih filamenata uspoređena je s orijentacijom polarizirane svjetlosti zvijezda koja prati komponentu magnetskog polja u ravnini neba. Do polarizacije svjetlosti zvijezda dolazi zbog diferencijalne ekstinkcije asferičnih zrnaca prašine koja su poravnata magnetskim poljem na način da je dulja os zrnaca prašine okomita na smjer komponente magnetskog polja u ravnini



Slika 1.4: HI na velikim galaktičkim širinama. Gornji dio prikazuje komad LAB-ovog pregleda neba rezolucije od $36'$, a donji dio prikazuje isto područje u GALFA-HI DR1 pregledu neba rezolucije od $4'$. Crvena, plava i zelena predstavljaju redom raspone brzina od -7 do -4 km s^{-1} , od -3 do -1 km s^{-1} i od 0 do 3 km s^{-1} . Temperatura sjaja prikazana je u logaritamskoj skali od 0.5 (tamno) do 5 K (svijetlo), ili u HI gustoći stupca od 3×10^{18} do 3×10^{19} cm^{-2} . Očito je da su tanki filamenti puno oštriji i istaknutiji u GALFA-HI DR1 zbog puno bolje prostorne rezolucije. Preuzeto iz Clark et al. (2014).

neba (Hall, 1949; Hiltner, 1949b; Davis & Greenstein, 1951), o čemu će detaljno biti napisano u sljedećem potpoglavlju. Dobivena je korelacija između magnetskog polja i linearnih HI struktura na tim velikim galaktičkim širinama. Također, ta korelacija nije neovisna o skali promatranja, nego podaci s boljom prostornom rezolucijom (GALFA-HI DR1) pokazuju bolju korelaciju. Pretpostavlja se da je porijeklo filamenata rub tzv. lokalnog mjehurića (engl. *Local Bubble*), šupljine oko Sunca široke $100 - 200$ pc (npr. Lallement et al., 2014). Iz ove korelacije očito je da magnetsko polje možda igra ključnu ulogu u formaciji hladnog difuznog ISM-a budući da je na velikim galaktičkim širinama plin rijedak, a time i gravitacija zanemariva. S druge strane, magnetohidrodinamičkim simulacijama dobivaju se filamentarne strukture u ISM-u, ali iste sadrže magnetska polja, turbulenciju i nezanemarivi gravitacijski utjecaj na filamentarni razvoj neutralnog vodika (Hennebelle, Patrick, 2013).

1.2.2 Prašina

Zrnca prašine imaju jako važnu ulogu u ISM-u, počevši od termodinamike i kemije plina, do dinamike stvaranja planeta i zvijezda. Prašina nije samo glavno mjesto za stvaranje molekula poput H_2 (Wakelam et al., 2017), nego je možda i jedno od glavnih sastavnica stvaranja planeta i života. Međuzvjezdana prašina određuje kako se ISM ponaša u galaksijama i kako utječe na pozadinski spektar zračenja zvijezda, galaksija i ostalih izvora. Naime, zračenje malih valnih duljina usporedivih s veličinom zrnaca je apsorbirano te je energija izračena u infracrvenom dijelu spektra. Procjena je da je u svemiru više od 30% energije iz svjetlosti zvijezda ponovno

izračeno prašinom u infracrvenom području¹¹ (Bernstein et al., 2002). Zbog važnosti prašine, slijedi osnovni opis sastava i veličine zrnaca iste, temeljeno na promatranjima ekstinkcije svjetlosti zvijezda. Uz to, dat će se i sažeti pregled polarizacije svjetlosti zvijezda na zrcima prašine, samog polariziranog zračenja prašine te uzrok polarizacije u vidu poravnanja zrnaca prašine.

Zračenje nekog izvora se na putu do nas apsorbira i raspršuje na zrcima prašine što dovodi do ekstinkcije zračenja i izvor nam je manje sjajan nego što bi trebao biti. To je prvi dokumentirao Robert Julius Trumpler promatrajući otvorene skupove zvijezda (Trumpler, 1930). Uz samu ekstinkciju događa se i tzv. crvenjenje (engl. *reddening*) zbog toga što se svjetlost malih valnih duljina (npr. plava svjetlost) jače raspršuje na zrcima prašine od svjetlosti većih valnih duljina (npr. crvena svjetlost) pa objekt promatranja vidimo crvenijeg (veće valne duljine u spektru manje su prigušene u odnosu na kraće), nego što zapravo jest. Ova ovisnost prigušenja o valnoj duljini prikazuje se ekstinkcijskim krivuljama na kojima se vidi potpis veličine i kemijskog sastava zrnaca prašine. Na primjer, ekstinkcija se pouzdano može odrediti metodom para. Naime, uspoređuju se spektri dviju zvijezda iste spektralne klase pri čemu se jedna nalazi na doglednici sa zanemarivom količinom prašine, a druga na doglednici koja ima puno prašine i uzrokuje značajnu ekstinkciju. Uz pretpostavku da ekstinkcija prašinom ide u nulu pri velikim valnim duljinama, možemo odrediti ekstinkciju A_λ kao funkciju valne duljine λ (Draine, 2003):

$$A_\lambda = 2.5 \log \left(\frac{F_\lambda^0}{F_\lambda} \right), \quad (1.2)$$

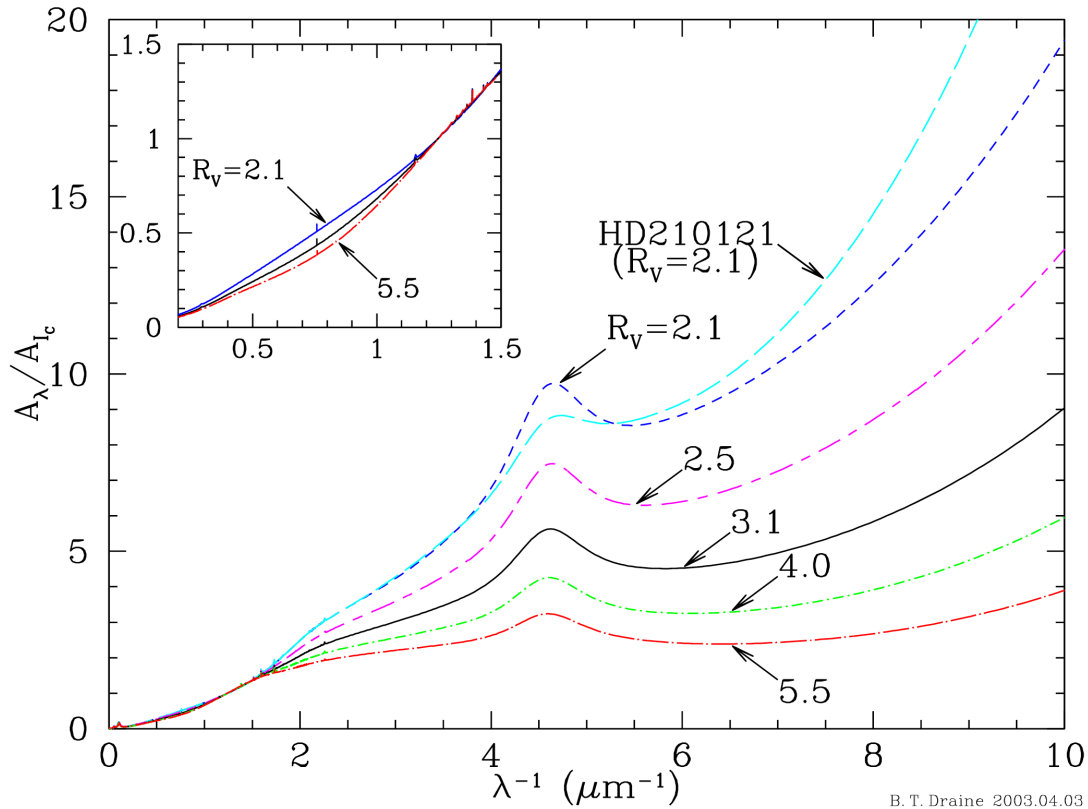
gdje su F_λ opažena gustoća toka zračenja i F_λ^0 gustoća toka zračenja u odsustvu ekstinkcije, a ekstinkcija je izražena u magnitudama¹². Bezdimenzionalna veličina $R_V = \frac{A_V}{A_B - A_V}$ (prema Johnson & Morgan (1953), fotometrijski pojasevi¹³ B i V imaju centre u $\lambda_C = 440$ nm odnosno u $\lambda_C = 550$ nm), mjera je relativnog nagiba ekstinkcijske krivulje u optičkom području u smislu

¹¹Podjela elektromagnetskog spektra nije standardizirana, tj. ne postoje oštre granice između pojedinog područja spektra: gamma ($\lambda < 10$ pm), rendgensko ($10 \text{ pm} < \lambda < 10 \text{ nm}$), ultraljubičasto (engl. *UltraViolet*, skraćeno UV; $10 \text{ nm} < \lambda < 380 \text{ nm}$), vidljivo ($380 \text{ nm} < \lambda < 750 \text{ nm}$), infracrveno (engl. *InfraRed*, skraćeno IR; $750 \text{ nm} < \lambda < 1 \text{ mm}$), mikrovalno ($1 \text{ mm} < \lambda < 1 \text{ m}$) i radio ($\lambda > 1 \text{ m}$). Infracrveno područje kroz ovaj rad ima podjelu na tri dijela: blisko infracrveno (engl. *Near-InfraRed*, skraćeno NIR; $750 \text{ nm} < \lambda < 5000 \text{ nm}$), srednje infracrveno (engl. *Mid-InfraRed*, skraćeno MIR; $5 \mu\text{m} < \lambda < 40 \mu\text{m}$) te daleko infracrveno (engl. *Far-InfraRed*, skraćeno FIR; $40 \mu\text{m} < \lambda < 1 \text{ mm}$).

¹²Skala magnituda određena je iz Hiparhove empirijske skale iz 2. st. pr. Kr. pri čemu su najsajnije zvijezde imale magnitudu 1, a najslabije magnitudu 6. Norman Robert Pogson uočio je da razlika u sjaju od tih 5 magnituda odgovara omjeru toka zračenja od oko 100. Magnituda [mag] je bezdimenzionalna jedinica: $m = -2.5 \log F + \text{konstanta}$ (konstanta je određena sjajem referentne zvijezde, a to je Vega koja ima magnitudu $m_{\text{Vega}} = 0$).

¹³Indeks ili pokazatelj boje definiran je kao $B - V = m_B - m_V = -2.5 \log \frac{F_B}{F_V}$ pa imamo crvenjenje $E(B - V)$ dano kao razlika između izmjenjenog indeksa boje $B - V$ i pravog indeksa boje objekta $(B - V)_0$: $E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0 = A_B - A_V$.

da veće vrijednosti R_V odgovaraju ravnijim ekstinkcijskim krivuljama, a u ISM-u se kreće u vrijednostima od 2 do 6 (za vrlo velika zrnca prašine imali bismo $R_V \rightarrow \infty$ i krivulja bi bila potpuno ravna) sa srednjom vrijednosti od $R_V = 3.1$ (Savage & Mathis, 1979; Cardelli et al., 1989). Primjer ekstinkcijskih krivulja dan je na slici 1.5. Od UV do NIR valnih duljina temeljno



Slika 1.5: Ekstinkcijske krivulje izračunate koristeći F99 parametrizaciju (Fitzpatrick, 1999) za različite R_V normalizirane na Cousins I pojas A_{I_C} ($\lambda_C = 810$ nm, Straižys, 1992). U gornjem lijevom dijelu slike je uvećano infracrveno područje. Vidimo da je za veće R_V krivulja ravnija. Preuzeto iz Draine (2003).

ponašanje ekstinkcije je $A_\lambda \propto \lambda^{-1}$, sa značajnim odstupanjima na velikim i malim valnim duljinama. Najizraženije odstupanje je ispupčenje koje se nalazi u UV području na 217.5 nm (ili $4.60 \mu\text{m}^{-1}$) i često ga se naziva kvrgom (engl. *bump*). Točan sastav međuzvezdane prašine je dosta nepoznat i glavne informacije o istomu dobivaju se iz spektralnih značajki ekstinkcijskih krivulja, raspršenja i zračenja prašine. Iz tog razloga slijedi kratka analiza strukture ekstinkcijske krivulje.

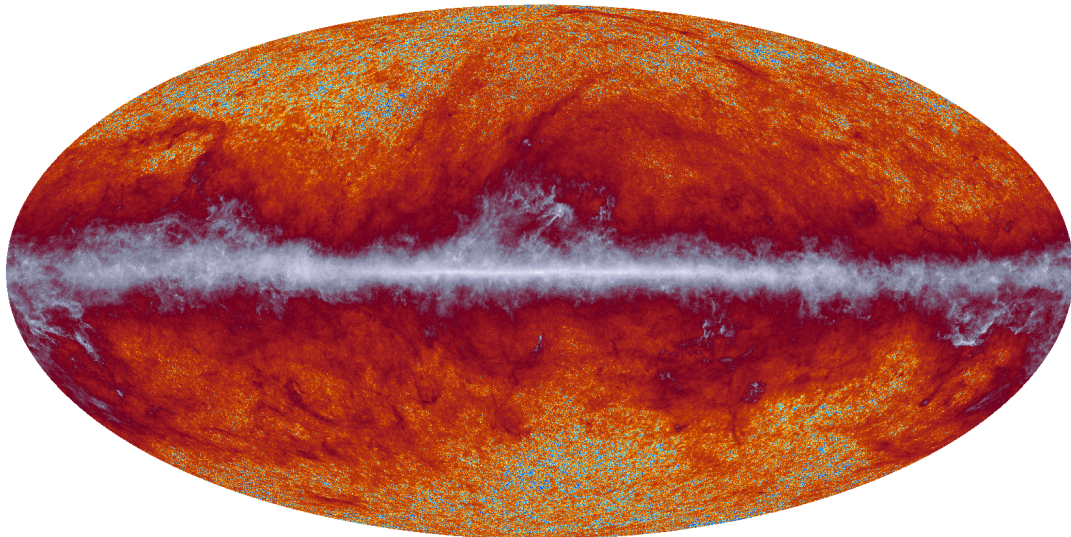
Već spomenuto ispupčenje na 217.5 nm pripisano je česticama bogatih ugljikom u nekom obliku poput grafita i policikličkih aromatskih ugljikovodika (engl. *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*, skraćeno PAH) gdje delokalizirani elektron u π orbitali apsorpcijom fotona prijeđe u pobuđeno stanje π^* (Draine, 2003). Infracrvena ekstinkcija uključuje jaku apsorpciju s mak-

simumom na $\sim 9.7 \mu\text{m}$ te apsorpciju na $18 \mu\text{m}$. Prethodno dolazi od apsorpcije silikatnih materijala budući da je poznato da silikatni minerali imaju jaku rezonantnu apsorpciju blizu $10 \mu\text{m}$ zbog Si-O vibracijskog moda rastezanja te se zna da apsorpcija na $18 \mu\text{m}$ dolazi od O-Si-O vibracijskog moda savijanja (McCarthy et al., 1980). Nadalje, ekstinkcijska krivulja uključuje i veliki broj slabih, ali širokih ($\text{FWHM} \geq 14 \text{ nm}$) apsorpcijskih obilježja u vidljivom području poznatih kao difuzni međuzvezdani pojasevi (engl. *Diffuse Interstellar Band*, skraćeno DIB). Nosioci DIB-ova su nepoznati, ali čini se da barem neki dolaze od velikih molekula ili ultramalih zrnaca, moguće PAH-ovog sastava (Draine, 2003). Široka apsorpcijska značajka na $3.4 \mu\text{m}$ vidi se na doglednicama s ekstinkcijom od $A_V \gtrsim 10 \text{ mag}$ (Adamson et al., 1990) i pojavljuje se u difuznim atomskim područjima, pa stoga vjerojatno dolazi od refraktorskog zrnastog materijala. Identificirana je kao C-H mod rastezanja u alifatskim ugljikovodicima (organske molekule s atomima ugljika povezanih u ravne lance, Sandford et al., 1991). Doglednice koje prolaze kroz guste molekularne oblake tipično pokazuju dodatne apsorpcijske značajke, a najjača je na $3.1 \mu\text{m}$ što odgovara O-H vibracijskom modu rastezanja vodenog leda (Whittet et al., 1996). Proučavajući tamni oblak u zvijezdu bika, Whittet et al. (1988) su dobili da u područjima s $A_V > 3.3$ zrnca prašine imaju ledeni pokrov, a da u područjima s $A_V < 3.3$ nema leda (površina zrnaca prašine izloženija je međuzvezdanom zračenju pa led sublimira). Uz ledeni H_2O , postoje i druge ledene apsorpcijske značajke kao što su NH_3 , CO , CH_3OH , CH_4 itd. Također, međuzvezdana zrnca prašine apsorbiraju i raspršuju i X-zrake na atomima poput C, O, Mg, Si i Fe (Forrey et al., 1998).

Što se tiče emisijskog spektra, mnoge emisijske maglice (HII područja, planetarne maglice) i refleksijske maglice pokazuju emisiju u području od 3 do $15 \mu\text{m}$ te ih je najviše koncentrirano na 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 i $11.3 \mu\text{m}$, a identificirani su kao optički aktivni vibracijski modovi PAH molekula (Leger & Puget, 1984). Nadalje, kontinuirana emisija prašine može se podijeliti u dvije komponente: produženu crvenu emisiju (engl. *Extended Red Emission*, skraćeno ERE) i termalno¹⁴ kontinuirano zračenje. ERE je široki emisijski pojas između ~ 540 i $\sim 900 \text{ nm}$ bez ikakvih posebnih značajki u spektru, a nastaje fotoluminiscencijom, tj. apsorpcijom fotona od svjetlosti zvijezda te potom emisijom fotona niže energije. Opažena je u raznim prašinstim okruženjima kao što su refleksijske maglice (Witt & Schild, 1985; Witt & Boroson, 1990), planetarne maglice (Furton & Witt, 1990), HII područja (Darbon et al., 2000), difuzni ISM u Mliječnoj stazi (Gordon et al., 1998) te u drugim galaksijama (Pierini et al., 2002). Termalno zračenje prašine može biti u infracrvenom pa i u mikrovalnom području elektromagnetskog spektra. Zagrijavanje međuzvezdane prašine primarno se događa apsorpcijom svjetlosti zvijezda (zagri-

¹⁴Termalno zračenje nastaje u izvoru čije su čestice koje emitiraju zračenje u lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži (engl. *Local Thermodynamic Equilibrium*, skraćeno LTE), a inače je netermalno zračenje.

javanje sudarima dominira samo u gustim područjima tamnih oblaka, gdje je intenzitet svjetlosti zvijezda znatno smanjen, ili u gustom i vrućem plinu). Oko 20% te apsorbirane svjetlosti je izračeno PAH-ovima na $\lambda < 12 \mu\text{m}$. Otprilike dvije trećine izračene snage je na $\lambda \gtrsim 50 \mu\text{m}$ što potječe od zrnaca polumjera $a \gtrsim 0.01 \mu\text{m}$ pri temperaturi od $\sim 15 - 20 \text{ K}$. Preostala jedna trećina izračene snage dolazi od zrnaca polumjera $a \lesssim 0.005 \mu\text{m}$ (Draine, 2003). Prethodno nam govori da populacija prašine mora sadržavati dovoljno zrnaca polumjera $a \lesssim 0.005 \mu\text{m}$ koja su zaslužna za otprilike jednu trećinu apsorpcije svjetlosti zvijezda i da veliki udio tih malih zrnaca čine PAH-ovi. Općenito, zračenje u dalekom infracrvenom području (FIR) dobar je indikator za međuzvjezdanu prašinu. Na slici 1.6 prikazana je mapa termalnog zračenja prašine u ukupnom intenzitetu na 353 GHz ($\lambda \sim 850 \mu\text{m}$) dobivena promatranjima satelita *Planck*. Mapa obuhvaća cijelo nebo i dana je u Mollweide projekciji¹⁵. Vidi se da najviše prašine ima duž galaktičkog



Slika 1.6: *Planck*ova mapa cijelog neba u ukupnom intenzitetu na 353 GHz s rezolucijom od $\sim 5'$. Skala boja napravljena je na način da prikaže puno dinamičko područje mape i temeljena je na inverziji funkcije $y = 10^x - 10^{-x}$ (detaljnije o tome u referencama izvora slike). Dominantno je termalno zračenje prašine Mliječne staze, a na većim galaktičkim širinama ($|b| \gg 1^\circ$) vidi se i CMB. Preuzeto iz Planck Collaboration et al. (2020a).

diska. Druga komponenta termalnog zračenja prašine je u mikrovalnom području elektromagnetskog spektra. Dio toga dolazi od vibracija ultramalih zrnaca prašine, ali veliki dio dolazi i od

¹⁵Mollweideova projekcija, koju je predstavio matematičar i astronom Karl Brandan Mollweide (1774.-1825.), omogućava dobivanje pseudocilindričnih ekvivalentnih (istopovršinskih) projekcija smještenih u elipsu s bilo kojim unaprijed zadanim odnosom njezinih poluosi. U ovom slučaju, omjer velike i male poluosi je 2:1. Sredina slike odgovara centru galaksije ($l = 0^\circ$, $b = 0^\circ$), galaktička duljina l raste od sredine prema lijevo do $l = 180^\circ$ i nastavlja rasti na desnoj strani prema sredini slike do $l = 360^\circ$. Galaktička širina b raste prema gore do $b = +90^\circ$ i pada prema dolje do $b = -90^\circ$ (<https://hrcak.srce.hr/clanak/114347>).

rotacija istih. Ako zrnca imaju električni dipolni moment, uslijed rotacije nastat će mikrovalno zračenje. Druga mogućnost zračenja u mikrovalnom području je magnetsko dipolno zračenje velikih zrnaca prašine. Naime, poznato je da Fe ima značajan udio u masi međuzvezdane prašine te ono zbog svojih feromagnetskih svojstava rotacijom može emitirati magnetsko dipolno zračenje (Draine, 2003).

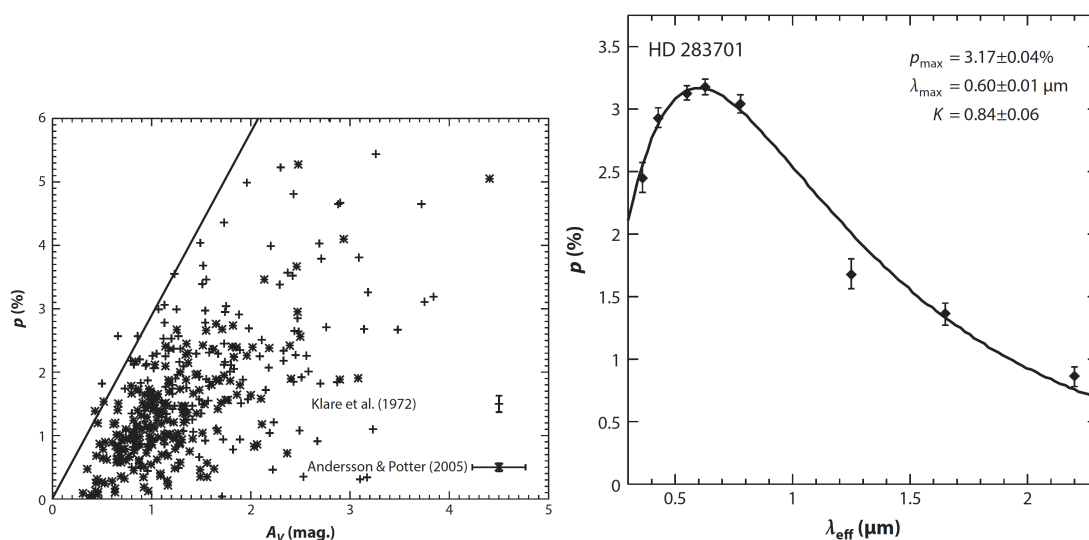
Temeljeno na dosadašnjoj analizi ekstinkcijskih krivulja i zračenja prašine, moguće je napraviti listu mogućih materijala koji čine tu istu prašinu. Nema sumnje da silikati čine značajan udio mase prašine i to uglavnom u amorfnom obliku. Opažene količine Mg, Fe i Si, te varijacije količine istih od oblaka do oblaka, ukazuje na to da silikati možda imaju plašt bogat s Mg te jezgru bogatu s Fe (Spitzer & Fitzpatrick, 1993). Sastav međuzvezdanih silikata ostaje nesiguran, ali dobra aproksimacija bi mogla biti MgFeSiO_4 (Sofia & Meyer, 2001). Silicij se pojavljuje i u sklopu silicijevog karbida (SiC) i pronađen je u meteoritima te se vidi u spektru ugljikovih zvijezda kao emisijska značajka na $11.3 \mu\text{m}$ (Treffers & Cohen, 1974; Blanco et al., 1998). Iako je SiC prisutan u ISM-u, nije dominantna komponenta u prašini. Sljedeća skupina materijala koji čine prašinu su oni koji dominiraju masom ugljika, a to su: dijamant, grafit, amorfnu ugljik, PAH, alifatski ugljikovodik i hidrogenski amorfnu ugljik (Draine, 2003). Zadnja skupina koju treba spomenuti su karbonati kao što su CaCO_3 (kalcit) i $\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$ (dolomit), a isti su detektirani u diskovima planetarnih maglica NGC6302 i NGC6537 (Kemper et al., 2002). No, karbonati nisu značajna komponenta i čine samo 1% mase prašine.

Međuzvezdana polarizacija u vidljivom dijelu spektra otkrivena je pred više od 70 godina (Hall, 1949; Hiltner, 1949b) i praktički je odmah prepoznato da je linearno polarizirana svjetlost zvijezda rezultat asimetričnih zrnaca prašine koja polariziraju pozadinsku svjetlost na način da je vektor električnog polja svjetlosti više potisnut u smjeru dulje osi zrnca, a da su ta zrnca istovremeno poravnata s lokalnim magnetskim poljem (Hiltner, 1949a). Komplementarno linearno polarizirano termalno zračenje prašine (kao sivo tijelo) predvidio je Stein (1966) budući da se očekuje da zrnca prašine najefektivnije zrači kada je vektor električnog polja paralelan duljoj osi zrnca, a prvi put su ga promatranjem u FIR području opazili Cudlip et al. (1982). Dosadašnja promatranja polarizacije u ISM-u, zbog poravnatih zrnaca prašine, uključuju difuzni ISM u UV području (npr. Anderson et al., 1996), određene dijelove neba u NIR području (npr. Clemens et al., 2012) te promatranja gustih oblaka u FIR području (npr. Dotson et al., 2000). Takva promatranja polariziranog zračenja daju nam informaciju o geometriji i jakosti magnetskog polja (npr. Davis & Greenstein, 1951; Chandrasekhar & Fermi, 1953) te su dobar način za proučavanje svih faza ISM-a. Usporedbe razine polarizacije sa stupcem gustoće prašine (npr. Serkowski et al., 1975) pokazale su da su asimetrična zrnca prašine uzrok opaženoj polarizaciji u vidljivom i infracrvenom području spektra. Na lijevom grafu slike 1.7 imamo pravac pomoću

kojega se vidi da je omjer linearne polarizacije i ekstinkcije u vidljivom i NIR području u korelaciji s ekstinkcijom, a time i s količinom prašine duž doglednice. Omjer opažene polarizacije i ekstinkcije koji opisuje nagib navedenog pravca dan je izrazom:

$$\frac{P}{A_V} \approx 3\% \text{ mag}^{-1}. \quad (1.3)$$

Široka raspodjela polarizacija na grafu govori nam da nisu sve okoline u ISM-u jednake u proizvodnji polarizirane svjetlosti. Da bi se razumjeli mehanizmi odgovorni za poravnanje zrnaca,



Slika 1.7: Na lijevom grafu prikazan je udio polarizacije kao funkcija ekstinkcije A_V te pravac dan izrazom 1.3 ukazujući na korelaciju između polarizacije i prašine. Na desnom grafu prikazana je valna ovisnost linearno polarizirane svjetlosti u UV, vidljivom i NIR području spektra za zvijezdu HD 283701 koja slijedi gotovo univerzalnu Serkowski formulu 1.4. Preuzeto iz Andersson et al. (2015).

potrebno je znati koji udio prašine u ukupnoj populaciji, u smislu veličine, doprinosi polarizaciji u različitim okolinama (Draine, 2003). Raspodjelu veličine zrnaca možemo procijeniti na temelju već opisane ekstinkcijske krivulje u UV i vidljivom području spektra (Mathis et al., 1977; Kim et al., 1994; Clayton et al., 2003) te iz emisije u MIR i FIR području zajedno s mjerenjima manjka pojedinih elemenata (Leger & Puget, 1984; Draine & Anderson, 1985; Desert et al., 1990; Compiègne et al., 2011). Također, informacija o raspodjeli veličine zrnaca dobiva se i iz polarizacijske krivulje ovisne o valnoj duljini (Mathis, 1986; Kim & Martin, 1994; Draine & Fraisse, 2009). Iz navedenih metoda zaključeno je da se prašina sastoji od velikih ($\sim 0.01 - 1 \mu\text{m}$) i vrlo malih ($\sim 0.001 - 0.01 \mu\text{m}$) zrnaca te od ultramalih PAH-ova (npr. Compiègne et al., 2011). Za polarizaciju su najrelevantnija velika zrnca jer zrnca manja od $\sim 0.05 \mu\text{m}$ tipično nisu poravnata u ISM-u (Andersson et al., 2015). Početni model ras-

podjele veličine zrnaca pretpostavljao je da su ista po sastavu silikati i grafiti te da je veličina između 0.005 i 0.25 μm , uz ponašanje po zakonu potencije čiji je eksponent u iznosu od -3.5 ($\text{dn}/\text{da} \propto a^{-3.5}$, Mathis et al., 1977). Napredniji modeli uključuju veću gornju granicu za veličinu zrnaca te PAH-ove kao najmanje u populaciji, uz razne oblike zrnaca (npr. sferni, sferoidni ili cilindrični). Nadalje, međuzvjezdana linearno polarizirana svjetlost u UV, vidljivom i NIR području spektra pokazuje gotovo univerzalnu ovisnost o valnoj duljini s maksimumom uglavnom u rasponu od 0.4 do 0.7 μm uz strmi pad prema UV i NIR području. Na desnom grafu slike 1.7 dan je primjer za linearno polariziranu svjetlost zvijezde HD 283701. Spektralni oblik navedene ovisnosti može biti parametriziran tzv. Serkowskim zakonom (Serkowski, 1973):

$$p(\lambda) = p_{\text{max}} \cdot e^{-K \ln^2 \left(\frac{\lambda_{\text{max}}}{\lambda} \right)}, \quad (1.4)$$

gdje je p_{max} maksimalna količina polarizacije na valnoj duljini λ_{max} , a K parametrizira širinu krivulje. Relativno uska širina polarizacijske krivulje ukazuje na to da samo zrnca određene veličine doprinose polarizaciji. Što se tiče linearne polarizacije u FIR području koja dolazi od termalnog zračenja asimetričnih zrnaca prašine, polarizacijski spektar pokazuje široki minimum oko 350 μm duž doglednica prema gustim oblacima kao potencijalnim mjestima za nastanak novih zvijezda (Andersson et al., 2015). Također, podaci ukazuju na to da je poravnanje zrnaca u ovom slučaju veće u toplijim područjima (Hildebrand et al., 1999). Općenito, da bi imali značajnu linearnu polarizaciju svjetlosti na usmjerenim asimetričnim zrnima, moraju biti ispunjena dva uvjeta. Prvi uvjet je da zrnca moraju imati njihove vektore kutne količine gibanja poravnate u prostoru. Drugi uvjet je da sami vektor kutne količine gibanja zrnaca prašine mora biti poravnat s glavnom osi zrnaca koja odgovara maksimalnom momentu inercije. Dodatno, procesi koji dovode do nasumične orijentacije zrnaca ne smiju biti dominantniji od procesa koji uzrokuju poravnanje.

Općenito prihvaćena teorija poravnanja zrnaca sa smjerom magnetskog polja, na način da je dulja os zrnaca okomita na lokalno magnetsko polje, temelji se na zakretnom momentu zračenja (engl. *Radiative Alignment Torque*, skraćeno RAT) i Barnettovom efektu (Andersson et al., 2015). Naime, zbog asimetričnosti zrnca prašine, postoji razlika u njegovoj interakciji s lijevo i desno kružno polariziranim zračenjem što rezultira u djelovanju određenim zakretnim momentom na zrnca. Zarotirano zrnca određene kutne količine gibanja (zbog stabilnosti u prosjeku paralelnim osi najvećeg momenta inercije) podliježe Barnettovom efektu, tj. vezanju kutne količine gibanja zrnca sa spinovima pojedinih elektrona unutar istog zrnca. Prethodno je stvorilo magnetski moment paralelan kutnoj količini gibanja. Ako se takvo zrnca nalazi u vanjskom magnetskom polju, isto će precesirati Larmorovom frekvencijom oko njegovog smjera te dalj-

njim sudarima i zračenjima će s vremenom biti u istom smjeru kao i magnetsko polje. Dakle, ako izmjerimo linearno polarizirano termalno zračenje prašine, informaciju o smjeru lokalnog magnetskog polja možemo dobiti zakretanjem izmjenjenog polariziranog kuta za 90° .

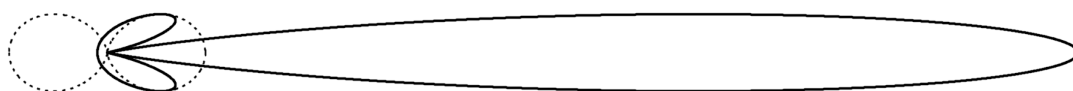
1.3 Sinkrotronsko zračenje

Gibanjem ultrarelativističkih nabijenih čestica u magnetskom polju dolazi do emisije elektromagnetskog zračenja kontinuiranog spektra kojeg nazivamo sinkrotronsko zračenje. Zbog njihove male mase, dominantno zračenje dolazi od ultrarelativističkih elektrona¹⁶ (i pozitrona ako su prisutni). Detalji o sinkrotronskom zračenju mogu se pronaći u npr. Pacholczyk (1970) i Rybicki & Lightman (1986), a ovdje slijedi osnovni opis (formule su u CGS¹⁷ sustavu).

Elektron zrači sinkrotronsku snagu danu izrazom:

$$P = 2\sigma_T\beta^2\gamma^2cU_B\sin^2\alpha, \quad (1.5)$$

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, $\beta = \frac{v}{c}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$, $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ gustoća magnetske energije, B jakost magnetskog polja i α kut nagiba (engl. *pitch angle*) između magnetskog polja i smjera gibanja elektrona. Prostorna raspodjela zračenja dana je Larmorovim dipolnim uzorkom¹⁸ u sustavu elektrona, ali u sustavu promatrača to je uska zraka u smjeru gibanja kao što je vidljivo na slici 1.8. Opaženi kut u sustavu promatrača između nultochki zrake dan je s $\Delta\theta = 2\arcsin 1/\gamma$, a u limesu $\gamma \gg 1$ isti iznosi $\Delta\theta = 2/\gamma$ ¹⁹ (Condon & Ransom, 2016). Kako elektron spiralira duž silnica magnetskog



Slika 1.8: Dipolna prostorna raspodjela snage Larmorovog zračenja u sustavu elektrona (isprekidana krivulja) te uska zraka u sustavu promatrača (puna krivulja). Puna krivulja nacrtana je za slučaj $\gamma = 5$. Preuzeto iz Condon & Ransom (2016).

polja, tako ima akceleraciju zbog koje zrači sa spektrom (Condon & Ransom, 2016):

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3B\sin\alpha}{m_e c^2} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta)d\eta, \quad (1.6)$$

¹⁶Elektroni su ultrarelativistički ako im je energija $E \gg E_0 = 0.51$ MeV, pri čemu je E_0 energija mirovanja.

¹⁷https://en.wikipedia.org/wiki/Centimetre%E2%80%93gram%E2%80%93second_system_of_units

¹⁸Snaga po jedinici površine (iznos Poyntingovog vektora): $S = \left(\frac{q^2 v^2}{4\pi c^3}\right) \frac{\sin^2\theta}{r^2}$.

¹⁹Za elektron energije od 10 GeV: $\gamma \approx 2 \times 10^4 \rightarrow \Delta\theta \approx 10^{-4}$ rad $\approx 20''$.

gdje je $K_{5/3}$ modificirana Besselova funkcija i ν_c kritična frekvencija čija je vrijednost:

$$\nu_c = \frac{3}{2}\gamma^2\nu_G \sin\alpha \propto E^2 B_{\perp}, \quad (1.7)$$

pri čemu je E energija elektrona, a ν_G ciklotronska (ili žiro) frekvencija dana s:

$$\nu_G = \frac{eB}{2\pi m_e c}. \quad (1.8)$$

Sinkrotronski spektar elektrona ima logaritamski nagib od $1/3$ na niskim frekvencijama, široki vrh blizu kritične frekvencije ν_c i oštri pad prema višim frekvencijama. Kritična frekvencija je ona na kojoj elektron najjače zrači te je proporcionalna kvadratu energije elektrona pomnoženo s jakosti okomite komponente magnetskog polja. Što dulje elektron putuje, više energije gubi, manji je polumjer putanje i kritična frekvencija je niža.

U slučaju Mliječne staze moramo uzeti u obzir ansambl kozmičkih (ultrarelativističkih) elektrona, koji uglavnom nastaju eksplozijama supernovih blizu galaktičke ravnine i potom difuziraju u halo galaksije. S obzirom na tipičnu jakost magnetskog polja u galaksiji od nekoliko mikrogauša, kozmički elektroni s energijama između 0.5 i 20 GeV zaslužni su za opaženo sinkrotronsko zračenje od nekoliko desetaka MHz do nekoliko stotina GHz. Njihova energetska raspodjela može se aproksimirati zakonom potencije (Rybicki & Lightman, 1986):

$$n_e(E)dE \propto E^{-\delta}dE, \quad (1.9)$$

gdje je $n(E)dE$ broj kozmičkih 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 (od nekoliko tisuća do nekoliko milijuna godina) na kojoj kozmički elektroni gube energiju zbog stalnih raspršenja. Opaženi sinkrotronski spektar je onda dan zbrajanjem spektara pojedinačnih elektrona koji su razmazani u spektru izvora zbog široke raspodjele energije. Konačno, intenzitet spektra na frekvenciji ν ovisi samo o broju elektrona u jedinici volumena n_e , jakosti komponente magnetskog polja okomite na doglednicu B_{\perp} i o δ iz izraza 1.9 (Mesinger, 2019):

$$I_{\nu} \propto n_e B_{\perp}^{(\delta+1)/2} \nu^{(1-\delta)/2}. \quad (1.10)$$

Opaženi intenzitet I_{ν} može se opisati i u odnosu na opaženi intenzitet I_0 na referentnoj frekvenciji ν_0 :

$$I_{\nu} = I_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-\alpha}, \quad (1.11)$$

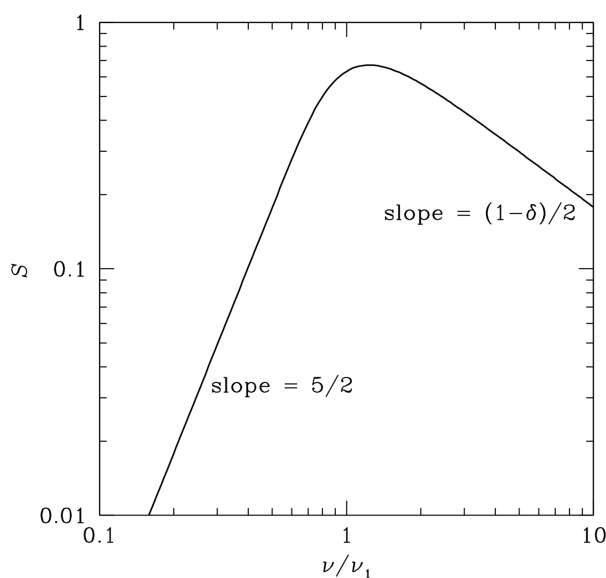
gdje je opaženi spektralni indeks α povezan s eksponentom u energetskej raspodjeli elektrona δ kao:

$$\alpha = \frac{\delta - 1}{2}. \quad (1.12)$$

U praksi se kod promatranja radioteleskopom koristi Rayleigh-Jeansov zakon iz kojega je definirana temperatura sjaja $T_b(\nu) \sim \nu^{-\beta}$, gdje je spektralni indeks β povezan s α kao:

$$\beta = 2 + \alpha. \quad (1.13)$$

Potpuni spektar homogenog cilindričnog sinkrotronskog izvora s uključenim efektom samoapsorpcije, prikazan preko frekvencije ν_1 na kojoj je optička dubina $\tau = 1$ ²⁰, dan je na slici 1.9, ali treba imati na umu da je pravi astrofizički izvor nehomogen. Efekt samoapsorpcije prisutan je na nižim frekvencijama i to područje je optički duboko ($\tau \gg 1$), a na višim frekvencijama sinkrotronski izvor postaje optički tanak za samoapsorpciju ($\tau \ll 1$).



Slika 1.9: Spektar homogenog cilindričnog sinkrotronskog izvora prikazan preko frekvencije ν_1 na kojoj je optička dubina $\tau = 1$. Na frekvencijama $\nu \ll \nu_1$ nagib je $5/2$, a na frekvencijama $\nu_1 \gg \nu$ nagib je $(1 - \delta)/2 = -\alpha$. Pravi astrofizički izvori su nehomogeni pa su njihovi niskofrekventni spektralni nagibi manji od $5/2$ i njihovi maksimumi nisu tako oštri. Preuzeto iz Condon & Ransom (2016).

Za nagib u energetskej raspodjeli elektrona procijenjeno je da iznosi $-3.0 < -\delta < -2.5$ na GeV energijama (Lawson et al., 1987; Strong, A. W. et al., 2011; Orlando & Strong, 2013) što odgovara sinkrotronskom spektralnom indeksu od $-1.0 < -\alpha < -0.8$ odnosno $-3.0 < -\beta < -2.8$ opaženih na GHz frekvencijama (Reich & Reich, 1988; Platania et al., 1998). Na

²⁰ $\tau = \int_0^l \alpha(z) dz$, gdje je $\alpha(z)$ koeficijent prigušenja materijala i l debljina materijala.

frekvencijama u području MHz, sinkrotronski spektar je ravniji (Rogers & Bowman, 2008; Guzmán et al., 2011) i tipične vrijednosti na srednjim i velikim galaktičkim širinama su $-2.59 < -\beta < -2.54$ između 50 i 100 MHz (Mozdzen et al., 2019) te $-2.62 < -\beta < -2.60$ između 90 i 190 MHz (Mozdzen et al., 2017).

Razlika u spektralnom indeksu na nižim i višim frekvencijama dolazi od starenja energetskog spektra kozmičkih elektrona. Naime, kako kozmički elektroni prolaze kroz ISM, gube energiju zbog međudjelovanja s tvari, magnetskim poljima i zračenjem. Nadalje, gubitak energije kroz sinkrotronsko zračenje je veće za kozmičke elektrone većih energija zbog toga što je snaga zračenja proporcionalna kvadratu kinetičke energije elektrona (preko γ^2 u formuli 1.5). Također, kritična frekvencija (formula 1.7) je isto proporcionalna kvadratu kinetičke energije elektrona tako da s vremenom spektar kozmičkih elektrona postaje strmiji, a time i ukupni sinkrotronski spektar izvora postaje strmiji na višim frekvencijama. Kako elektroni difundiraju iz galaktičke ravnine prema halou, efekt starenja također doprinosi strmijem sinkrotronskom spektru na većim galaktičkim širinama (Strong et al., 2007). Osim varijacija spektralnog indeksa preko cijelog neba, varijacije temperature sjaja galaktičkog sinkrotronskog zračenja odražavaju prostorne fluktuacije gustoće kozmičkih elektrona te jakosti magnetskog polja u ISM-u. Zbog prethodnog, najviše sinkrotronskog zračenja dolazi iz područja galaktičke ravnine, ali ima ga značajno i na većim galaktičkim širinama. Glavni izvori sinkrotronskog zračenja su ostaci supernova kao što su ljuske međuzvezdane tvari koje se šire ili difuzne maglice pod utjecajem vjetrova s neutronske zvijezde. Same ljuske su mjesta u kojima je pojačano magnetsko polje što je pogodno za akceleraciju elektrona. Sinkrotronsko zračenje je glavno zračenje iz prednjeg plana koje kontaminira kozmološke eksperimente i dominira na frekvencijama ispod 10 GHz. Iz tog razloga potrebno je jako dobro razumjeti spektralne i prostorne varijacije galaktičkog sinkrotronskog zračenja pri interakciji s ISM-om kako bi se uspješno izbjegli njegovi efekti pri analizi kozmoloških promatranja (Jelić et al., 2008).

Karakteristika sinkrotronskog zračenja je da je ono intrinzično linearno polarizirano čiji intenzitet ovisi o gustoći kozmičkih elektrona n_e , nagibu energetske raspodjele kozmičkih elektrona δ i jakosti komponente magnetskog polja okomite na doglednicu B_{\perp} , isto kao u formuli 1.10 za ukupni intenzitet. Razlika je jedino u količini zračenja definirane stupnjem polarizacije (Le Roux, 1961):

$$p_0 = \frac{\delta + 1}{\delta + 7/3}, \quad (1.14)$$

gdje je δ od prije navedeni eksponent u energetske raspodjeli ultrarelativističkih elektrona u izrazu 1.9. Za $\delta = 2.2$, što je konzistentno s opaženim sinkrotronskim spektralnim indeksom od $-\beta = -2.6$ na 150 MHz (Mozdzen et al., 2017), dobije se $p_0 = 0.7$. Dakle, na niskim

radiofrekvencijama (100 – 200 MHz) oko 70% galaktičkog sinkrotronskog zračenja je intrinzično linearno polarizirano. No, u promatranjima se primjećuje veliki nedostatak polariziranog zračenja i opaža se samo nekoliko postotaka (Jelić et al., 2014, 2015; Lenc et al., 2016; Van Eck et al., 2017, 2019). Glavni razlog tomu je depolarizacija signala zbog Faradayeve rotacije koja se događa u magnetsko-ionskom međuzvezdanom prostoru, ali i zbog stupnja uređenosti magnetskog polja na različitim skalama. O depolarizaciji signala detaljno je napisano u potpoglavlju 1.5.

1.3.1 Stokesovi parametri

Budući da smo maloprije opisali linearno polarizirano sinkrotronsko zračenje, postavlja se pitanje kako parametrizirati općenito polarizacijsko stanje elektromagnetskog zračenja. Jedno od mogućih parametrizacija je pomoću tzv. Stokesovih parametara koje je uveo George Gabriel Stokes (Stokes, 1851). Stokesovi parametri definirani su na sljedeći način:

$$I \equiv \langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle = \langle E_a^2 \rangle + \langle E_b^2 \rangle = \langle E_r^2 \rangle + \langle E_l^2 \rangle, \quad (1.15)$$

$$Q \equiv \langle E_x^2 \rangle - \langle E_y^2 \rangle = Ip \cos 2\psi \cos 2\chi, \quad (1.16)$$

$$U \equiv \langle E_a^2 \rangle - \langle E_b^2 \rangle = Ip \sin 2\psi \cos 2\chi, \quad (1.17)$$

$$V \equiv \langle E_r^2 \rangle - \langle E_l^2 \rangle = Ip \sin 2\chi, \quad (1.18)$$

gdje je $\langle \cdot \rangle$ oznaka za očekivanu vrijednost, I ukupni intenzitet, p stupanj polarizacije (maksimalna vrijednost u slučaju sinkrotronskog zračenja dana je izrazom 1.14), Q i U parametri koji opisuju linearnu polarizaciju te V parametar koji opisuje kružnu polarizaciju. Indeksi se odnose na tri različite baze: Kartezijevu bazu (\hat{x}, \hat{y}) , Kartezijevu bazu pomaknutu za 45° ($\hat{a} = \frac{\hat{x} + \hat{y}}{\sqrt{2}}$, $\hat{b} = \frac{\hat{x} - \hat{y}}{\sqrt{2}}$) i kružnu bazu ($\hat{l} = \frac{\hat{x} + i\hat{y}}{\sqrt{2}}$, $\hat{r} = \frac{\hat{x} - i\hat{y}}{\sqrt{2}}$). Ip , 2ψ i 2χ ²¹ zapravo su sferne koordinate trodimenzionalnog vektora (Q, U, V) te za dane Stokesove parametre imamo:

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}, \quad (1.19)$$

$$2\psi = \arctan \frac{U}{Q}, \quad (1.20)$$

$$2\chi = \arctan \frac{V}{\sqrt{Q^2 + U^2}}. \quad (1.21)$$

²¹Faktor 2 ispred ψ ide zato što ne razlikujemo elipsu od one koja je rotirana za 180° , a faktor 2 ispred χ zato što ne razlikujemo elipsu od one kojoj zamjenimo duljine poluosi uz rotaciju od 90° .

U našem slučaju nemamo kružnu polarizaciju V ($\chi = 0$), već imamo samo linearno polarizirani intenzitet kojeg možemo napisati u kompleksnom obliku:

$$P = Q + iU = pIe^{i2\psi}. \quad (1.22)$$

Vidimo da realni dio kompleksnog linearno polariziranog intenziteta odgovara Stokesovom Q , a imaginarni dio Stokesovom U parametru.

1.4 Širenje radiovalova kroz ISM

Kada radioval putuje kroz ISM, npr. WIM fazu opisanu u potpoglavlju 1.2, međudjeluje sa slobodnim elektronima plazme i s lokalnim magnetskim poljem. Ova međudjelovanja usporavaju radioval u mjeri da to počinje ovisiti o valnoj duljini i o smjeru polarizacije samoga vala. Prethodno dovodi do brojnih efekata koje možemo opaziti, a neki od njih su disperzija, scintilacija, Faradayeva rotacija itd. Mjerenjem tih efekata moguće je ispitati fizička svojstva plazme kroz koju putuje radioval.

Matematički gledano, širenje elektromagnetskog vala paralelnog magnetskom polju \vec{B} može biti opisano disperzijskom relacijom (Ferrière, 2020):

$$\omega^2 = c^2k^2 + \frac{\omega_e^2}{1 \pm \frac{\Omega_e}{\omega}}, \quad (1.23)$$

gdje su ω i $k = 2\pi/\lambda$ kružna frekvencija i valni broj elektromagnetskog vala, c brzina svjetlosti, $\Omega_e = \frac{-eB}{m_e c}$ elektronska kružna žirofrekvencija (izraz 1.8 pomnožen s 2π) i ω_e kružna frekvencija plazme:

$$\omega_e = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}, \quad (1.24)$$

gdje je n_e broj termalnih elektrona u jedinici volumena (kroz tekst se naziva i gustoća elektrona). Znak \pm u nazivniku formule za disperzijsku relaciju odnosi se na dva smjera kružne polarizacije, na desni (+) i lijevi (-). Disperzijska relacija može se zapisati i pomoću indeksa loma n :

$$n^2 \equiv \frac{c^2k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\frac{\omega_e^2}{\omega^2}}{1 \pm \frac{\Omega_e}{\omega}}. \quad (1.25)$$

Frekvencija plazme u pogodnijim jedinicama uz korištenje izraza $\omega_e = 2\pi\nu_e$ i numeričkih vri-

jednosti konstanti dana je s:

$$\frac{v_e}{\text{kHz}} = 8.97 \sqrt{\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}}}. \quad (1.26)$$

Širenje elektromagnetskog vala kroz plazmu moguće je ako je frekvencija vala ω veća od frekvencije plazme ω_e (ekvivalentno $\omega > \omega_e$). Gustoća elektrona u ISM-u je tipično $n_e \sim 10^{-3} - 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$ (vidjeti tablicu 1.1) što odgovara frekvenciji plazme u rasponu od 0.284 do 2.84 kHz. Prethodni raspon frekvencija plazme nam svakako ne predstavlja problem budući da su radioteleskopi na zemlji ionako ograničeni ionosferom čija je gustoća elektrona u rasponu od $\sim 2.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ tijekom noći do $\sim 1.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ po danu (Wilson et al., 2013) što odgovara frekvencijama plazme od $\sim 4.5 \text{ MHz}$ po noći odnosno $\sim 11 \text{ MHz}$ po danu. U ovom radu zanimaju nas frekvencije veće od 100 MHz pa u tom slučaju vrijedi $|\Omega_e| \ll \omega$ i $\omega_e \ll \omega$ ²². U tim uvjetima, formula za disperzijsku relaciju 1.23 može biti aproksimirana kao:

$$\omega^2 \approx c^2 k^2 + \omega_e^2 \mp \frac{\omega_e^2 \Omega_e}{\omega}, \quad (1.27)$$

gdje se znak \mp odnosi na desnu ($-$) i lijevu ($+$) kružnu polarizaciju. Očito je da prvi član na desnoj strani prethodnog izraza opisuje širenje valova kroz vakuum. Sljedeća dva člana na desnoj strani opisuju dijamagnetski efekt plazme s dominantnim doprinosom električne struje koja proizlazi iz električne sile (drugi član), te s puno slabijim doprinosom koji dolazi od magnetske sile (treći član). Razlog zašto postoji razlika između dvije kružne polarizacije je taj da električni vektor desnog moda rotira u istom smjeru kao što elektroni kruže oko silnica magnetskog polja, dok električni vektor lijevog moda rotira u suprotnom smjeru. Širenje valova kroz ISM je primarno osjetljivo na gustoću slobodnih elektrona n_e te tek sekundarno na jakost magnetskog polja B . Slijede opisi dvaju spomenutih efekata pri širenju valova kroz ISM koji su bitni u ovom radu: disperzije radiovalova i Faradayeve rotacije.

1.4.1 Disperzija radiovalova

U prvom redu korekcije plazme odbacujemo treći član na desnoj strani disperzijske relacije 1.27 pa nam ostaje:

$$\omega^2 = c^2 k^2 + \omega_e^2 = c^2 k^2 + \frac{4\pi n_e e^2}{m_e}. \quad (1.28)$$

²²Ako u WIM fazi imamo $n_e \sim 0.2 \text{ cm}^{-3}$ i $B \sim 5 \mu\text{G}$, za kružnu frekvenciju plazme i elektronsku kružnu žirofrekvenciju dobiva se $\omega_e \sim 25 \text{ kHz}$ odnosno $|\Omega_e| \sim 90 \text{ Hz}$ (Ferrière, 2020).

Grupna brzina dana je s (Ferrière, 2020):

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = c \left(1 - \frac{\omega_e^2}{2\omega^2} \right) = c \left(1 - \frac{e^2}{2\pi m_e c^2} n_e \lambda^2 \right). \quad (1.29)$$

Prethodni izraz govori nam da se usporavanje širenja vala, uzrokovano slobodnim elektronima, povećava linearno s gustoćom slobodnih elektrona n_e i kvadratno s valnom duljinom λ . Ako imamo neki izvor radiovalova, vrijeme putovanja radiovala od izvora do teleskopa može biti zapisano kao (Ferrière, 2020):

$$t = \int_{izvor}^{teleskop} \frac{ds}{V_g} = \frac{L}{c} + \frac{e^2}{2\pi m_e c^3} DM \lambda^2, \quad (1.30)$$

gdje je L duljina puta od izvora do teleskopa i DM tzv. mjera disperzije (engl. *Dispersion Measure*) definirana kao:

$$DM \equiv \int_{izvor}^{teleskop} n_e ds. \quad (1.31)$$

U kontekstu ovoga rada, korisni radioizvori su pulsari. To su brzotirajuće (periodi od nekoliko milisekundi pa do nekoliko sekundi) neutronske zvijezde s jakim magnetskim poljem ($B \sim 10^{12} - 10^{15}$ G) koje emitiraju pulseve sinkrotronskog zračenja u pravilnim razmacima (Condon & Ransom, 2016). Slučajno su otkriveni 1967. godine (Hewish et al., 1968) pri traženju kompaktnih izvora izvan naše galaksije koji scintiliraju u međuzvjezdanoj plazmi za što je Antony Hewish dobio Nobelovu nagradu 1974. godine²³. Pulsevi zračenja koji dolaze od pulsara su u širokom spektralnom području pa time i u radiopodručju. Iz izraza 1.30 vidimo da većim valnim duljinama putujući kroz ISM treba više vremena za doći od izvora do teleskopa. Mjereći raspon vremena u dolascima u nekom području kvadrata valnih duljina:

$$\Delta t = \frac{e^2}{2\pi m_e c^3} DM \Delta \lambda^2, \quad (1.32)$$

možemo direktno odrediti mjeru disperzije pulsara DM . Ako uz DM poznajemo i udaljenost do pulsara, koristeći relaciju 1.31 možemo odrediti prosječnu gustoću slobodnih elektrona u ISM-u između nas i pulsara. Prethodno i je predmet aktivnih istraživanja u kojima se mjere DM -ovi pulsara i udaljenosti do istih kako bi se dobio što bolji model raspodjele slobodnih termalnih elektrona u našoj galaksiji (npr. Schnitzeler, 2012; Yao et al., 2017; Ocker et al., 2020).

²³<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1974/summary/>

1.4.2 Faradayeva rotacija

Ako promatramo neki izvor sinkrotronskog zračenja kružne frekvencije ω kao što je difuzno zračenje naše galaksije ili pulsar, možemo promatrati isključivo linearno polariziranu komponentu istoga koje je u praksi izmjereno preko Stokesovih Q i U parametara. Putujući kroz magnetsko-ionski ISM paralelno magnetskom polju \vec{B} , linearno polarizirani val može se napisati kao superpozicija lijevog i desnog kružno polariziranog vala s istom kružnom frekvencijom ω . Vektori električnog polja desnog (\vec{E}_R) i lijevog (\vec{E}_L) moda rotiraju u suprotnim smjerovima i to simetrično s obzirom na orijentaciju polarizacije na takav način da je vektorski zbroj ta dva moda jednak vektoru električnog polja linearno polariziranog vala \vec{E}_I :

$$\vec{E}_I = \vec{E}_R + \vec{E}_L. \quad (1.33)$$

Uzimajući u obzir utjecaj magnetskog polja pri širenju radiovala, disperzijska relacija dana je izrazom 1.27. Prema toj disperzijskoj relaciji, fazna brzina radiovala dana je s (Ferrière, 2020):

$$V_\phi = \frac{\omega}{k} = c \left(1 + \frac{\omega_e^2}{2\omega^2} \mp \frac{\omega_e^2 \Omega_e}{2\omega^3} \right), \quad (1.34)$$

gdje se gornji predznak u \mp odnosi na desni (R), a donji na lijevi (L) kružno polarizirani mod. Iako imaju istu frekvenciju ω , očito je da dva moda imaju različite fazne brzine pri čemu je $V_{\phi,R} > V_{\phi,L}$. Ako oba moda imaju istu početnu fazu na izvoru zračenja, kao rezultat različitih brzina modova proizlazi razlika u fazi između njih koja raste kako se udaljavaju od izvora zračenja. Predznak ove razlike u fazi bitan je u daljnjem razmatranju i ovisi o načinu na kojemu je definirana faza. Ovdje koristimo sljedeću definiciju faze koja direktno daje kut vektora električnog polja i koja je u skladu s IEEE standardom²⁴ (Ferrière et al., 2021):

$$\phi = \omega t - \int_0^s k ds', \quad (1.35)$$

gdje je s udaljenost od radioizvora duž smjera širenja radiovala. Desni i lijevi mod kružne polarizacije kod radioizvora ($s = 0$) imaju istu fazu $\phi_*(t) = \omega t$, a na udaljenosti s od radioizvora razlika u fazi između modova $\Delta\phi = \phi_R - \phi_L$ dana je s (Ferrière et al., 2021):

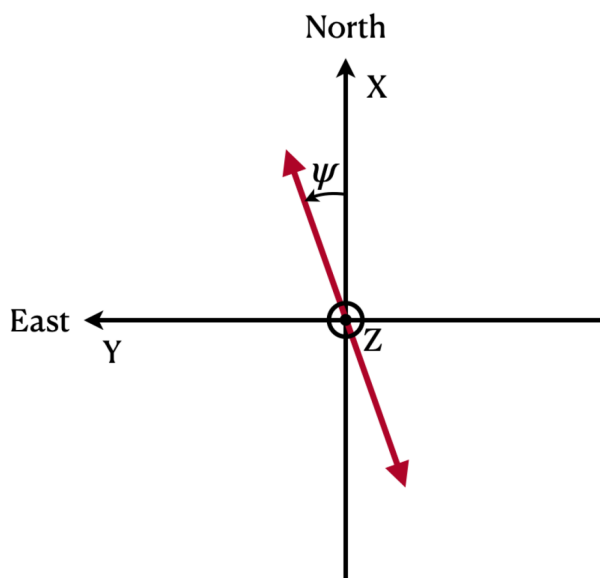
$$\Delta\phi = - \int_0^s \Delta k ds' = \int_0^s \frac{\Delta V_\phi}{V_\phi} k ds' = \int_0^s \frac{\omega_e^2 |\Omega_e|}{\omega^3} k ds'. \quad (1.36)$$

²⁴IEEE standardne definicije pojmova za širenje radiovalova (IEEE Std 211-1997; <https://ieeexplore.ieee.org/document/705931>).

Vidmo da je razlika u fazi između desnog i lijevog moda pozitivna što znači da je na bilo kojoj udaljenosti s desni mod napredovao više u fazi nego lijevi mod. Također, superpozicija ta dva moda i dalje čini linearno polarizirani val. Međutim, budući da desni i lijevi mod sada imaju različite faze ($\phi_R \neq \phi_L$), njihovi vektori električnog polja \vec{E}_R i \vec{E}_L rotirali su za različite kutove što rezultira u tome da je vektor električnog polja linearno polariziranog vala \vec{E}_l rotirao za određeni kut s obzirom na početni smjer kod radioizvora. Ova rotacija ravnine polarizacije linearno polariziranog vala naziva se Faradayeva rotacija ili Faradayev efekt prema Michaelu Faradayu koji je uočio taj efekt 1845. godine. Faradayeva rotacija događa se u smislu da se faza vodećeg desnog moda povećava, tj. \vec{E}_R rotira u desnom smjeru oko magnetskog polja \vec{B} . Kut za koji se ravnina polarizacije zarotirala je polovica razlike u fazi između desnog i lijevog moda (Ferrière et al., 2021):

$$\Delta\psi^{[B]} = \frac{1}{2}\Delta\phi = \frac{1}{2} \int_0^s \frac{\omega_e^2 |\Omega|}{\omega^3} k ds' = \left(\frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^s n_e B ds' \right) \lambda^2, \quad (1.37)$$

gdje $[B]$ u eksponentu označava da je $\psi^{[B]}$ kut oko magnetskog polja \vec{B} (mjeren u desno oko magnetskog polja) za razliku od kuta ψ koji je kut u ravnini neba (mjeren suprotno od kazaljke na satu; vidjeti sliku 1.10). Iz perspektive promatrača smještenog na udaljenosti d od izvora



Slika 1.10: IAU (skraćeno od engl. *International Astronomical Union*) konvencija za kut polarizacije korištena u ovom radu. X raste prema sjeveru, Y raste prema istoku, a Z raste duž doglednice prema promatraču. Crvena strelica s dva vrha označava orijentaciju ravnine polarizacije linearno polariziranog vala, a ψ označava kut polarizacije koji se mjeri od sjevera u suprotnom smjeru od kazaljke na satu. Preuzeto iz Ferrière et al. (2021).

zračenja, kut Faradayeve rotacije duž cijelog puta od izvora ($s = 0$) do promatrača ($s = d$) iznosi (Ferrière et al., 2021):

$$\Delta\Psi = \pm\Delta\Psi^{[B]}(s = d) = \left(\frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^d n_e(\pm B) ds \right) \lambda^2, \quad (1.38)$$

s predznacima $+$ i $-$ koji se primjenjuju na magnetsko polje \vec{B} ako je ono u smjeru (suprotnom smjeru od) promatrača. Prethodna formula izvedena je za slučaj širenja radiovala paralelno magnetskom polju \vec{B} . Može se pokazati da ta formula vrijedi za druge smjerove širenja uz to da faktor $(\pm B)$ u integralu bude zamijenjen komponentom magnetskog polja u (pozitivnom) smjeru širenja. Navedena komponenta magnetskog polja ekvivalentna je komponenti magnetskog polja duž doglednice B_{\parallel} gdje se uzima da je B_{\parallel} pozitivan (negativan) ako je \vec{B} u smjeru (suprotnom smjeru od) promatrača. Tada formula 1.38 može biti napisana kao:

$$\Delta\Psi = RM\lambda^2, \quad (1.39)$$

gdje je RM tzv. mjera rotacije (engl. *Rotation Measure*) dana s:

$$RM \equiv \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^d n_e B_{\parallel} ds. \quad (1.40)$$

Konačno, opaženi kut polarizacije upadnog linearno polariziranog zračenja Ψ_{obs} povezan je s intrinzičnim kutom polarizacije kod izvora Ψ_{src} i s kutom zbog Faradayeve rotacije $\Delta\Psi$ kroz:

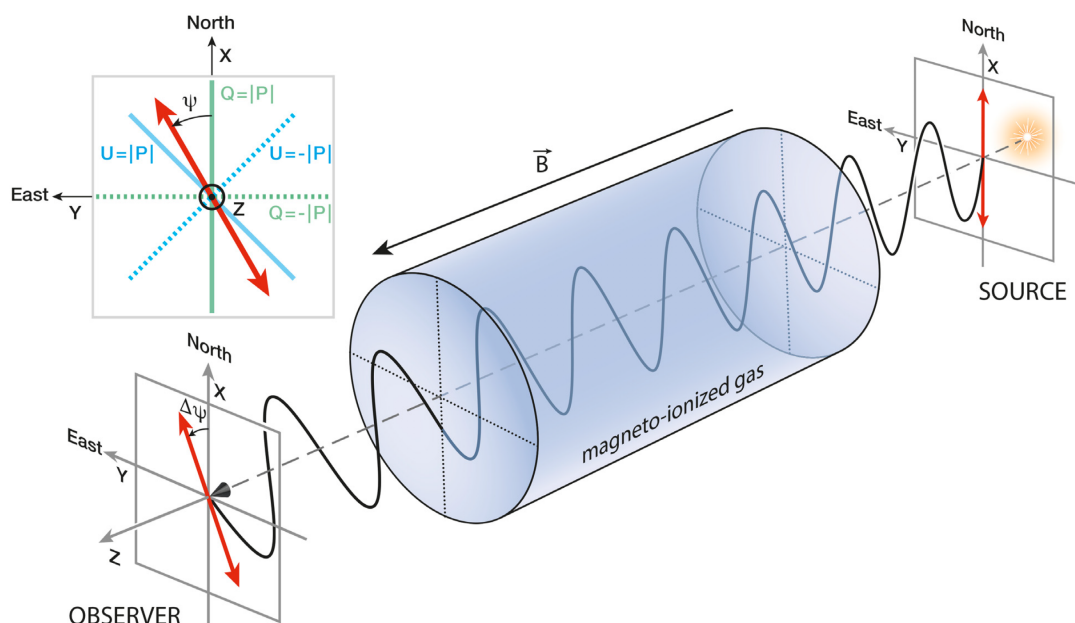
$$\Psi_{obs} = \Psi_{src} + \Delta\Psi. \quad (1.41)$$

Dobar pregled fizikalnog procesa Faradayeve rotacije koji prikazuje način rotacije s obzirom na magnetsko polje kao i pogled na rotaciju iz perspektive promatrača dan je na slici 1.11.

Do sada se integracija umnoška termalnih elektrona i komponente magnetskog polja duž doglednice provodila od radioizvora do promatrača (od $s = 0$ do $s = d$), ali isto tako može se integrirati od promatrača do radioizvora (od $r = 0$ do $r = d$):

$$RM = C \int_{r=0}^{r=d} n_e B_{\parallel} dr, \quad (1.42)$$

gdje je $C = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4}$. Jedini zahtjev je taj da se držimo konvencije da je B_{\parallel} pozitivan (negativan) kada \vec{B} ima smjer prema (od) promatrača. Također, do sada se je razmatrao primjer Faradayeve rotacije pozadinskog izvora linearno polariziranog zračenja u magnetiziranoj plazmi iz prednjeg



Slika 1.11: Prikazan je način na koji vektor električnog polja linearno polariziranog radiovala oscilira duž smjera širenja između izvora (dalja strana) i promatrača (bliža strana) te kako se orijentacija polarizacije (crvena strelica s dva vrha) mijenja pod Faradayevom rotacijom dok radioval prolazi kroz magnetsko-ionsko područje u ISM-u (plavo osjenčani valjak). Faradayeva rotacija uvijek se događa u desnom smjeru oko magnetskog polja \vec{B} . Kada magnetsko polje ima smjer prema (od) promatraču, Faradayeva rotacija je suprotno od smjera kazaljke na satu (u smjeru kazaljke na satu) u ravnini neba što odgovara pozitivnom (negativnom) kutu rotacije $\Delta\psi$ prema IAU definiciji kuta polarizacije (mjereno suprotno od smjera kazaljke na satu kao što je prikazano u gornjem lijevom kutu ove slike). Radi potpunosti, gornji lijevi dio slike prikazuje osi Stokesovih parametara Q i U , tj. zelene linije gdje je $Q = \pm|P|$ (ili $U = 0$) i plave linije gdje je $U = \pm|P|$ (ili $Q = 0$). Preuzeto iz Ferrière et al. (2021).

plana. Dakle, sinkrotronsko zračenje i Faradayeva rotacija su do sada bili razdvojeni u prostoru. Od ovog trenutka uzimamo u obzir da magnetizirana plazma, osim što uzrokuje Faradayevu rotaciju, može biti i izvor linearno polariziranog sinkrotronskog zračenja. Sinkrotronsko zračenje je linearno polarizirano okomito na lokalno magnetsko polje projicirano na ravninu neba \vec{B}_\perp . Ako s ψ_{B_\perp} označimo kut od \vec{B}_\perp (mjereno u skladu s konvencijom na slici 1.10), intrinzični kut polarizacije sinkrotronskog zračenja dan je s:

$$\psi_{src} = \psi_{B_\perp} \pm \frac{\pi}{2}. \quad (1.43)$$

Kut polarizacije zračenja proizvedenog na udaljenosti r od promatrača pod utjecajem Faradayeve rotacije mijenja se od $\psi_{src}(r)$ kod izvora do $\psi_{obs}(r)$ kod promatrača gdje, prema jed-

nadžbama 1.39, 1.41 i 1.42 imamo (Ferrière et al., 2021):

$$\Psi_{obs}(r) = \Psi_{src}(r) + \Delta\Psi(r) = \Psi_{src}(r) + \Phi(r)\lambda^2, \quad (1.44)$$

uz

$$\Phi(r) \equiv C \int_0^r n_e B_{\parallel} dr', \quad (1.45)$$

gdje je $\Phi(r)$ tzv. Faradayeva dubina na udaljenosti r od promatrača. Koristeći numeričke vrijednosti konstanti i pogodnije jedinice, za Φ dobivamo:

$$\frac{\Phi}{[\text{rad m}^{-2}]} = 0.81 \int_0^r \frac{n_e}{[\text{cm}^{-3}]} \frac{B_{\parallel}}{[\mu\text{G}]} \frac{dr'}{[\text{pc}]}, \quad (1.46)$$

pri čemu je Φ pozitivan ako je B_{\parallel} u smjeru promatrača, a negativan ako je B_{\parallel} u smjeru od promatrača. U osnovi, Faradayeva dubina ima isti formalni izraz kao RM u formuli 1.42, ali je konceptualno različita. Naime, RM je čisto opažajka veličina koja je u punom značenju definirana samo za pozadinski sinkrotronski izvor, dok je $\Phi(r)$ uistinu fizikalna veličina koja može biti definirana u bilo kojoj točki ISM-a neovisno o bilo kakvom pozadinskom izvoru. Faradayeva dubina posebno je korisna u kontekstu o kojemu trenutno razmatramo, tj. područja gdje istovremeno imamo sinkrotronsko zračenje i Faradayevu rotaciju.

Pri promatranju linearno polariziranog zračenja mjerimo Stokesove Q i U parametre, ali i ukupni intenzitet kao Stokes I parametar. Izmjerena kompleksna polarizacija P dana je s (Fletcher & Shukurov, 2006):

$$P = p_0 \int_V W(\vec{r}_{\perp}) \epsilon(\vec{r}) e^{i2\Psi_{obs}(\vec{r})} dV, \quad (1.47)$$

gdje je p_0 maksimalni stupanj polarizacije sinkrotronskog zračenja (formula 1.14), $W(\vec{r}_{\perp})$ rezolucija teleskopa (vidjeti potpoglavlje 1.6) i $\epsilon(\vec{r})$ sinkrotronska emisivnost. Integral se izvrjednjuje unutar volumena cilindra rezolucije teleskopa te $\vec{r} = (x, y, z)$ specificira lokaciju s obzirom na nebesku ravninu (x, y) i doglednicu z . Istovremeno, ukupni intenzitet sinkrotronskog zračenja dan je s:

$$I = \int_V W(\vec{r}_{\perp}) \epsilon(\vec{r}) dV. \quad (1.48)$$

Na niskim radiofrekvencijama (100 – 200 MHz) je za očekivati da će većina linearno polariziranog sinkrotronskog zračenja naše galaksije biti depolarizirana, tj. da nećemo biti u mogućnosti detektirati zračenje s nekim značajnim stupnjem polarizacije p . Budući da je Faradayeva rotacija proporcionalna kvadratu valne duljine, puno je jači utjecaj iste na većim valnim duljinama (manjim frekvencijama) pa je i depolarizacija izraženija. Uzrok takvoj depolarizaciji je tzv.

diferencijalna Faradayeva rotacija zbog faktora $e^{i2\psi_{obs}(\vec{r})}$ u formuli 1.47. Naime, sinkrotronsko zračenje proizvedeno na različitim udaljenostima duž doglednice stiže do promatrača s različitim kutovima polarizacije pa je neto učinak depolarizacija signala (detaljnije o tome u sljedećem potpoglavlju). Ipak, promatranja radiointerferometrija kao što su LOFAR (Jelić et al., 2014, 2015; Van Eck et al., 2017, 2019) i MWA (Bernardi et al., 2010; Lenc et al., 2016) pokazala su suprotno. Visoka osjetljivost korištenih radiointerferometara na širokom pojasu frekvencija i njihova odlična kutna rezolucija pokazale su se ključnim za detekciju relativno slabog polariziranog zračenja na niskim radiofrekvencijama. Detekciji je pridonijela i metoda RM sinteze koja nam omogućuje prikaz intenziteta promatranog radiozračenja kao funkcije Faradayeve dubine o čemu će biti riječi u potpoglavlju 3.1. Na taj način možemo napraviti tomografiju ionizirane međuzvjedane tvari i komponente magnetskog polja duž doglednice zaslužnih za Faradayevu rotaciju sinkrotronskog zračenja. Na niskim radiofrekvencijama ova metoda je osjetljiva i na vrlo male gustoće ISM-a koje ne možemo detektirati na višim radiofrekvencijama zbog puno lošije rezolucije u Faradayevom prostoru. Osim depolarizacije uzrokovane diferencijalnom Faradayevom rotacijom, postoje i drugi načini zbog kojih dolazi do depolarizacije signala pa slijedi pregled uzroka depolarizacije zračenja kojeg promatramo u radiopodručju.

1.5 Depolarizacija sinkrotronskog zračenja

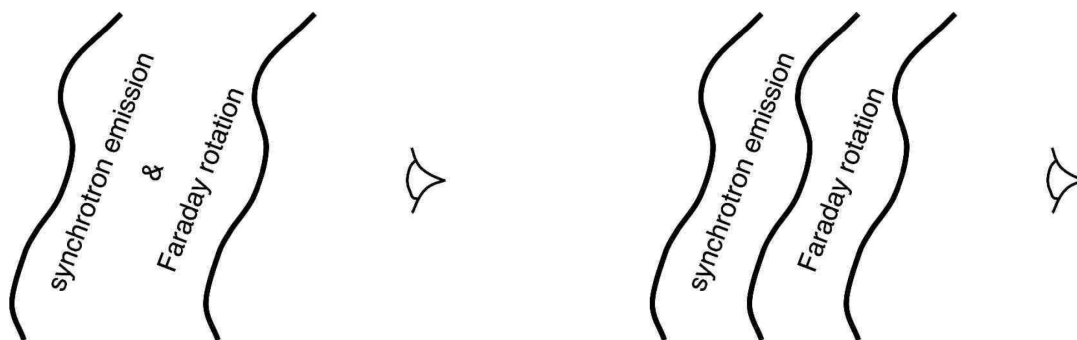
U prethodnom potpoglavlju već je spomenuta depolarizacija linearno polariziranog sinkrotronskog zračenja koja dovodi do toga da detektiramo maksimalno nekoliko postotaka linearno polariziranog zračenja u odnosu na ukupni intenzitet. Postoji nekoliko mogućih načina zbog kojih dolazi do depolarizacije sinkrotronskog zračenja. Može se napraviti podjela načina depolarizacije na one koji su zbog ograničenja teleskopa te one zbog Faradayeve rotacije u magnetskiom ISM-u. Što se tiče samog ograničenja teleskopa, postoje dva moguća uzroka za depolarizaciju: depolarizacija uzrokovana frekvencijskom spektralnom pojasnom širinom teleskopa te depolarizacija zbog konačne kutne rezolucije teleskopa (Sokoloff et al., 1998; Reich, 2006). S druge strane, depolarizacija zbog Faradayeve rotacije također se može podijeliti na dva glavna uzroka: depolarizacija zbog turbulentnog magnetskog polja i depolarizacija zbog diferencijalne Faradayeve rotacije u (djelomično) pravilnom magnetskom polju (Sokoloff et al., 1998).

Najupečatljiviji rezultati potpune depolarizacije su uski depolarizirani kanali vidljivi u raznim smjerovima u odnosu na sjajnu pozadinu sinkrotronskog zračenja naše galaksije (npr. Wieringa et al., 1993; Duncan et al., 1999; Gray et al., 1999; Uyaniker et al., 1998; Haverkorn et al., 2000, 2004b). Ovi kanali očigledno na neki način nose informaciju o ISM-u, ali još nije sigurno kako izvući te informacije. Da bi se svojstva kanala iskoristila za zaključke u vezi ne-

kih parametara ISM-a, potrebno je na ispravan način odrediti podrijetlo depolariziranih kanala. Depolarizirane kanale možemo okarakterizirati na sljedeći način (Fletcher & Shukurov, 2006):

1. opaženi intenzitet linearno polariziranog zračenja duž kanala $|P|$ jednak je ili manji od razine šuma σ_P : $|P| \lesssim \sigma_P$;
2. širina depolariziranog kanala otprilike odgovara rezoluciji teleskopa;
3. depolarizirani kanal prolazi kroz područje značajnog polariziranog intenziteta $|P|$: npr. $|P| \gtrsim 3\sigma_P$;
4. depolarizirani kanal nije u korelaciji s nekom strukturom u ukupnom intenzitetu zračenja.

Uz navedeno, kut polarizacije mijenja se preko kanala za $\Delta\psi_{obs} = 90^\circ$. Depolarizirani kanali najviše se povezuju s depolarizacijom zbog kutne rezolucije teleskopa. To se događa zbog jakih gradijenata i diskontinuiteta RM -a unutar rezolucije teleskopa $W(\vec{r}_\perp)$ u Faradayevom sloju (engl. *Faraday screen*; vidjeti sliku 1.12; Haverkorn et al., 2000, 2004a; Haverkorn & Heitsch, 2004). Drugi ih povezuju s diferencijalnom Faradayevom rotacijom zbog kombinacije sinkrotronskog zračenja i Faradayeve rotacije unutar istog područja ISM-a duž doglednice (Beck, 1999; Shukurov & Berkhuijsen, 2003). Kako depolarizacija zbog kutne rezolucije teleskopa stvara depolarizirane strukture na skali veličine rezolucije teleskopa, to znači da bi depolarizirani signal na većim skalama morao biti uglavnom zbog spomenute diferencijalne Faradayeve rotacije. Slijede kratka pojašnjenja svih načina depolarizacije linearno polariziranog sinkrotronskog zračenja.



Slika 1.12: Relativne pozicije područja duž doglednice u kojima nastaje sinkrotronsko zračenje i Faradayeva rotacija, a promatrač se nalazi desno. Lijevo je primjer područja u kojemu se događaju oba procesa što dovodi do diferencijalne Faradayeve rotacije. Desno je primjer Faradayevog sloja gdje su mjesta nastajanja sinkrotronskog zračenja i Faradayeve rotacije odvojena, a promatrajući takvo područje može rezultirati u depolarizaciji kutnom rezolucijom teleskopa. Preuzeto iz Fletcher & Shukurov (2007).

1.5.1 Depolarizacija konačnom spektralnom rezolucijom

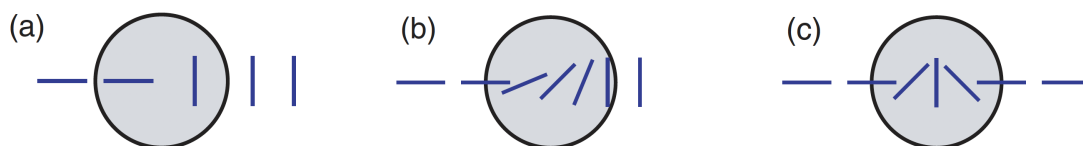
Radioteleskopom promatramo zračenje na diskretnom broju frekvencija. Spektralna rezolucija $\delta\nu$ je frekvencijska širina nakon usrednjavanja mjerenja centrirano na pojedinoj diskretnoj frekvenciji ν_0 . Promatranje će biti preciznije za linearno polarizirano zračenje ako je spektralna rezolucija bolja (što uži $\delta\nu$, to bolje). Depolarizacija signala zbog varijacije kuta polarizacije unutar $\delta\nu$, definirana kao $DP = \frac{p}{p_0}$ (p je opaženi stupanj polarizacije, a p_0 intrinzični stupanj polarizacije prema formuli 1.14), iznosi (Reich, 2006):

$$DP = \text{sinc} \left(\lambda_0^2 \Phi(\vec{r}) \cdot \frac{2\delta\nu}{\nu_0} \right), \quad (1.49)$$

gdje je $\text{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x}$. Za uske spektralne pojaseve širine, više frekvencije ili manje vrijednosti Faradayeve dubine, depolarizacija postaje zanemariva.

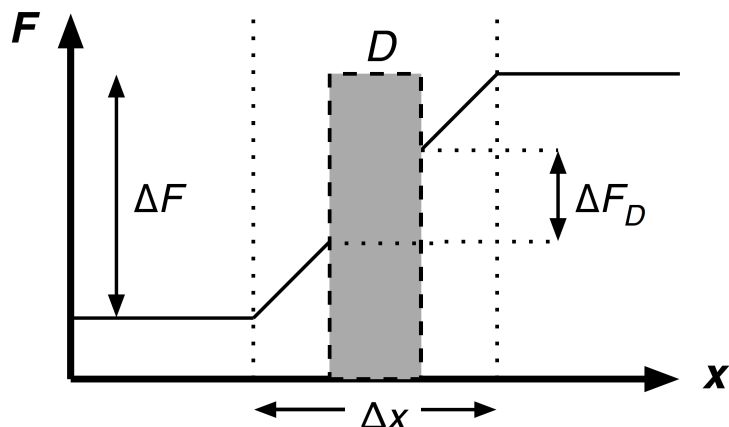
1.5.2 Depolarizacija kutnom rezolucijom

Ako se sinkrotronsko zračenje i Faradayeva rotacija događaju odvojeno u različitim slojevima kao na slici 1.12 desno, magnetsko-ionski sloj iz prednjeg plana naziva se Faradayev sloj. Efekt depolarizacije može nastati usrednjavanjem upadne polarizacije po kutnoj rezoluciji teleskopa $W(\vec{r}_\perp)$ rješavajući integral kompleksne polarizacije 1.47. To se događa ako se unutar $W(\vec{r}_\perp)$ kut polarizacije zračenja $\psi_{obs}(\vec{r})$ naglo promijeni za npr. 90° kao na slici 1.13 pod (a). Za potrebe



Slika 1.13: Ilustracija depolarizacije kutnom rezolucijom teleskopa u Faradayevom sloju gdje je osjenčani krug kutna rezolucija teleskopa $W(\vec{r}_\perp)$, a plave linije prikazuju kut polarizacije zračenja na različitim položajima. Pod (a) se nalazi slučaj kada je nagla promjena kuta polarizacije $\psi_{obs}(\vec{r})$ u sredini za 90° što dovodi do potpune depolarizacije zračenja. Pod (b) je slična, ali kontinuirana promjena kuta od 90° koja ne dovodi do potpune depolarizacije. Pod (c) je kontinuirana promjena kuta polarizacije za 180° što također može proizvesti kanal. Preuzeto iz Fletcher & Shukurov (2006).

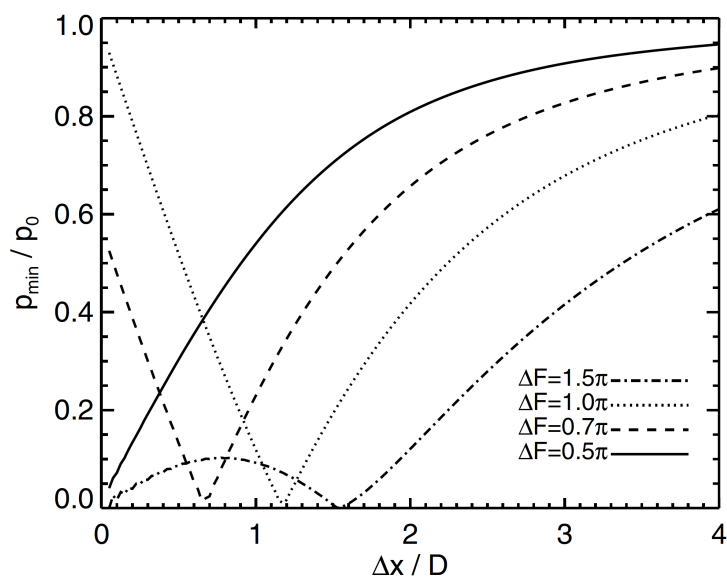
analize grafova, koristit ćemo zamjensku oznaku za promjenu kuta uslijed Faradayeve rotacije na način da je $F = \Delta\psi = \Phi(\vec{r})\lambda^2$ (vidjeti izraz 1.44). Ako promjena od F unutar kutne rezolucije teleskopa ΔF_D (vidjeti sliku 1.14) proizvodi razliku od 90° u opaženom kutu polarizacije $\psi_{obs}(\vec{r})$ kao na slici 1.13 pod (a), očekuje se potpuna depolarizacija, i kanal će biti prisutan ako vrijedi $\Delta F_D = (n + 1/2)\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$). Slika 1.13 pod (b) također prikazuje $\Delta F_D = 90^\circ$, ali ta



Slika 1.14: Skica koja prikazuje promjenu od F s obzirom na transverzalnu udaljenost u ravnini neba x . F se promijeni za ΔF preko udaljenosti Δx i za ΔF_D unutar kutne rezolucije teleskopa D . Preuzeto iz Fletcher & Shukurov (2006).

promjena kuta polarizacije nije nagla kao u prethodnom slučaju te se polarizirano zračenje ne depolarizira u potpunosti. Dakle, potrebna je promjena $\Delta F_D \simeq (n + 1/2)\pi$, ali unutar širine Δx koja je dosta manja od kutne rezolucije teleskopa da bismo dobili potpunu depolarizaciju zračenja. To se vidi iz slike 1.15 dobivene rješavanjem integrala kompleksne polarizacije 1.47 gdje puna linija odgovara slučaju $\Delta F = \pi/2$. Vidimo da će intenzitet duž kanala biti manje od 10% emisije koja ga okružuje ako se gradijent od F događa na način da vrijedi $\Delta x/D \lesssim 0.2$, gdje je Δx širina područja duž kojeg je gradijent, a D kutna rezolucija teleskopa. Nadalje, treći slučaj na slici 1.13 pod (c) ima promjenu kuta duž kutne rezolucije teleskopa $\Delta F_D = \pi$ te iz točkaste krivulje na slici 1.15 vidimo da za $\Delta F = \pi$ i $\Delta x/D \simeq 1$ imamo jaku depolarizaciju, ali s promjenom kuta polarizacije preko kutne rezolucije teleskopa u iznosu od $\Delta\psi_{obs} \simeq 0^\circ$.

Zaključno, ako je F kontinuirana, nasumična funkcija položaja (s dovoljno jakim fluktuacijama na skali kutne rezolucije teleskopa), moguće je dobiti kanale za sve promjene kutova polarizacije $0^\circ < \Delta\psi_{obs} < 90^\circ$ preko kutne rezolucije teleskopa (kanala). S druge strane, diskontinuirana promjena u F s $(n + 1/2)\pi$ će dovesti do toga da imamo depolarizirani kanal preko kojeg se kut polarizacije promijeni za $\Delta\psi_{obs} = 90^\circ$ što i je ono što opažamo u radiopolarimetrijskim promatranjima. Diskontinuitet dolazi ili zbog povećanja gustoće termalnih elektrona, ili zbog jačih magnetskih polja koja postoje u udarnim frontama nakon eksplozija supernovih kao rezultat kompresije magnetskih silnica (npr. Reich, 2006; Fletcher & Shukurov, 2006).



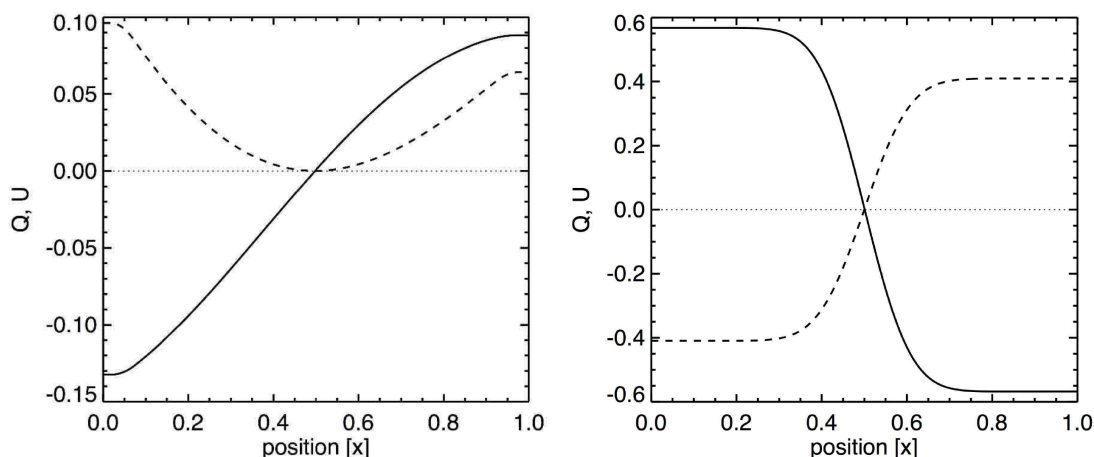
Slika 1.15: Minimalni stupanj polarizacije u kanalu proizveden gradijentom od F u Faradayevom sloju kao funkcija relativne širine gradijenta $\Delta x/D$, gdje je D kutna rezolucija teleskopa i x je položaj u ravni neba (vidjeti sliku 1.14). Različite krivulje predstavljaju različite ΔF i za $\Delta x/D \ll 1$ imamo naglu promjenu, tj. diskontinuitet u F . Preuzeto iz Fletcher & Shukurov (2006).

1.5.3 Depolarizacija turbulentnim magnetskim poljem

Postoje 4 načina kojima dolazi do depolarizacije zračenja uzrokovanih turbulentnim magnetskim poljem (Sokoloff et al., 1998):

1. turbulentna magnetska polja u područjima gdje nastaje sinkrotronsko zračenje bez termalnih elektrona (nema Faradayeve rotacije) dovodi do frekvencijski neovisne depolarizacije, tj. depolarizacija je prisutna na svim frekvencijama;
2. turbulentna magnetska polja u području gdje istovremeno imamo sinkrotronsko zračenje i termalne elektrone, pa time i Faradayevu rotaciju, dovodi do frekvencijski ovisne depolarizacije što je poznato kao unutarnja Faradayeva disperzija (engl. *internal Faraday dispersion*), i tu je RM uvijek frekvencijski ovisan;
3. doprinos gornjeg sloja turbulentnih ćelija ISM-a u opaženom polariziranom zračenju može biti značajan na većim valnim duljinama što dovodi do velikih fluktuacija u stupnju polarizacije zračenja;
4. turbulentna magnetska polja u magnetsko-ionskom ISM-u između sinkrotronskog zračenja i promatrača gdje nema relativističkih elektrona, tj. proizvodnje sinkrotronskog zrače-

nja, dovodi do frekvencijski ovisne depolarizacije što je poznato kao vanjska Faradayeva disperzija (engl. *external Faraday dispersion*).



Slika 1.16: Varijacija Stokesovih Q (puna linija) i U (isprekidana linija) parametara (u proizvoljnim jedinicama) preko depolariziranog kanala uzrokovanog diferencijalnom Faradayevom rotacijom (lijevo) i Faradayevim slojem (desno). Na svakom grafu, kanal se pojavljuje na mjestu $x = X_c = 0.5$ gdje je $Q = U = 0$ Preuzeto iz Fletcher & Shukurov (2007).

1.5.4 Depolarizacija diferencijalnom Faradayevom rotacijom

Ako imamo područje kao na slici 1.12 (lijevo) prožeto pravilnim magnetskim poljem, na li-
 nearno polarizirano zračenje djeluje Faradayeva rotacija te fotoni na različitim položajima duž
 doglednice imaju različite rotacije njihovih ravnina polarizacije. Konačni rezultat je frekven-
 cijski ovisna depolarizacija linearно polariziranog sinkrotronskog zračenja (npr. Burn, 1966;
 Sokoloff et al., 1998; Fletcher & Shukurov, 2007):

$$P = P_0 \left| \frac{\sin(2RM\lambda^2)}{2RM\lambda^2} \right|, \quad (1.50)$$

gdje je P_0 polarizirani intenzitet opažen na $\lambda \rightarrow 0$ (kada nema Faradayeve rotacije). Linearni
 gradijent u RM proizvodi dugačke uske depolarizirane kanale za određene vrijednosti RM_c za
 koje vrijedi $2RM_c\lambda^2 = n\pi$ ($n = 1, 2, \dots$). Za svaku nultočku te sinc funkcije kut polarizacije
 mijenja se za $\Delta\Psi_{obs} = 90^\circ$.

Na kraju nas zanima koja je depolarizacija zaslužna za depolarizirane kanale; ona koja je
 zbog kutne rezolucije i Faradayevog sloja, ili ona koja je zbog maloprije opisane diferencijalne
 Faradayeve rotacije. To se može saznati iz analize predznaka izmjerenih Stokesovih Q i U

parametara prelaskom preko kanala što je prikazano na slici 1.16. U slučaju depolarizacije kutnom rezolucijom teleskopa zbog diskontinuiteta u Faradayevom sloju preko kutne rezolucije teleskopa, parametri Q i U mijenjaju predznak. U slučaju diferencijalne Faradayeve rotacije samo jedan Stokesov parametar mijenja predznak, a drugi ne.

Zaključno, dominantni proces koji uzrokuje kanale širine jednako rezoluciji teleskopa je najvjerojatnije depolarizacija kutnom rezolucijom teleskopa. U ovom slučaju, nagle promjene RM -a moraju biti prisutne u ISM-u. Da je diferencijalna Faradayeva rotacija glavni uzrok depolariziranim kanalima, bilo bi teško razumjeti zašto su kanali uglavnom širine kutne rezolucije teleskopa i zašto ne opažamo značajnu promjenu u položaju kanala s frekvencijom.

1.6 Radiointerferometar

U radioastronomiji se koriste dva tipa radioteleskopa: s jednom antenom (obično je u pitanju parabolična antena, engl. *single dish*) i s dvije ili više antena koje funkcioniraju kao interferometar. Tehniku interferometrije, poznatu pod nazivom interferometrija sinteze otvora (engl. *aperture synthesis interferometry*), razvio je Martin Ryle s kolegama (npr. Ryle et al., 1950), za što je i dobio Nobelovu nagradu 1974. godine (podijelio ju je s već spomenutim Antonyjem Hewishem). U ovom radu koriste se LOFAR-ova radiointerferometarska promatranja pa u tu svrhu slijede objašnjenja osnovnih principa rada i pojmova potrebnih za dobivanje radioslika koristeći nekoliko različitih izvora (Taylor et al., 1999; Condon & Ransom, 2016; Thompson et al., 2017; Heald et al., 2018). Budući da se u ovom radu koriste mjerenja radiointerferometra LOFAR, na kraju je dan opis istoga.

Neka je \vec{R} položaj emitera elektromagnetskog zračenja te \vec{E} vektor električnog polja. Na položaju prijavnika \vec{r} , monokromatska komponenta električnog polja dana je s (Taylor et al., 1999):

$$\vec{E}_v(\vec{r}) = \iiint P_v(\vec{R}, \vec{r}) \vec{E}_v(\vec{R}) dV, \quad (1.51)$$

gdje je $P_v(\vec{R}, \vec{r})$ propagator koji opisuje kako polje u \vec{R} utječe na ono u položaju \vec{r} . Sada se uvode četiri pojednostavljenja (Taylor et al., 1999). Prvo među njima je da promatramo samo jednu komponentu polja čime se propagator iz tenzora reducira u skalar. Nadalje, s obzirom na to da izvori zrače s velike udaljenosti zbog čega ne možemo razlučivati dubinu, uzimamo da isti zrače s jednake udaljenosti $|\vec{R}_0|$ s pripadnim električnim poljem $\vec{E}_v(|\vec{R}_0|)$. Treća aproksimacija je da je prostor unutar te sfere prazan. Uz navedene pretpostavke, propagator u praznom prostoru poprima jednostavni oblik:

$$P_v(|\vec{R}_0|, \vec{r}) = \frac{e^{i2\pi|\vec{R}_0 - \vec{r}|v/c}}{|\vec{R}_0 - \vec{r}|}. \quad (1.52)$$

Prethodni izraz nam govori da se faza promijenila za $2\pi|\vec{R}_0 - \vec{r}|v/c$ rad, a amplituda za iznos od $1/|\vec{R}_0 - \vec{r}|$. Uvrštavajući taj izraz u 1.51, uz zamjenu volumne integracije s integracijom po odabranoj površini na sferi, dobivamo:

$$\vec{E}_v(\vec{r}) = \int \vec{E}_v(|\vec{R}_0|) \frac{e^{i2\pi|\vec{R}_0 - \vec{r}|v/c}}{|\vec{R}_0 - \vec{r}|} dS. \quad (1.53)$$

Dobiveni izraz sam po sebi nije pretjerano koristan, ali nam može poslužiti za usporedbu polja u dvije različite točke. To se može kvantificirati usrednjavanjem kompleksnog produkta dva pripadna polja čime definiramo prostornu funkciju koherencije ili funkciju vidljivosti (engl. *visibility function*):

$$V_v = \langle \vec{E}_v(\vec{r}_1) \vec{E}_v^*(\vec{r}_2) \rangle. \quad (1.54)$$

Dolazimo do četvrte pretpostavke koja se odnosi na prostornu nekoherentnost odnosno neovisnost emisije zračenja s različitih točaka nebeske sfere:

$$\langle \vec{E}_v(\vec{R}_1) \vec{E}_v^*(\vec{R}_2) \rangle = 0, \quad \vec{R}_1 \neq \vec{R}_2. \quad (1.55)$$

Uz tu pretpostavku, uvrštavanjem 1.53 u 1.54 dobivamo:

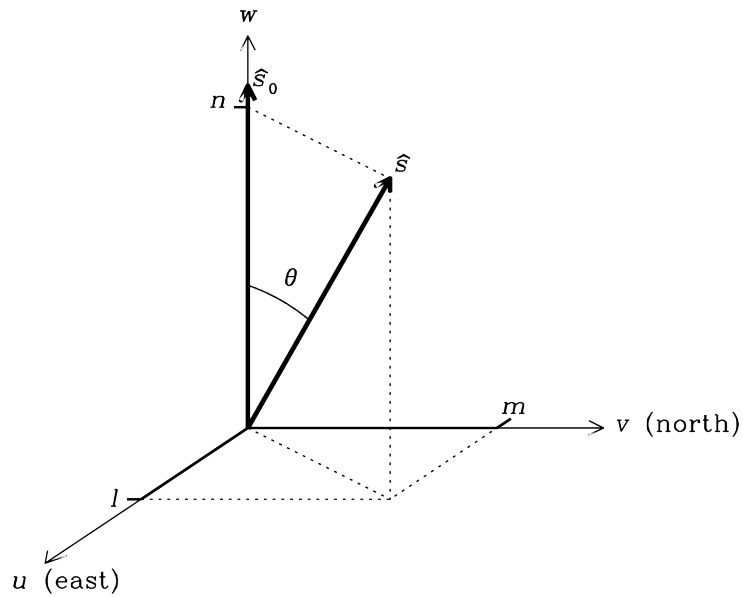
$$V_v(\vec{b}) = \int I_v(\vec{s}) e^{-i2\pi\vec{s}\cdot\vec{b}v/c} d\Omega, \quad |\vec{R}_0| \gg |\vec{r}|, \quad (1.56)$$

gdje je $\vec{s} = \vec{R}/|\vec{R}_0|$ jedinični vektor u smjeru izvora, $d\Omega = dS/|\vec{R}_0|^2$ diferencijal prostornog kuta, $\vec{r}_1 - \vec{r}_2$ osnovna linija (engl. *baseline*), a $I_v(\vec{s}) = |\vec{R}_0|^2 \langle |\vec{E}_v(\vec{s})|^2 \rangle$ specifični intenzitet. Upravo je specifični intenzitet ono što tražimo, a do istoga dolazimo mjerenjem funkcije prostorne koherencije. Da bi se dobio intenzitet, moramo invertirati relaciju 1.56 što je moguće ako ju svedemo na izraz za Fourierov transformat. Prvo definiramo koordinatni sustav tako da su (u, v, w) koordinate vektora \vec{b} u jedinicama valne duljine. Uz to, koordinate jediničnog vektora smjera \vec{s} su (l, m, n) pa je skalarni umnožak vektora \vec{b} i \vec{s} oblika $ul + vm + wn$. Prikaz navedenih koordinata dan je na slikama 1.17 i 1.18. Vidimo da je $n = \sqrt{1 - l^2 - m^2}$, a prostorni kut:

$$d\Omega = \frac{dl dm}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}}. \quad (1.57)$$

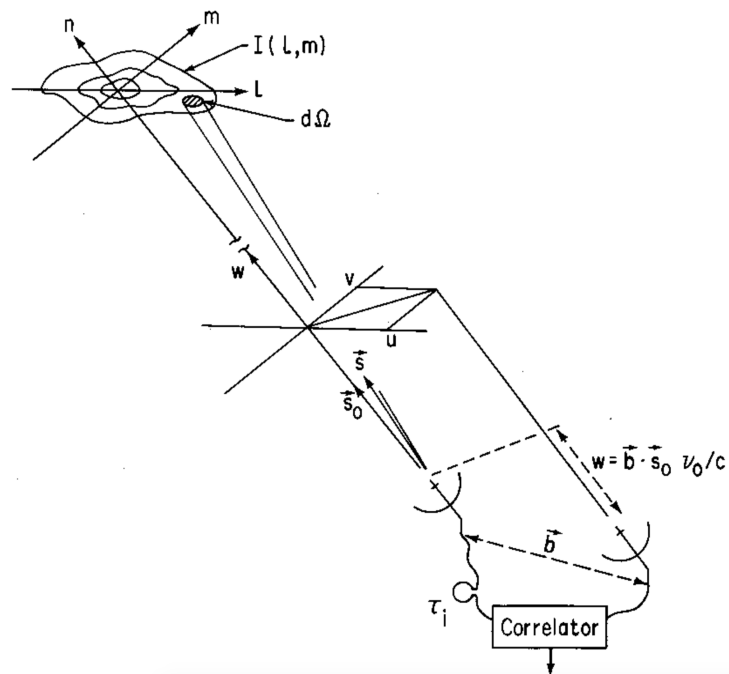
Sada izraz 1.56 prelazi u:

$$V_v(u, v, w) = \iint \frac{I_v(l, m)}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}} e^{-i2\pi(ul + vm + wn)} dl dm. \quad (1.58)$$



Slika 1.17: Koordinatni sustav interferometra postavljen tako da je w -os u smjeru centra opažanja, u -os u smjeru istoka te v -os u smjeru sjevera. (l, m, n) su redom projekcije jediničnog vektora \vec{s} na (u, v, w) . Preuzeto iz Condon & Ransom (2016).

U općenitom slučaju interferometar prostornu funkciju koherencije mjeri u nekom volumenu.



Slika 1.18: Desni koordinatni sustavi korišteni za opis osnovnih linija radiointerferometra (u, v, w) i raspodjele sjaja nebeskog izvora (l, m, n) . Preuzeto iz Taylor et al. (1999).

U aproksimaciji malih kuteva oko centra opažanja (w -os je u smjeru centra opažanja) vrijedi $n \approx 1 - \theta^2/2$ pri čemu možemo zanemariti kvadratični dio ako je $w\theta^2 \ll 1$, tj. ako imamo malo vidno polje promatranja čiji je polumjer $\theta \ll w^{-1/2} \approx (\lambda/b)^{1/2}$. Konačno, izraz 1.58 prelazi u:

$$V'_v(u, v) = \iint \frac{I_v(l, m)}{\sqrt{1-l^2-m^2}} e^{-i2\pi(ul+vm)} dl dm, \quad (1.59)$$

gdje je modificirana funkcija prostorne koherencije $V'_v = V_v e^{i2\pi w}$. Inverzom dobivenog 2D Fourierovog transformata dobivamo traženi specifični intenzitet. Funkciju prostorne koherencije mjerimo radiointerferometrom koji se sastoji od minimalno dvije antene.

Najjednostavniji interferometar prikazan je na slici 1.19. Sadrži dva identična senzora koja primaju signal iz smjera \vec{s} te pri tome na jednom senzoru signal kasni za vremenski interval τ_g . Potom se naponi nastali u sensorima pomnože i usrednje (koreliraju) te dobivamo²⁵:

$$R_c = \frac{V^2}{2} \cos(2\pi v \vec{b} \cdot \vec{s} / c). \quad (1.60)$$

Specifični intenzitet (spektralni sjaj) definiran je kao snaga po jedinici površine, jedinici frekvencijske širine i prostornom kutu iz smjera \vec{s} na frekvenciji v te (zanemarujući dobitke antene i gubitke u prijenosu signala kablovima) snaga na izlazu iz korelatora postaje:

$$dP = I_v(\vec{s}) d\Omega dA dv. \quad (1.61)$$

Ako promatramo izvor koji nije točkast, moramo integrirati po prostornom kutu:

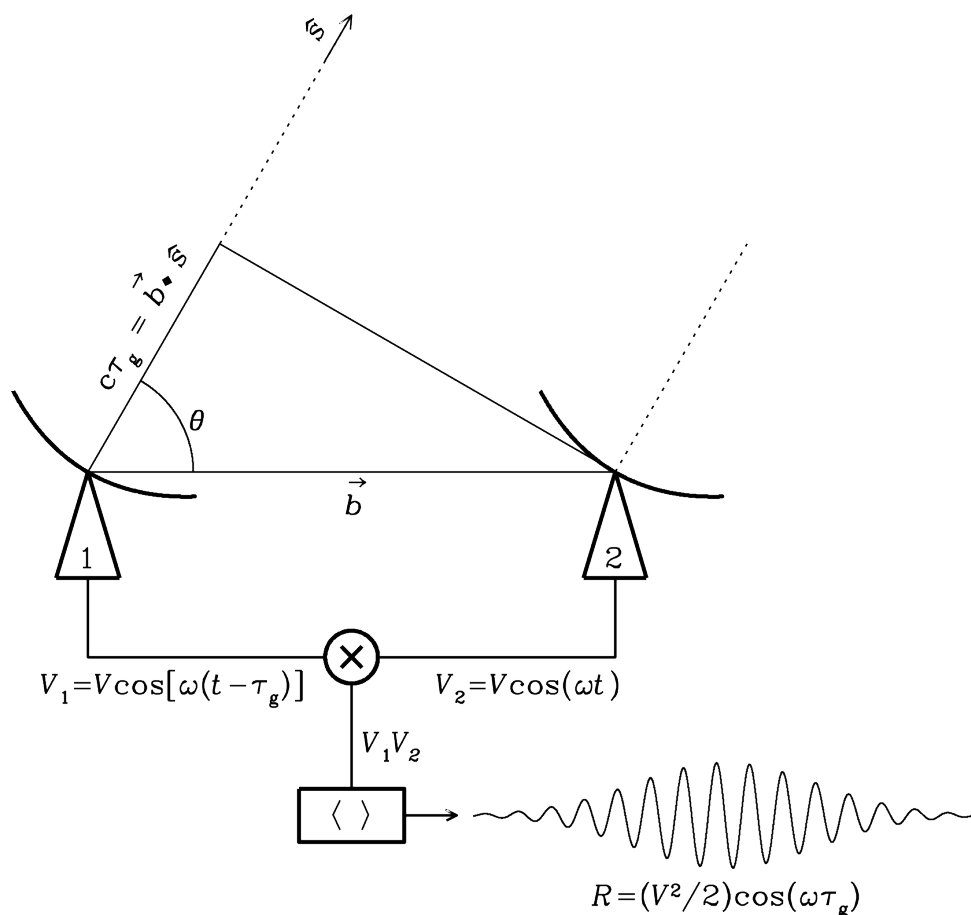
$$R_c = dA dv \int I_v(\vec{s}) \cos(2\pi v \vec{b} \cdot \vec{s} / c) d\Omega. \quad (1.62)$$

Pošto je kosinus parna funkcija, integracija preko proširenog izvora neće nam na izlazu iz korelatora dati neparni dio raspodjele intenziteta izvora. Iz tog razloga, interferometru moramo dodati i sinusni korelator, a to se postiže tako da se prije multiplikatora ubaci pomak od 90° u jednu od grana interferometra. Izraz sa sinusoidalnim članom dan je s:

$$R_s = -dA dv \int I_v(\vec{s}) \sin(2\pi v \vec{b} \cdot \vec{s} / c) d\Omega. \quad (1.63)$$

Sada možemo definirati kompleksnu funkciju vidljivosti $R = R_c + iR_s$, pa uz izraze 1.62 i 1.63

²⁵Koristeći trigonometrijski identitet $\cos(x)\cos(y) = \frac{\cos(x+y) + \cos(x-y)}{2}$, za korelirani signal imamo:
 $R_c = \langle V_1(t)V_2(t) \rangle = \langle V \cos[2\pi v(t - \tau_g)] \cdot V \cos(2\pi vt) \rangle = \left\langle V^2 \frac{\cos(4\pi vt - 2\pi v\tau_g) + \cos(2\pi v\tau_g)}{2} \right\rangle \approx \frac{V^2}{2} \cos(2\pi v\tau_g)$ (za tipično radiopromatranje prvi član oscilira jako brzo i usrednjuje se u nulu).



Slika 1.19: Interferometar koji se sastoji od dva identična senzora međusobno udaljena za $|\vec{b}|$ koja primaju signal iz smjera \vec{s} pri čemu na jednom senzoru isti kasni za određeni vremenski interval τ_g . Izlazni naponi se pomnože i usrednje (koreliraju). Preuzeto iz Condon & Ransom (2016).

imamo:

$$R = \int I_V(\vec{s}) e^{-i2\pi\nu\vec{b}\cdot\vec{s}/c} d\Omega dAdv. \quad (1.64)$$

Vidimo da je dobiveni izraz za R jednak prostornoj funkciji koherencije V_V (1.56). S određenom geometrijom, to je 2D Fourierov transformat čijim inverzom možemo dobiti traženi specifični intenzitet $I_V(\vec{s})$. Ono što zapravo ovaj korelator radi je da množi površinski intenzitet izvora s kosinusnim uzorkom i integrira rezultat preko neba. Uzorak je to gušći što je veća duljina osnovnih linija $|\vec{b}|$, tj. što je razmak između antena veći. To nam služi za proučavanje detaljne strukture izvora. Obrnuto, što je manja udaljenost između antena to je uzorak rjeđi te imamo veću osjetljivost na ukupni intenzitet izvora. Orijentacija kosinusnog uzorka na nebu određena je geometrijom osnovnih linija između antena. Za dobru radiosliku nekog izvora potrebna nam je kombinacija većih i manjih razmaka (engl. *short and long spacings*) između antena. Efektivna kutna rezolucija radiointerferometra određena je najvećom duljinom osnovne linije

između antena (Mesinger, 2019):

$$\theta_{res} \propto \frac{\lambda}{|\vec{b}_{max}|}. \quad (1.65)$$

Nadalje, vidno polje radiointerferometra određeno je širinom pojedine antene (u slučaju LOFAR-a, to se odnosi na veličinu stanice) koja prima zračenje (Mesinger, 2019):

$$\theta_f \approx \frac{\lambda}{D}, \quad (1.66)$$

gdje je D promjer antene.

Interferometri u stvarnosti registriraju frekvencije s određenom pojasnom širinom. Ako se intenzitet izvora ne mijenja duž frekvencijske širine imamo (Condon & Ransom, 2016):

$$V_v = \int I_v(\vec{s}) \text{sinc}(\tau_g \Delta v) e^{-i2\pi v_0 \tau_g} d\Omega, \quad (1.67)$$

gdje je pretpostavljeno da su pojasevi frekvencija kvadratnog oblika širine Δv sa središnjom frekvencijom v_0 , a sinc funkcija je definirana kao $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$ ²⁶. Dakle, intenzitet izvora je prigušen sinc funkcijom, a prigušenje je malo kada vrijedi (Condon & Ransom, 2016):

$$\frac{\Delta v}{v} \frac{\theta}{\theta_{res}} \ll 1, \quad (1.68)$$

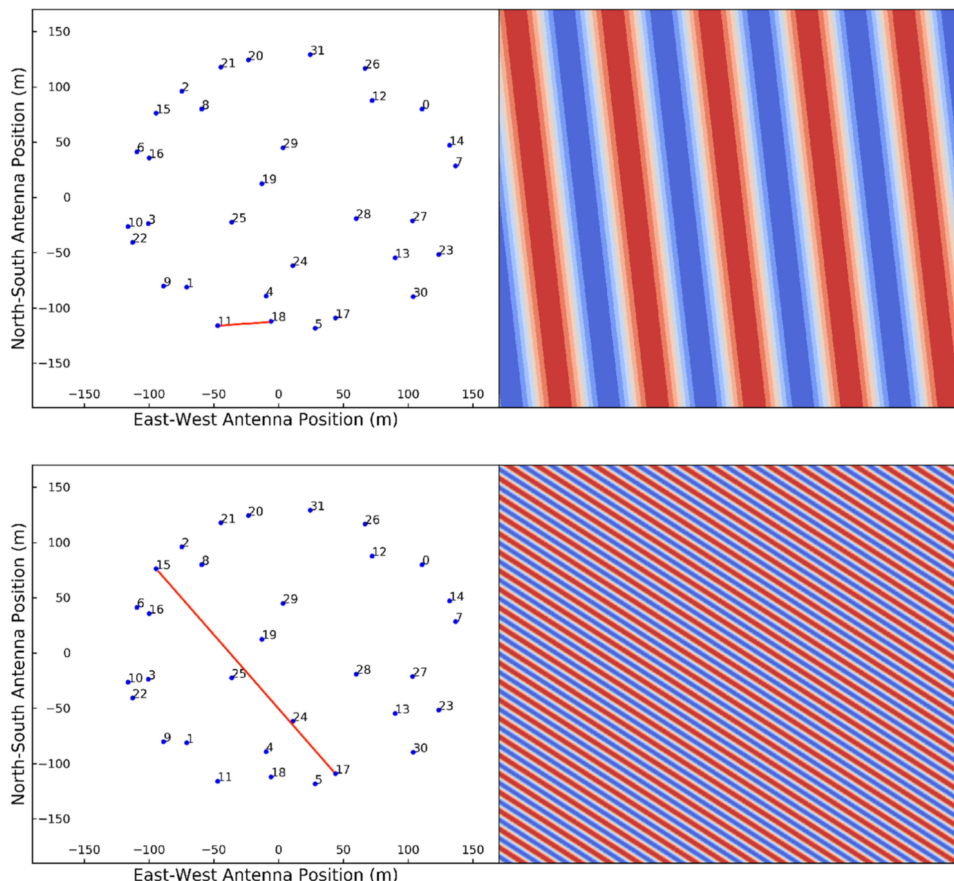
Prethodna relacija nam govori da je prigušenje malo ako imamo uske frekvencijske pojasne širine i ako nismo predaleko udaljeni od centra opažanja.

Dosadašnja analiza najjednostavnijeg interferometra pretpostavlja da je centar promatranja stacionaran i okomito na ravninu u kojoj se nalazi osnovna linija, no u stvarnosti centar nije okomito iznad ravnine i pomiče se. Naime, efekt konačne frekvencijske pojasne širine je da ograničava područje dobrih mjerenja na zonu centriranu u smjeru bez vremenskog kašnjenja i očito je da za promatranje u nekom drugom smjeru trebamo dodati određeni vremenski interval kako bismo pomaknuli neprigušeni dio interferometarskog uzorka u smjer od interesa. Dakle, treba se dodati vremenski interval τ_0 "bližoj" strani interferometra kako bismo pomaknuli neprigušeni dio uzorka u smjer od interesa pritom zadovoljavajući $|\tau_0 - \tau_g| \ll (\Delta v)^{-1}$.

Da bismo uspješno rekonstruirali raspodjelu intenziteta izvora (inverznom Fourierovom transformacijom izraza 1.59), potrebno je što bolje izmjeriti funkciju prostorne koherencije V_v . Drugim riječima, trebamo što više antena raspoređenih tako da imamo što različitiye kombinacije udaljenosti između istih kako bismo dobro pokrili uv prostor što se može vidjeti na slikama 1.20 i 1.21. Svaka osnovna linija (tj. par antena), kojih ima $N(N-1)/2$, daje dvije

²⁶ $\int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}(x) dx = 1$.

točke u uv prostoru jer je I_V realan što povlači da je $V_V^*(u, v) = V_V(-u, -v)$. Dakle, za N antena u danom trenutku imamo $N(N - 1)$ točaka u uv prostoru. Metode kojima se popunjava uv prostor su promatranje u nekom duljem vremenskom intervalu, rekonfiguracija položaja antena i promatranje na različitim valnim duljinama, tj. teži se što boljoj popunjenosti prostora.

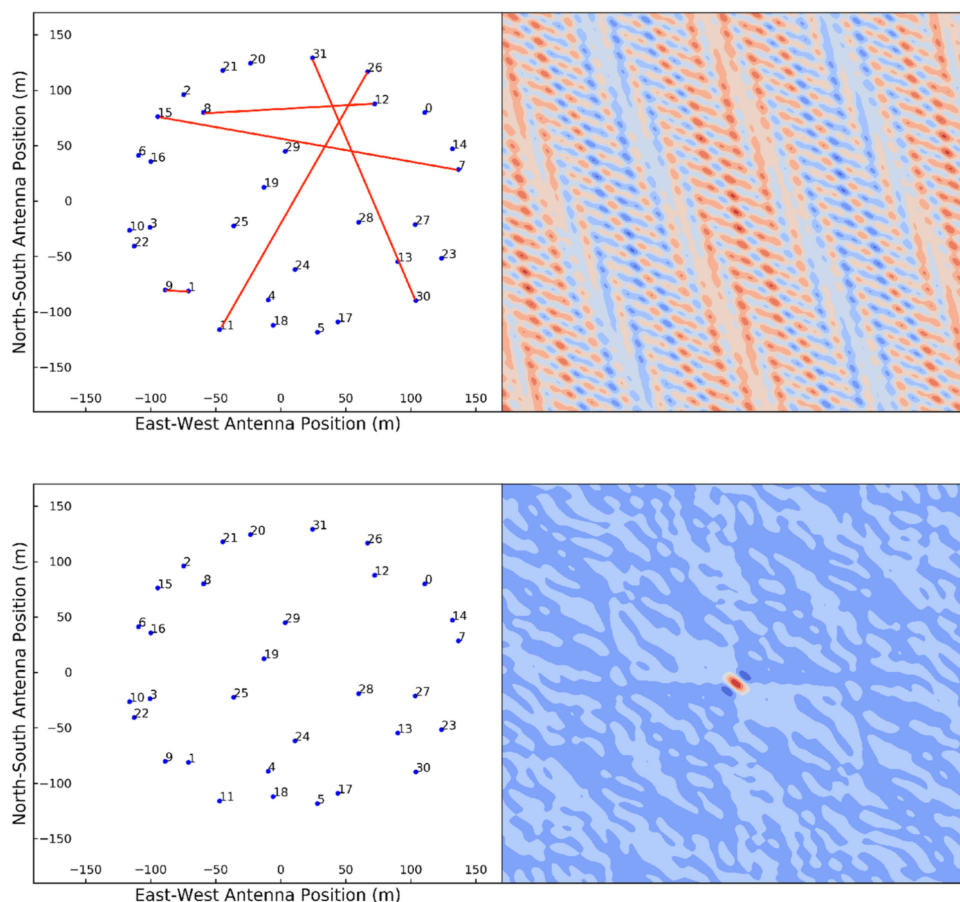


Slika 1.20: Na lijevoj strani nalaze se po jedna osnovna linija (crvena boja) između dviju antena raspoređenih unutar kruga promjera 350 m, a na desnoj strani su pripadni PSF-ovi. Vidi se da je PSF u slučaju jedne osnovne linije zapravo sinusoidalni uzorak čiji je period inverzno proporcionalan duljini osnovne linije. U slučaju gornjeg primjera duljina osnovne linije je ~ 50 m što, u usporedbi s donjim primjerom s duljinom osnovne linije od ~ 350 m, daje oko sedam puta veći period. Faza uzorka je dana orijentacijom osnovne linije. Preuzeto iz Mesinger (2019).

Kao što je već rečeno, intenzitet izvora I_V se dobiva Fourierovim transformatom funkcije prostorne koherencije:

$$I_V(l, m) = F\{V_V(u, v)\}, \quad (1.69)$$

gdje je F oznaka za Fourierov transformat. Mjerenje funkcije prostorne koherencije odvija se u



Slika 1.21: Isto sve kao na slici 1.20, ali uključujući pet osnovnih linija različitih duljina i orijentacija (gornji dio) i sve osnovne linije (za $N = 32$ to je 496) istovremeno (donji dio). Očito je da se dobar PSF pojavljuje kada su uključene sve osnovne linije. Preuzeto iz Mesinger (2019).

konačnom broju točaka:

$$S(u, v) = \sum_{k=1}^{n(n-1)} \delta[u - u_k, v - v_k], \quad (1.70)$$

gdje je δ Kroneckerova delta funkcija²⁷. Ako napravimo Fourierov transformat izmjerene prostorne funkcije koherencije, dobivamo sliku izvora:

$$I_V^D(l, m) = F\{V_V(u, v)S(u, v)\}, \quad (1.71)$$

i koju nazivamo prljava slika (engl. *Dirty Image*, odakle i dolazi "D" u eksponentu). Nadalje, koristimo teorem o konvoluciji koji nam govori da je Fourierov transformat konvolucije dviju

²⁷ $\delta_{ij} = 1$ za $i = j$, $\delta_{ij} = 0$ za $i \neq j$.

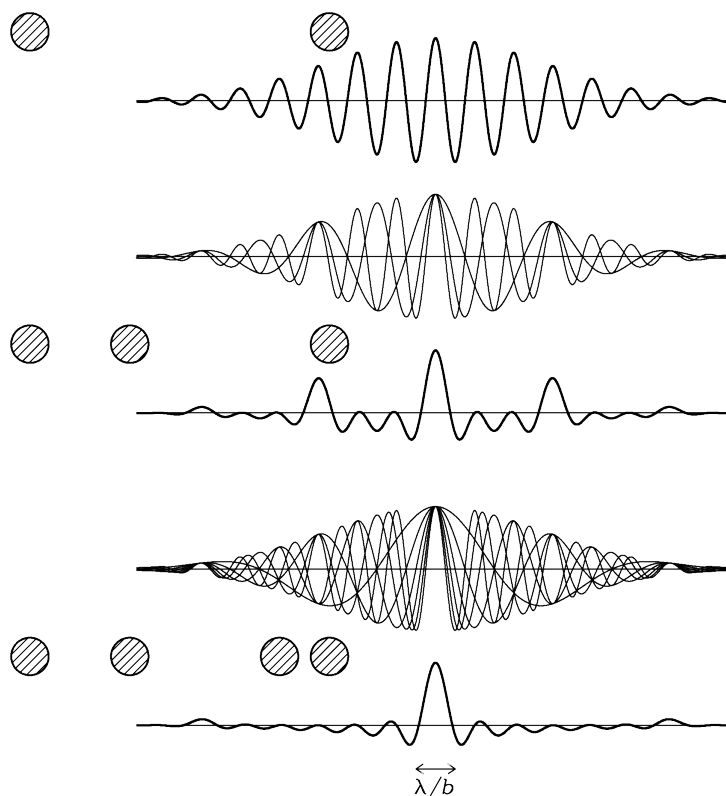
funkcija jednak umnošku njihovih transformata:

$$I_V^D(l, m) = I_V(l, m) * s(l, m), \quad (1.72)$$

gdje se Fourierov transformat $s(l, m) = F\{S(u, v)\}$ naziva prljavom zrakom (engl. *Dirty Beam*) čiji je puno poznatiji sinonim prljavi PSF (skraćeno od engl. *Point Spread Function*). Širina glavnog maksimuma PSF-a određuje rezoluciju radiointerferometra (izraz 1.65), a primjer PSF-a za interferometar koji se sastoji od dvije, tri ili četiri antene dan je na slici 1.22. Nadalje, prljava slika je čista slika (engl. *Clean Image*) konvoluirana sa PSF-om i ono što želimo je da dekonvolucijom dobijemo čistu sliku. Za to postoji nekoliko algoritama, a najčešći je algoritam CLEAN (Högbom, 1974; Taylor et al., 1999; Heald et al., 2018). A priori pretpostavka CLEAN algoritma je da je $I_V(l, m)$ skup točkastih izvora. Algoritam učitava mapu ostatka (engl. *Residual Map*) u prljavu mapu (engl. *Dirty Map*), koja je na samom početku zapravo prljava slika $I_V^D(l, m)$, i listu čistih komponenti (engl. *Clean Component list*) koja je na početku prazna. Nadalje, iterativnom procedurom ponavljaju se dva koraka dok se ne postigne zadana donja granica apsolutne vrijednosti intenziteta. U prvom koraku identificira se maksimum prljave mape kao točkasti izvor, a u drugom koraku oduzima se određeni udio toga maksimuma zajedno s uzorkom PSF-a centriranog na poziciji maksimuma. Nakon drugog koraka prljava mapa se zamjenjuje onime što je ostalo nakon oduzimanja i zapisuje se pozicija i amplituda maksimuma u listu čistih komponenti. Na kraju ovog procesa preostaje prljava mapa ispod zadane granice te lista čistih komponenti s točkastim izvorima i njihovim amplitudama. Sada je potrebno rekonstruirati čistu sliku na način da se točkasti izvori iz liste čistih komponenti konvoluiraju s eliptičkim Gaussijanom koji odgovara glavnom maksimumu PSF-a (tzv. čisti PSF), te se ispod toga dodaje mapa ostatka.

Bitna stavka u algoritmu CLEAN je i pridavanje različite težine točkama u Fourierovom prostoru: $S(u, v) \rightarrow W(u, v)S(u, v)$. Na primjer, imamo *natural*, *uniform* i *Briggs* težinske funkcije. Za *natural* vrijedi $W(u, v) = 1/\sigma^2$ kod popunjenih (u, v) ćelija, gdje je σ^2 varijanca šuma, a $W(u, v) = 0$ u svim ostalim ćelijama. Ovom težinskom funkcijom povećava se osjetljivost na točkaste izvore, RMS (engl. *Root Mean Square*) šuma je najniži među svim raspodjelama i općenito veću težinu pridajemo kraćim osnovnim linijama pa time degradiramo kutnu rezoluciju. Za *uniform* težinu vrijedi da je $W(u, v)$ inverzno proporcionalna lokalnoj gustoći (u, v) točaka. Osjetljivost na točkaste izvore se smanjuje, RMS šuma je veći nego kod *natural* i u biti veću težinu pridjeljujemo duljim osnovnim linijama pa time povećavamo kutnu rezoluciju. Treća spomenuta težina je *Briggs* koja ima parametar robustnosti s vrijednostima u rasponu od -2 (*uniform* težina) do $+2$ (*natural* težina).

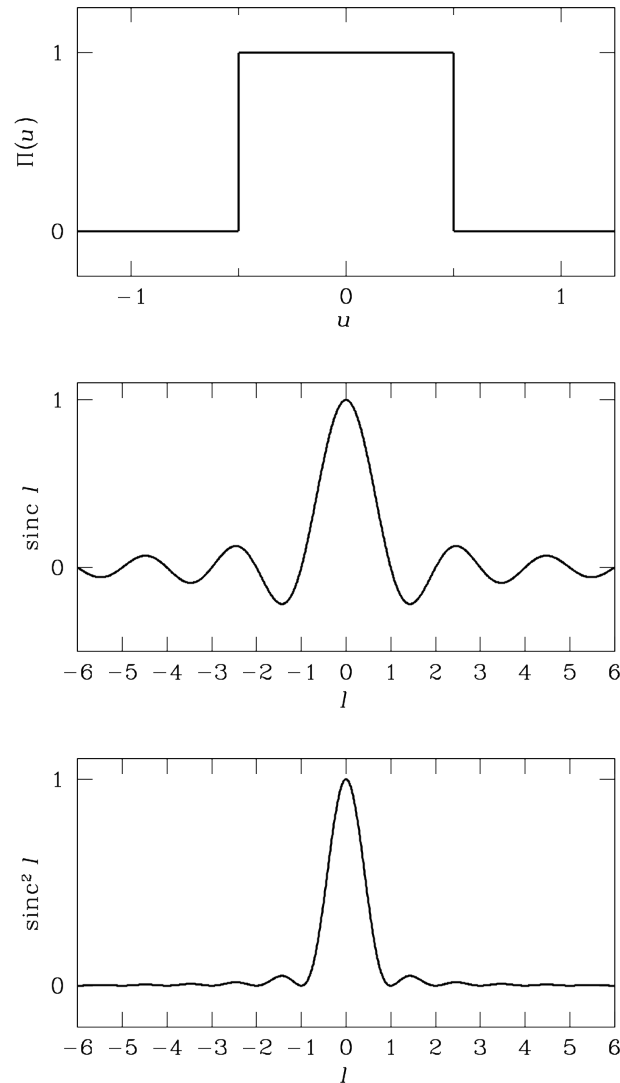
Nakon što su dobivene radioslike, moguće je napraviti korekciju vidnog polja (engl. *Pri-*



Slika 1.22: PSF-ovi za radiointerferometre koji se sastoje od dvije, tri ili četiri antene (samostalne debele krivulje). PSF višeantenskog radiointerferometra je aritmetička sredina individualnih dvoelementnih interferometara (takvih je $N(N - 1)/2$). Što je više antena, to su sekundarni maksimumi PSF-a niži, ali i dalje mogu imati utjecaj na slabo okolno zračenje unutar vidnog polja. Preuzeto iz Condon & Ransom (2016).

mary Beam Correction). Naime, zbog Gaussijanskog oblika vidnog polja radiointerferometra $A(l, m)$ čija je širina dana izrazom 1.66, imamo smanjenje sjaja izvora od centra prema rubu slike. Izmjerena raspodjela sjaja izvora zapravo je dana s $I_V(l, m)A(l, m)$ te se prava raspodjela sjaja može dobiti dijeljenjem s $A(l, m)$. Korekcijom vidnog polja izvori na rubu dobivaju svoje prave vrijednosti gustoće toka zračenja, ali mana te korekcije je povećanje šuma od centra prema rubu radioslike. Pod pretpostavkom ravnog vala, prostorna raspodjela električnog polja otvora antene $f(l)$ dana je Fourierovim transformatom raspodjele električnog polja $g(u)$ koje obasjava isti taj otvor, a kvadrat dobivenog Fourierovog transformata je prostorna raspodjela snage antene (Condon & Ransom, 2016). Prethodni odnos je analogan onom između raspodjele sjaja nebeskog izvora i funkcije prostorne koherencije (funkcije vidljivosti). I u jednom i drugom slučaju imamo glavni maksimum (engl. *main beam*) okružen nižim sekundarnim maksimumima (engl. *sidelobes*). Primjer za jednoliko osvjetljeni otvor antene dan je na slici 1.23.

Na kraju, bitno je spomenuti koje koje fizikalne veličine i koje jedinice se koriste u radioas-



Slika 1.23: Na vrhu je jednostavna funkcija koja opisuje osvjetljenost otvora antene, u sredini je Fourierov transformat te funkcije (prostorna raspodjela električnog polja otvora antene) i na dnu kvadrat Fourierovog transformata (prostorna raspodjela snage antene). Za velike promjere otvora antena ($D \gg \lambda$), nultočke se nalaze na $l = \pm 1, \pm 2, \dots$, što odgovara kutovima $\theta = \pm \lambda/D, \pm 2\lambda/D, \dots$. Preuzeto iz Condon & Ransom (2016).

tronomiji. Specifični intenzitet I_ν dan u formuli 1.61 ima jedinice $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Specifični intenzitet intrinzično je svojstvo izvora i može se direktno izmjeriti ako je izvor veći od rezolucije (PSF-a) radioteleskopa. S druge strane, ako je izvor manji od rezolucije radioteleskopa, ono što se direktno može izmjeriti je već spomenuta gustoća toka zračenja (engl. *flux density*) čija je infinitezimalno mala vrijednost definirana kao:

$$dF_\nu = \frac{dP}{d\sigma dv} = I_\nu \cos \theta d\Omega, \quad (1.73)$$

gdje je $d\sigma$ površina detektora te je projicirana površina detektora dA iz formule 1.61 jednaka $dA = d\sigma \cos\theta$. Integracijom po cijelom izvoru dobije se spektralna gustoća toka zračenja na određenoj frekvenciji:

$$F_V = \int_{izvor} I_V \cos\theta d\Omega. \quad (1.74)$$

Ako izvor ne razapinje veći komad neba i za kut θ vrijedi $\theta \ll 1$ rad, imamo $\cos\theta \approx 1$ pa unutar integrala ostaje samo $I_V d\Omega$. Gustoća toka zračenja ima jedinice $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ i prevelike su u praksi tako da se u radioastronomiji koristi jansky²⁸: $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$. U termodinamičkoj ravnoteži na temperaturi T vrijedi $I_V = B_V(T)$ pri čemu je $B_V(T)$ spektralni sjaj crnog tijela na frekvenciji ν dan Planckovim zakonom (Condon & Ransom, 2016):

$$B_V(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1}, \quad (1.75)$$

gdje je h Planckova konstanta ($h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$) i k_B Boltzmannova konstanta ($k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$). Maksimum Planckove krivulje dobije se rješavanjem $\partial B_V / \partial \nu = 0$ iz čega slijedi da je maksimum (Wilson et al., 2013):

$$\frac{\nu_{\max}}{\text{GHz}} = 58.789 \left(\frac{T}{\text{K}} \right). \quad (1.76)$$

Prethodni izraz poznat je kao Wienov zakon pomaka. Nadalje, Planckov zakon može se promatrati u dva režima. Prvi je kada imamo situaciju $h\nu \gg k_B T$ te u nazivniku Planckovog zakona tada vrijedi $e^{h\nu/k_B T} \gg 1$, pa imamo:

$$B_V(T) \approx \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/k_B T}. \quad (1.77)$$

Dobiveni izraz poznat je kao Wienov zakon i ovaj limes Planckovog zakona koristan je za mjerenje zvijezda u optičkom i UV području, ali ne igra ulogu u radioastronomiji kao drugi limes. Taj drugi limes je slučaj kada imamo $h\nu \ll k_B T$ pa u razvoju nazivnika Planckovog zakona imamo $e^{h\nu/k_B T} - 1 \approx 1 + h\nu/k_B T + \dots - 1 \approx h\nu/k_B T$ čime izraz 1.75 postaje:

$$B_V(T) \approx \frac{2k_B \nu^2}{c^2} T, \quad (1.78)$$

²⁸Karl Guthe Jansky je američki fizičar u čiju je čast nazvana jedinica jansky za gustoću toka zračenja. Provođeci istraživanja za Bell laboratorije, sasvim slučajno je otkrio izvor radiovalova koji su dolazili iz smjera središta naše galaksije (iz smjera zvijezda strijelac), što je prvi put službeno objavljeno u časopisu *Proceedings of the IEEE* (Jansky, 1933).

i vrijedi pri frekvencijama (Wilson et al., 2013):

$$\frac{\nu}{\text{GHz}} \ll 20.84 \left(\frac{T}{\text{K}} \right). \quad (1.79)$$

Izraz 1.78 je klasični limit Planckovog zakona i naziva se Rayleigh-Jeansov zakon. Može se koristiti za sve termalne radioizvore osim za one niskih temperatura u milimetarskom ili podmilimetarskom području. Zbog proporcionalnosti između spektralnog sjaja crnog tijela i temperature u Rayleigh-Jeansovu zakonu, u radioastronomiji je dobro uvesti specifični intenzitet (spektralni sjaj) I_ν , čak i da nemamo termodinamičku ravnotežu ($I_\nu \neq B_\nu$), u terminima ekvivalentne Rayleigh-Jeansove temperature sjaja (engl. *brightness temperature*) T_b definirane formulom:

$$I_\nu = \frac{2k_B\nu^2}{c^2} T_b. \quad (1.80)$$

Iz prethodnog slijedi da je za bilo koji I_ν temperatura sjaja jednaka:

$$T_b = \frac{c^2}{2k_B\nu^2} I_\nu. \quad (1.81)$$

Temperatura sjaja samo je drugi način za izraziti snagu po jedinici prostornog kuta i jedinici frekvencijske (valne) pojasne širine u smislu Rayleigh-Jeansove aproksimacije. Međutim, treba imati na umu da temperatura sjaja nije isto što i fizikalna temperatura. Netermalni izvori imaju frekventno ovisne temperature sjaja, ali nemaju dobro definiranu fizikalnu temperaturu. Termalni izvori imaju temperature sjaja niže od njihovih fizikalnih temperatura ako su djelomično propusni (npr. atmosfera) ili djelomično reflektirajući (npr. Mjesec). Štoviše, čak i izvori koji zrače kao crno tijelo imaju $T_b = T$ samo u niskofrekventnom limesu $h_\nu \ll kT$. Nadalje, radiointerferometarska opažanja dana su u jedinicama $Jy \text{ PSF}^{-1}$ budući da prikazuju I_ν , što je prema formuli 1.74 za male kutove $I_\nu = F_\nu / \Delta\Omega$. PSF je eliptički Gaussijan s FWHM-ovima (skraćeno od engl. *Full Width at Half Maximum*; širina između točaka na polovici glavnog maksimuma, formula 1.66) u radijanima duž velike i male poluosi θ_{maj} odnosno θ_{min} , čiji je prostorni kut $\Delta\Omega$ u steradianima dan s (Condon & Ransom, 2016):

$$\Delta\Omega = \frac{\pi\theta_{\text{maj}}\theta_{\text{min}}}{4 \ln 2}. \quad (1.82)$$

Konačno, temperatura sjaja dana formulom 1.81 za prikaz gustoće toka zračenja u Kelvinima može se napisati kao:

$$T_b = \frac{c^2}{2k_B\nu^2} \frac{F_\nu}{\Delta\Omega}. \quad (1.83)$$

1.6.1 LOFAR

LOFAR²⁹ (van Haarlem et al., 2013) je trenutno najveći radiointerferometar za najniže radiofrekvencije koje se iz svemira mogu promatrati sa Zemlje. Znanost koja se radi LOFAR-om je podijeljena u šest glavnih znanstvenih projekata: svemirski magnetizam (proučavanje magnetskih polja u svemiru), epoha reionizacije (već spomenuto u samom uvodu; potraga i statistička karakterizacija signala iz epohe reionizacije svemira), visokoenergetske kozmičke zrake (detekcija i karakterizacija radiopljuskova induciranih kozmičkim zrakama), Sunčevo i svemirsko vrijeme (proučavanje Sunca i ionosferska aktivnost na Zemlji), pregledi neba (duboki pregledi neba u radiopodručju) i tranzijenti (potraga i karakterizacija tranzijenata i pulsara).

LOFAR-ov operativni raspon frekvencija je od 10 do 240 MHz, dok su antene optimizirane za dva različita raspona. Prvi tip dipolnih antena su niskopojasne antene (engl. *Low Band Antenna*, skraćeno LBA; slika 1.24) koje rade na frekvencijama od 30 do 80 MHz (za promatranje ispod 30 MHz uvodi se dodatna elektronika na LBA antene). LBA element osjetljiv je na dvije ortogonalne polarizacije, a svaka polarizacija detektira se pomoću dvije bakrene žice spojene na vrhu koji sadrži niskošumno pojačalo (engl. *Low Noise Amplifier*, skraćeno LNA). LNA se nalazi na vertikalnoj plastičnoj cijevi, a sve se skupa sa žicama nalazi na postolju od metalne mreže i folije koja minimizira rast vegetacije ispod antene. Po jedan koaksijalni kabel ide na jednu polarizaciju te se kroz njih dovodi i struja za LNA. Duljina kraka dipolne antene od vrha do dna je 1.38 m što odgovara rezonantnoj frekvenciji od 52 MHz, a koju dodatna impedancija od LNA pomiče na 58 MHz. Drugi tip dipolnih antena su visokopojasne antene (engl. *High Band Antenna*, skraćeno HBA; slika 1.24) i rade na frekvencijama od 110 do 240 MHz. 16 HBA elemenata, također osjetljivih na dvije ortogonalne polarizacije, grupirano je u tzv. pločaste 4×4 elemente (engl. *tile*) koji kombinacijom signala tvore interferometrijski odziv, tj. prostornu raspodjelu snage za dani smjer na nebu, nakon čega taj signal ide dalje u obradu s ostalim pločastim elementima. Svaki pločasti element pokriven je stiroporom i folijom i ima dimenziju od 5×5 m. Centri između dva pločasta elementa međusobno su udaljeni 5.15 m što znači da postoji prostor od 15 cm između svakog (vidjeti sliku 1.24).

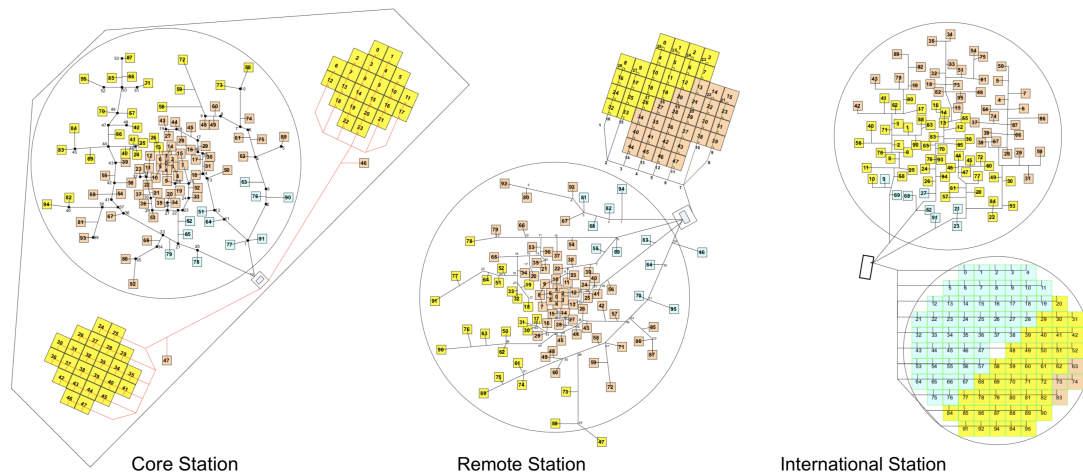
Antene su međusobno organizirane u tri tipa LOFAR-ovih stanica (slika 1.25): središnje stanice (engl. *Core Station*, skraćeno CS), udaljene stanice (engl. *Remote Station*, skraćeno RS) i međunarodne stanice (engl. *International Station*, skraćeno IS). Stanice su raspoređene u devet zemalja Europe, a samo središte radiointerferometra nalazi se u Nizozemskoj, gdje ih ima 38. Najgušći dio nalazi se na sjeveru Nizozemske blizu Exlooa te se sastoji od 6 CS stanica smještenih unutar promjera 320 m, poznatih kao Superterp (slika 1.26), i od udaljenijih 18 CS stanica unutar područja od $\sim 2 \times 3$ km. Izvan te guste jezgre nalazi se 14 RS stanica na području

²⁹<https://www.astron.nl/telescopes/lofar/>



Slika 1.24: LBA (lijevo) i HBA (desno) antene. U gornjem lijevom kutu pored LBA antene prikazano je pojačalo. Pločasti elementi od stiropora unutar HBA stanice, ispod kojih je po 16 antena, međusobno su razmaknute za 15 cm. Preuzeto iz van Haarlem et al. (2013).

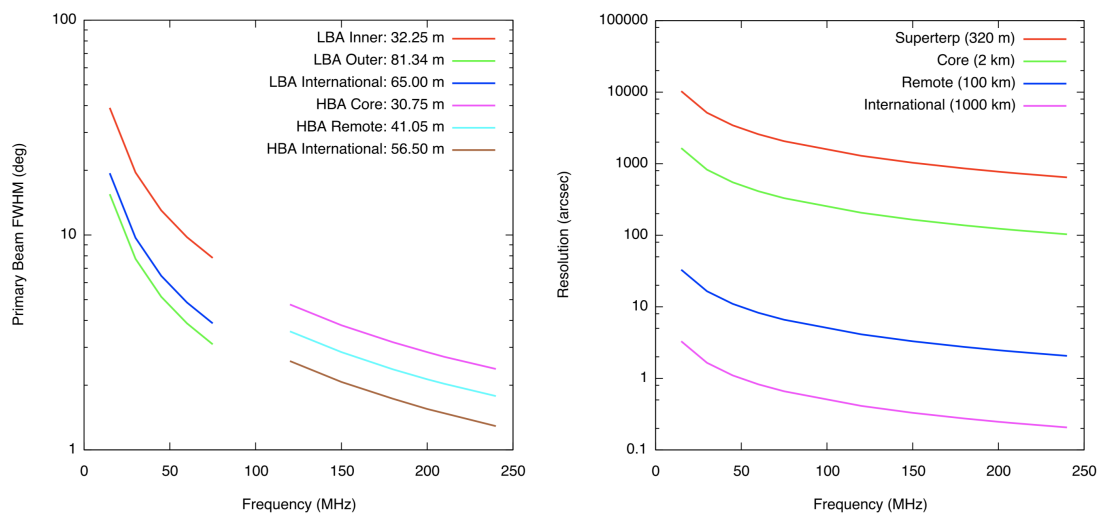
promjera od $\sim 120 \times 60$ km. Izvan Nizozemske postoji još 14 IS stanica na području promjera od oko 2000 km. Kombinacija gustih središnjih stanica i velikog broja međunarodnih stanica po Europi omogućava LOFAR-u da postigne odličnu osjetljivost i kutnu rezoluciju (usporedivo rezoluciji svemirskog teleskopa Hubble na optičkim valnim duljinama) u niskofrekventnom području (slika 1.27).



Slika 1.25: Skice triju tipova LOFAR-ovih stanica s lijeva na desno: CS stanica, RS stanica i IS stanica. Unutar velikih krugova raštrkane su LBA antene, a spojeni niz kvadratića su HBA antene. CS stanica sadrži 2×48 LBA antena (unutarnje i vanjske) i 2×24 HBA antene (dvije zasebne podstanice), RS stanica sadrži 2×48 LBA antena (unutarnje i vanjske) i 2×24 HBA antena (unutarnje i vanjske), IS stanica sadrži 96 LBA antena i 96 HBA antena. Izgledi stanica nisu prikazani na istoj prostornoj skali. Preuzeto iz van Haarlem et al. (2013).



Slika 1.26: Središnji dio radiointerferometra LOFAR (Superterp) u Nizozemskoj. Unutar kruga nalazi se 6 središnjih stanica, a van istoga vide se još 3 središnje stanice. Preuzeto iz van Haarlem et al. (2013).



Slika 1.27: Na lijevom grafu prikazan je promjer vidnog polja LOFAR-ove stanice kao funkcija frekvencije za različite konfiguracije stanica. Uz svaku konfiguraciju dana je i efektivna veličina pojedine stanice. Na desnom grafu prikazana je kutna rezolucija (formula 1.65) kao funkcija frekvencije za različite maksimalne duljine osnovnih linija među stanicama. Preuzeto iz van Haarlem et al. (2013).

LOFAR-ove stanice imaju iste osnovne funkcije kao i parabole konvencionalnih radiointer-

ferometara (npr. VLA³⁰, skraćeno od engl. *Very Large Array*). Kao i radioteleskopi s parabolama, ove stanice imaju površinu za primanje signala kao i mogućnost za usmjereno praćenje određenog dijela neba. No, za razliku od radioteleskopa s parabolama (potrebne su na višim frekvencijama), LOFAR-ove stanice ne miču se fizički pri promatranju objekta na nebu, nego se signali (uz poznato kašnjenje signala τ među antenama iz željenog dijela neba) kombiniraju koristeći analogne i digitalne tehnike čime se postiže usmjeravanje u bilo koji dio neba (Thompson et al., 2017). Ovo omogućava brzu promjenu smjera promatranja, ali i istovremeno promatranje različitih dijelova neba. Zbog prethodnog, LOFAR-ove stanice osim antena i digitalne elektronike, sadrže i značajne računalne resurse.

Sve stanice u Nizozemskoj imaju po 96 LBA antena i 48 HBA antena dok je izvan Nizozemske broj LBA antena isti, ali broj HBA antena je 96. Promatranja se mogu raditi u različitim konfiguracijama. Kod CS i RS stanica imamo 2×48 LBA antena i 2×24 HBA antena s time da su u slučaju CS stanice HBA antene prostorno odvojene podstanice (međusobna udaljenost iznosi 129 m), a u slučaju RS stanice one su unutar istog područja. IS stanice pri radu uvijek koriste svih 96 LBA antena i svih 96 HBA antena. Postoje razne mogućnosti promatranja u ovisnosti o tome što je cilj promatranja. Jedan od primjera je taj da se mogu koristiti samo LBA antene unutar stanice i to na način da se uzimaju unutarnje (njih 48; tzv. LBA_INNER konfiguracija), vanjske (njih 48; tzv. LBA_OUTER konfiguracija) ili sve LBA antene (ukupno 96). Sljedeći primjer je promatranje HBA antenama. Naime, unutar CS stanice moguće je promatrati HBA antenama na način da su obje HBA podstanice (HBA0 i HBA1) neovisne (tzv. HBA_DUAL) kako bi se povećala uv pokrivenost. Promatranja HBA antenama unutar RS stanice mogu biti napravljena korištenjem ili svih 48 antena, ili samo 24 unutarnjih (čime se postiže da im je oblik jednak HBA0 i HBA1 podstanicama) pa u kombinaciji s HBA_DUAL konfiguracijom tvore tzv. HBA_DUAL_INNER konfiguraciju koja je pogodna za promatranje većeg polja na nebu.

1.7 Motivacija za ovaj rad

Međuzvezdana materija je spremnik mase za formaciju novih zvijezda u Mliječnoj stazi te je ispunjena tvari, zračenjem i magnetskim poljima. Materija se sastoji od mješavine ioniziranog, atomskog i molekularnog plina; zrnaca prašine i kozmičkih zraka (potpoglavlje 1.2 i npr. McKee & Ostriker, 1977; Heiles & Haverkorn, 2012). Proces koji međuzvezdanu tvar pretvara u zvijezde je vrlo multiskalan i multifazan, upravljani međugrom termalne nestabilnosti, magnetiziranih turbulentnih gibanja, gravitacijom i povratnom reakcijom zvijezda (npr. Hennebelle

³⁰<https://public.nrao.edu/telescopes/vla/>

& Falgarone, 2012; André et al., 2014; Hennebelle & Inutsuka, 2019). Kako bi se razotkrio ovaj složeni ciklus tvari koji regulira stvaranje zvijezda i evoluciju naše galaksije, potrebna su istraživanja difuznog ISM-a i gustog molekularnog plina koji je izvor za mlade zvijezde. U ovom radu fokusiramo se na difuznu komponentu ISM-a u Mliječnoj stazi kroz jedinstveni pogled sinkrotronskog zračenja pomoću radiointerferometra LOFAR (potpoglavlje 1.6.1 i van Haarlem et al., 2013).

Sinkrotronsko zračenje nastaje uglavnom relativističkim kozmičkim elektronima, te u puno manjem opsegu pozitronima, koji se spiralno gibaju duž silnica magnetskog polja. Nastalo zračenje je linearno polarizirano sa stupnjom intrinzične polarizacije između 69% i 75%, u ovisnosti o nagibu energetske spektra kozmičkih zraka (potpoglavlje 1.3 i npr. Rybicki & Lightman, 1986; Padovani et al., 2021). Na niskim radiofrekvencijama (100 – 200 MHz) očekuje se da je oko 70% emisije intrinzično polarizirano, temeljeno na opaženom sinkrotronskom spektralnom indeksu u ukupnom intenzitetu (Guzmán et al., 2011; Mozdzen et al., 2017), koji reflektira nagib energetske raspodjele kozmičkih zraka. Međutim, samo nekoliko postotaka originalne polarizirane emisije je opaženo (Jelić et al., 2014, 2015; Lenc et al., 2016; Van Eck et al., 2017, 2019) zbog depolarizacijskih efekata povezanih s Faradayevom rotacijom i zbog stupnja pravilnosti magnetskog polja duž doglednice (potpoglavlje 1.5). U Mliječnoj stazi, gdje su raspodjele termalnih i kozmičkih elektrona pomiješane kroz cijeli volumen, događa se diferencijalna Faradayeva rotacija koja depolarizira sinkrotronsko zračenje (Wieringa et al., 1993; Sokoloff et al., 1998; Shneider et al., 2014). Budući da je Faradayeva rotacija proporcionalna kvadratu valne duljine, depolarizacija na niskim radiofrekvencijama je izraženija nego na višim frekvencijama. Usprkos tomu, mala količina polariziranog zračenja kojeg opažamo nosi vrijednu informaciju o fizikalnim svojstvima magnetizirane plazme duž doglednice.

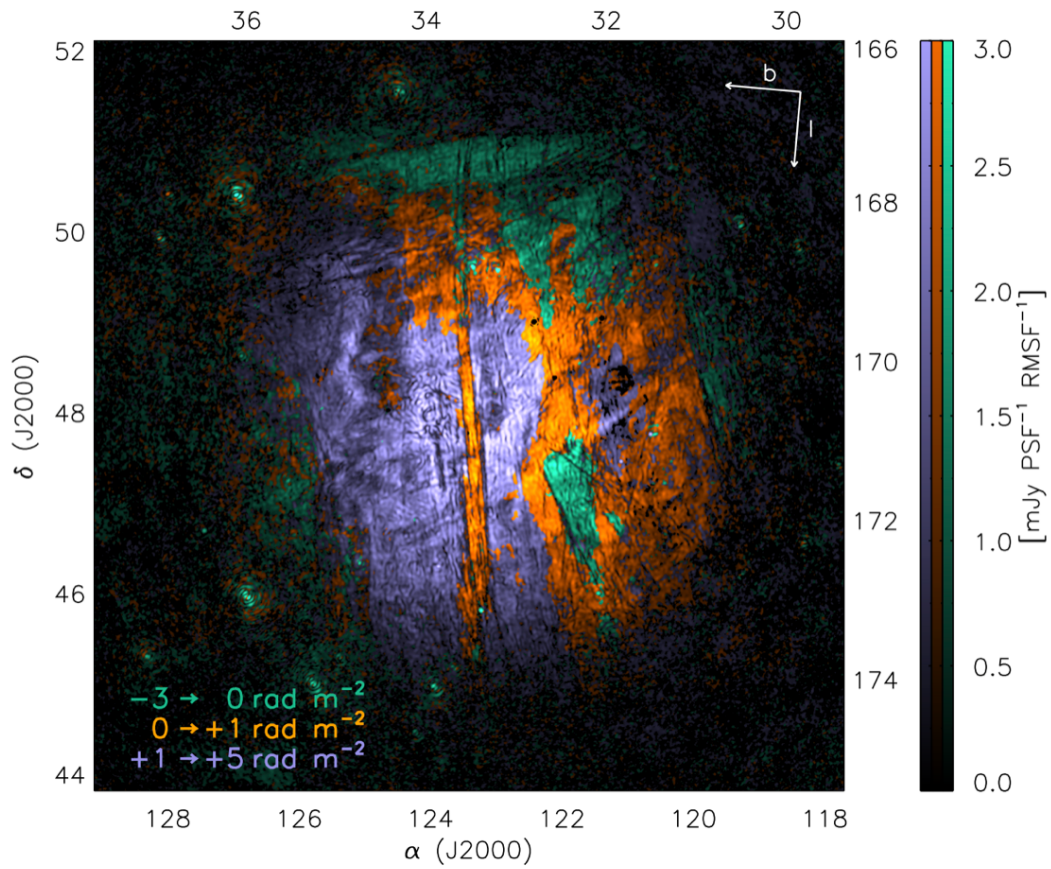
Uobičajena tehnika za analiziranje radiopolarimetrijskih podataka je RM sinteza (engl. *Rotation Measure synthesis*; Burn, 1966; Brentjens & de Bruyn, 2005). Ova tehnika razlaže opaženo polarizirano sinkrotronsko zračenje prema količini Faradayeve rotacije nad tim zračenjem, tj. omogućava nam napraviti tzv. Faradayevu tomografiju detaljno objašnjenu u potpoglavlju 3.1. Uobičajeno se koristi za analizu podataka kroz cijelo radiopodručje (npr. Jelić et al., 2014, 2015; Lenc et al., 2016; Van Eck et al., 2017; Dickey et al., 2019; Thomson et al., 2019; Wolleben et al., 2019; Van Eck et al., 2019). Zbog frekventne ovisnosti Faradayeve rotacije i široke frekventne pokrivenosti niskofrekventnih instrumenata kao što su LOFAR i MWA, možemo napraviti Faradayevu tomografiju na niskim radiofrekvencijama s rezolucijom u Faradayevom prostoru koja je nekoliko redova veličine bolja nego na GHz frekvencijama. U isto vrijeme, maksimalna širina strukture u Faradayevoj dubini na koju je instrument osjetljiv, tzv. Faradayeva debljina (engl. *Faraday thickness*; Brentjens & de Bruyn, 2005), isto ovisi o frekvenciji.

Faradayeva debela struktura na niskim radiofrekvencijama može biti Faraday tanka na visokim frekvencijama. Prethodno treba uzeti u obzir pri interpretaciji rezultata Faradayeve tomografije te treba paziti i na ograničenja u različitim frekvencijskim režimima (Jelić et al., 2015; Van Eck et al., 2017; Van Eck, 2018).

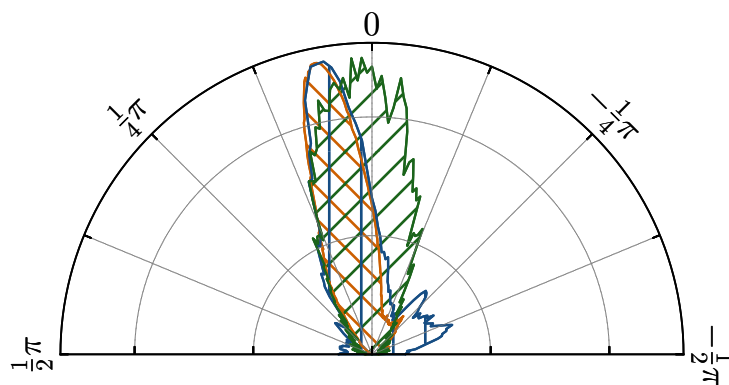
LOFAR-ova promatranja polja 3C196 pokazuju zapanjujuću raznovrsnost struktura galaktičkog polariziranog sinkrotronskog zračenja kroz različite Faradayeve dubine (slika 1.28 i Jelić et al., 2015), tzv. Faradayeve strukture. Najupadljivije značajke, koje su po prvi put viđene, su vrlo ravni i dugački depolarizirani kanali. Neki od njih su nekoliko stupnjeva dugi i čini se da se pružaju van vidnog polja teleskopa. Posljedica su depolarizacije kutnom rezolucijom u područjima nagle promjene kuta polarizacije (Haverkorn & Heitsch, 2004), dok je njihova pravocrtost vjerojatno povezana s projekcijom uređenog i koherentnog magnetskog polja na skali vidnog polja teleskopa (Jelić et al., 2018). Za depolarizirane kanale, ali i pojedine Faradayeve strukture, pokazano je da su poravnati u istom području s pokazateljima neutralnog ISM-a (Zaroubi et al., 2015; Kalberla et al., 2017; Van Eck et al., 2017; Clark & Hensley, 2019; Bracco et al., 2020). Poravnanje je opaženo s filamentarnim strukturama vidljivim u mjerenjima temperature sjaja atomskog vodika na 21 cm i s komponentom magnetskog polja u ravnini neba koje se dobilo pomoću polariziranog termalnog zračenja međuzvjezdane prašine na 353 GHz (Slika 1.29 i Jelić et al., 2018).

Ključno i neriješeno pitanje kod opaženih korelacija između polariziranog sinkrotronskog zračenja detektiranog LOFAR-om i pokazatelja neutralnog ISM-a je razumijevanje njihove 3D raspodjele i relativnog položaja duž doglednice. Nedavni radovi upućuju na moguću povezanost opaženih Faradayevih struktura s rubom lokalnog mjehurića (Jelić et al., 2015, 2018), praznine oko Sunca široke 100–200 pc (npr. Lallement et al., 2014). Danas, moćne dijagnostike 3D strukture neutralnog ISM-a reprezentirane su osjetljivim mjerenjima paralakse (npr. Luri et al., 2018) i međuzvjezdanom ekstinkcijom prašine u Mliječnoj stazi (npr. Zucker et al., 2019; Green et al., 2019; Lallement et al., 2019; Leike et al., 2020). Uz to što pružaju precizna mjerenja 3D raspodjele ISM-a, promatranja zračenja zvijezda također mogu pružiti informaciju i o morfologiji 3D magnetskog polja (npr. Tassis et al., 2018; Panopoulou et al., 2019). Ovo je moguće zbog toga što je zračenje zvijezda u vidljivom dijelu spektra polarizirano diferencijalnom ekstinkcijom asferičnih zrnaca prašine koja su poravnata s galaktičkim magnetskim poljem.

U ovom doktorskom radu imamo tri glavna cilja. Kao prvo, želimo provesti Faradayevu tomografiju međuzvjezdane tvari u neposrednoj blizini polja 3C196 kako bi se istražila prisutnost ravnih depolariziranih kanala i u drugim poljima te okarakterizirao udio opažene polarizacije i morfologije. Kao drugo, istražiti će se je li u širem području polja 3C196 prisutno poravnanje između ravnih depolariziranih kanala s filamentarnim strukturama HI i s komponentom magnet-



Slika 1.28: LOFAR-om detektirano polarizirano sinkrotronsko zračenje u polju 3C196 iz, različitim bojama označenih, različitih raspona Faradayevih dubina. Izvor slike: Vibor Jelić.



Slika 1.29: Usporedba orijentacija ravnih depolariziranih kanala (plava raspodjela), filamenata neutralnog vodika (narančasta raspodjela) i komponente magnetskog polja u ravnini neba (zeleno raspodjela) u polju 3C196. Preuzeto iz Jelić et al. (2018).

skog polja u ravnini neba kao što je vidljivo u polju 3C196. U analizi će se po prvi puta koristiti i podaci o polariziranoj svjetlosti zvijezda i zvjezdane paralakse kako bismo istražili prostornu raspodjelu moguće opažene korelacije kao funkcije udaljenosti. Kao treće, koristit će se mjerenja pulsara i *RM* mapa naše galaksije da bi se dodatno procijenila udaljenost do područja ISM-a koja stvaraju opažene Faradayeve strukture te istražila najveća udaljenost s koje potječe opaženo sinkrotronsko zračenje Mliječne staze promatrano radiointerferometrom LOFAR, tzv. horizont polarizacije.

Analiza će biti provedena na LOFAR-ovim promatranjima tri polja koja se nalaze u neposrednoj blizini polja 3C196. Polje A smješteno je 10° ispod polja 3C196, prema galaktičkoj ravnini; polje B je na sličnoj galaktičkoj širini kao polje 3C196, ali 10° prema većim galaktičkim duljinama; i polje C je u najhladnijem dijelu sjevernog galaktičkog haloa (za detalje vidjeti sliku 2.1 i potpoglavlje 2.1.1). Za završni dio analize koristit će se i rezultati Faradayeve tomografije pregleda neba LoTSS (skraćeno od engl. *LOFAR Two-metre Sky Survey*, Erceg et al., 2022) detaljno opisani u potpoglavlju 2.1.2.

Rad je organiziran na sljedeći način. U poglavlju 2 opisani su korišteni podaci za analizu. U poglavlju 3 detaljno su opisane glavne metode za analizu podataka korištene u ovom radu: Faradayeva tomografija, RHT algoritam i izrada mozaika. Rezultati Faradayeve tomografije difuznog ISM-a dani su u poglavlju 4, a multifrekvencijska analiza depolariziranih kanala opaženih u tri različita polja napravljena je u poglavlju 5. U poglavlju 6 dodatno se pomoću pulsara ispituje porijeklo i udaljenost do Faradayevih struktura. Na kraju, u poglavlju 7 izneseni su zaključci.

Glavni rezultati ovog doktorskog istraživanja objavljeni su i u obliku znanstvenog rada Turić et al. (2021): *Multi-tracer analysis of straight depolarisation canals in the surroundings of the 3C 196 field*, *A&A*, 654, A5 (Q1), dok je drugi članak u pripremi (Turić et al., u pripremi). LOFAR-ova promatranja i Faradayeve kocke triju polja prezentiranih u ovom radu također su korišteni u radu Bracco et al. (2020, uključujući Turić) kako bi se istražila morfološka korelacija polariziranog sinkrotronskog zračenja s multifaznim i magnetiziranim HI. Autori su pronašli da je najviše polariziranog zračenja opaženog u LOFAR-ovim podacima u korelaciji s filamentarnim strukturama hladnog (< 100 K) HI plina.

Poglavlje 2

Podaci

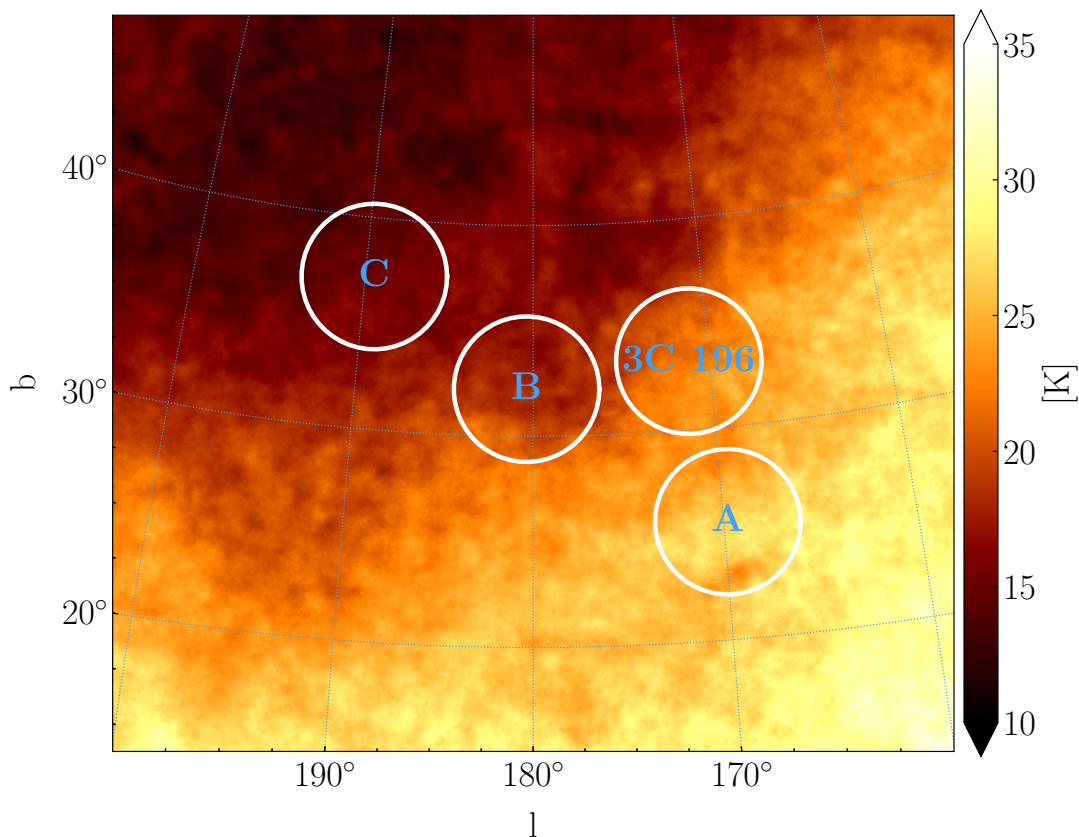
U ovom poglavlju opisani su svi podaci koji su korišteni za analizu. Prvi dio odnosi se na promatranja radiointerferometrom LOFAR, a drugi dio obuhvaća sve ostale podatke koji uključuju kataloge i promatranja na različitim frekvencijama.

2.1 LOFAR-ova promatranja

2.1.1 Polja A, B i C

Tri polja analizirana u ovom radu promatrana su LOFAR-ovim HBA antenama u siječnju i veljači 2016. godine (pod projektnim kodom LC5_008). Antenski niz korišten je u HBA DUAL INNER konfiguraciji opisane u potpoglavlju 1.6.1, gdje su RS stanice u modu rada na način da budu kao CS stanice (van Haarlem et al., 2013). Ukupno vrijeme svakog promatranja je 7 sati i 40 minuta s integracijskim vremenom korelatora od 2 s. Promatranja su simetrična u odnosu na prolazak promatranog polja kroz nebeski meridijan te su napravljena tijekom noći. Frekvencijski raspon promatranja je između 115 i 175 MHz te je podijeljen u 308 pojaseva širine 195.3125 kHz. Spektralna rezolucija je 3.05 kHz. Fazni centri svakog promatranja (vidjeti sliku 2.1) te ostali parametri promatranja dani su u tablici 2.1.

Početna obrada i kalibracija napravljena je slijedeći korake opisane u Jelić et al. (2015). Ovdje dajemo kratki opis tih koraka. Dakle, prvo smo primijenili automatsko uklanjanje nepoželjnih radiofrekvencija (engl. *Radio Frequency Interference*, skraćeno RFI) s AOFlogger (Offringa et al., 2010, 2012), nakon čega smo usrednjili podatke u vremenu i frekvenciji. Ko-načni podaci imaju vremensku rezoluciju od 12 s i spektralnu rezoluciju od 183 kHz jer su prva dva i zadnja dva kanala širine 3.05 kHz uklonjena od svakog frekvencijskog pojasa. Usrednjeni podaci su onda kalibrirani na pozicijski neovisan način koristeći Black Board Selfcal (Pan-



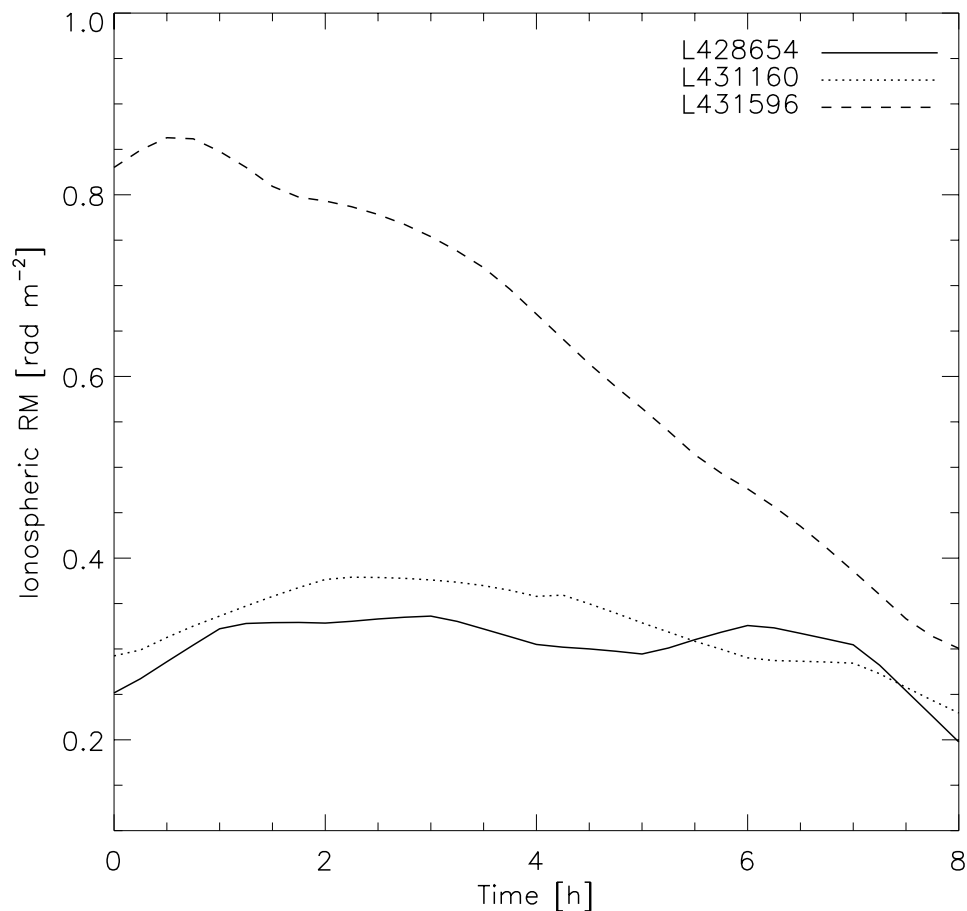
Slika 2.1: Stereografska projekcija dijela Haslamove mape na 408 MHz (Remazeilles et al., 2015) u blizini polja 3C196, dana u galaktičkim koordinatama. Pozicije tri polja proučavana u ovom radu (polja A, B i C), kao i pozicija polja 3C196, označene su krugovima. Veličina svakog kruga odgovara vidnom polju svakog promatranja (37.6 kvadratnih stupnjeva). Za više detalja vidjeti glavni tekst i tablicu 2.1.

Tablica 2.1: Pregled parametara promatranja od tri LOFAR-HBA promatranja.

Polje	A	B	C
ID promatranja	L428654	L431160	L431596
Početak [UTC]	27.1.2016. 20:11:00	10.2.2016. 20:11:00	16.2.2016. 18:37:52
Kraj [UTC]	28.1.2016. 03:51:00	11.2.2016. 03:51:00	17.2.2016. 02:17:52
Fazni centar: RA, Dec (J2000)	07 ^h 26 ^m 42 ^s , +48° 12' 00 arcsec	08 ^h 13 ^m 30 ^s , +40° 24' 00 arcsec	08 ^h 44 ^m 42 ^s , +33° 54' 00 arcsec
Fazni centar: l, b	169.807587°, +25.520618°	180.389768°, +32.212486°	189.488030°, +37.207857°
Frekvencijski raspon promatranja	115 – 175 MHz		
Spektralna rezolucija promatranja	3.05 kHz		
Integracijsko vrijeme promatranja	2 s		
Trajanje promatranja	7 h 40 min		
Frekvencijski raspon korišten u Faradayevoj tomografiji: 115 – 150 MHz s pojasom širine od 183 kHz			

dey et al., 2009). Nebeski model korišten za kalibraciju je izrađen s Global Sky Model¹. Pri tome su uključeni svi izvori sjajniji od 1.5 Jy iz VLSS (skraćeno od engl. *VLA Low-Frequency*

¹<http://github.com/bartscheers/gsm>

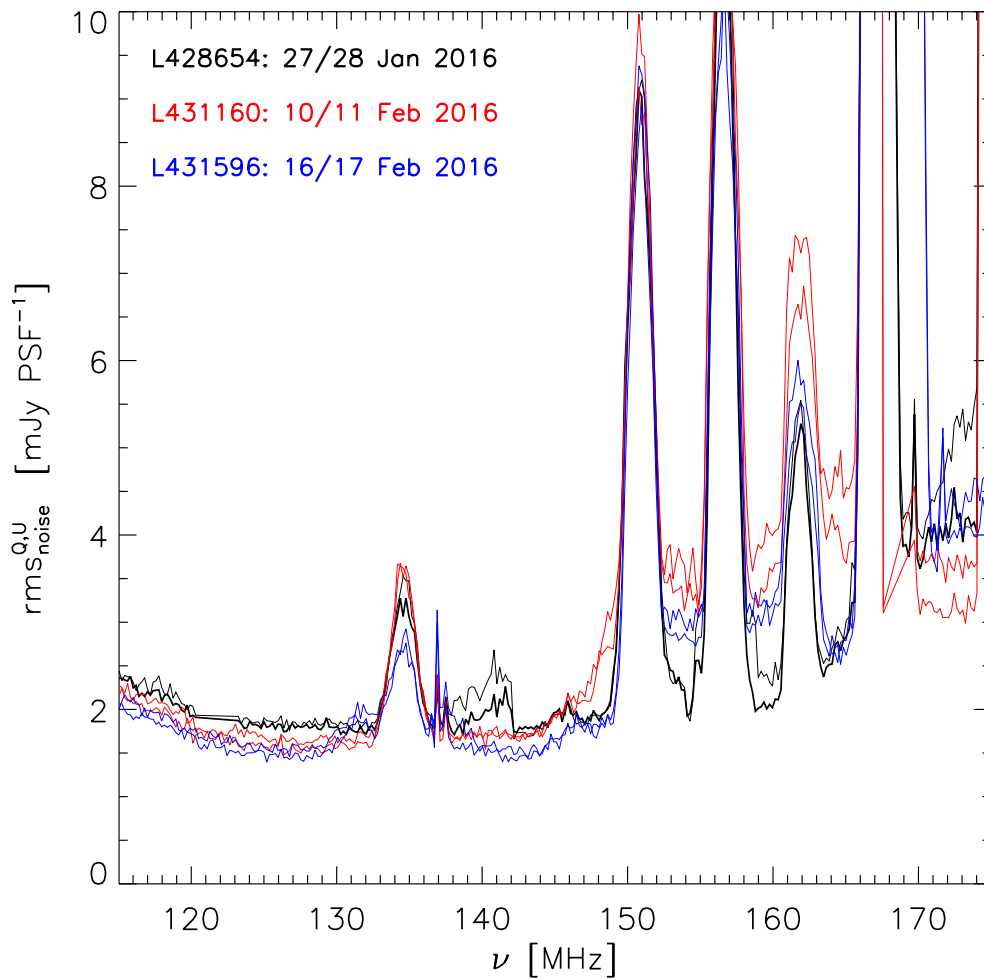


Slika 2.2: Količina Faradayeve rotacije uzrokovane ionosferom za vrijeme promatranja polja A (L428654), B (L431160) i C (L431596).

Sky Survey) kataloga na 74 MHz (Cohen et al., 2007) i nalaze se unutar 3° od faznih centara svakog promatranja.

Također, ispravili smo podatke za količinu Faradayeve rotacije koja je nastala zbog Zemljine ionosfere koristeći RM_{extract} (Mevius, 2018a,b). Faradayeva rotacija uzrokovana ionosferom je bila oko 0.3 rad m^{-2} kroz prva dva promatranja (polja A i B), te se postepeno smanjivala od 0.8 do 0.3 rad m^{-2} za vrijeme trećeg promatranja (polje C). Prikaz Faradayeve rotacije kao posljedice ionosfere za sva tri promatranja dana je na slici 2.2.

Iz obrađenih i kalibriranih podataka, napravljene su slike za sve Stokesove parametre (I , Q , U i V) koristeći $excon$ (Yatawatta, 2014). Koristili smo parove stanica međusobno udaljene između 10 i 800 promatranih valnih duljina ponderirane Briggsovom težinskom raspodjelom uz parametar robustnosti jednak nuli. Ovo je rezultiralo u frekvencijski neovisnoj kutnoj rezoluciji



Slika 2.3: Šum u Stokes Q i U frekvencijskim kockama za polja A (L428654), B (L431160) i C (L431596).

od $3.9' \times 3.6'$, definiranoj veličinom PSF-a. Na dobivenim frekvencijskim kockama s osima (RA, Dec, ν) radi se Faradayeva tomografija koristeći RM sintezu opisanu u potpoglavlju 3.1, a rezultati su detaljno prezentirani u poglavlju 4.

2.1.2 LoTSS

LoTSS (skraćeno od engl. *LOFAR Two-metre Sky Survey*, Shimwell et al., 2017, 2019; Shimwell, T. W. et al., 2022) je naziv za pregled sjevernog dijela neba radiointerferometrom LOFAR u području frekvencija od 120 do 168 MHz koristeći HBA antene. Podaci dostupni nakon drugog

objavljivanja podataka u sklopu DR2 (skraćeno od engl. *Data Release 2*, Shimwell, T. W. et al., 2022) sadrže 841 individualnih polja koja obuhvaćaju ukupnu površinu od 5634 kvadratnih stupnjeva, podijeljenih u dva područja s centrima u $RA = 0$ h i $RA = 12$ h. Kratki opis kalibracije i obrade podataka s daljnim referencama dan je u Erceg et al. (2022).

U radu se koristi mozaik neba prezentiran u Erceg et al. (2022) koji je napravljen od 461 polja i prekriva oko 3100 kvadratnih stupnjeva centrirano na $RA = 12$ h. Ovo područje pokriva i prethodno analizirana polja, kao što su polje ELAIS-N1 (Jelić et al., 2014) i polje 3C196 (Jelić et al., 2015). Za izradu mozaika korištene su LoTSS-DR2 Stokes Q i U slike niske rezolucije (Shimwell, T. W. et al., 2022), koje su javno dostupne na internetskoj stranici LOFAR-ovog pregleda neba². Stokes Q i U slike imaju rezoluciju koja varira između $5.5'$ i $4'$ u frekvencijskom rasponu od 120 do 168 MHz. Frekvencijska rezolucija svakog od 480 frekvencijskih kanala je 97.6 kHz. Kanali s većom razinom šuma su izbačeni (za detalje vidjeti Erceg et al., 2022). Za potrebe izrade mozaika korištena su oba tipa slika; s ispravljenim i neispravljenim vidnim poljem teleskopa.

Faradayeve kocke dobivene su korištenjem `pyrmsynth-lite`³, alatom za RM sintezu koja je objašnjena u potpoglavlju 3.1. Konačne kocke su u rasponu od -50 do $+50$ rad m^{-2} u koracima od 0.25 rad m^{-2} . Rezolucija u Faradayevoj dubini je za preko 90% promatranja 1.16 rad m^{-2} (vidjeti tablicu 2 u Erceg et al., 2022). Srednja vrijednost šuma svih dobivenih Faradayevih kocki je $117 \mu\text{Jy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$. Za daljni proces izrade mozaika izbačena su sva promatranja sa šumom većim od $200 \mu\text{Jy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$ te je od početnih 461 promatranja na kraju ostalo njih 440.

Za spajanje svih Faradayevih kocki u jedan veliki mozaik, korišten je `Montage`, softverski paket za izradu mozaika kratko objašnjen u potpoglavlju 3.3. Za potrebe izrade ovog mozaika, korišteno je dodatno ponderiranje kako bi se na dobar način uračunala varijacija u šumu te preklapanja između različitih promatranja (za detalje vidjeti Erceg et al., 2022). Šum u Faradayevoj kocki mozaika polja LoTSS iznosi $71 \mu\text{Jy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$. Mozaik polja LoTSS koristi se za analizu u poglavlju 6.

2.2 Ostali podaci

Za usporedbu s LOFAR-ovim promatranjima opisanih u prethodnom potpoglavlju, koristimo niz podataka i promatranja na različitim frekvencijama. Konkretno, to su: Haslamova mapa na 408 MHz, mapa spektralnog indeksa između 45 i 408 MHz, ukupni i polarizirani intenzitet

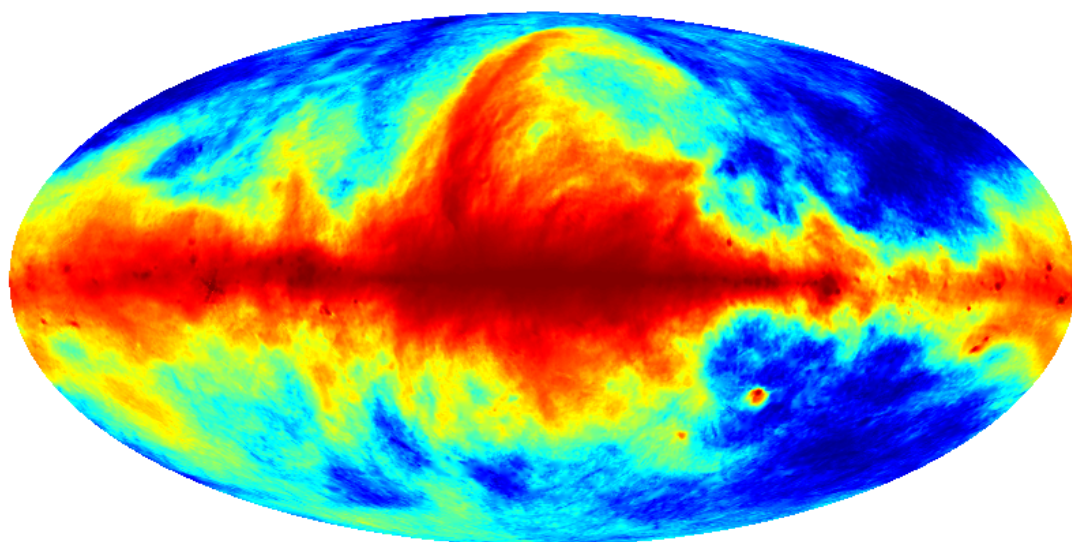
²<https://lofar-surveys.org>

³https://github.com/sabourke/pyrmsynth_lite

na 1.4 GHz, promatranja neutralnog vodika, sintetičke mape neutralnog vodika, polarizirano zračenje prašine na 353 GHz, katalog zvijezda s polariziranom svjetlošću u vidljivom dijelu spektra, Bailer-Jones katalog s udaljenostima zvijezda, 3D model raspodjele prašine, katalog pulsara i *RM* mapa Mliječne staze. Slijedi opis svega od navedenog.

2.2.1 Haslamova mapa na 408 MHz

Haslamova mapa cijelog neba na 408 MHz (Haslam et al., 1981, 1982; Remazeilles et al., 2015)⁴ je mapa koja uglavnom sadrži sinkrotronsko zračenje naše galaksije u ukupnom intenzitetu. U ovom radu koristi se poboljšana mapa na kojoj su uklonjeni izvangalaktički izvori prisutni u originalnoj mapi. Kutna rezolucija mape je $56'$, a ista je prikazana na slici 2.4.

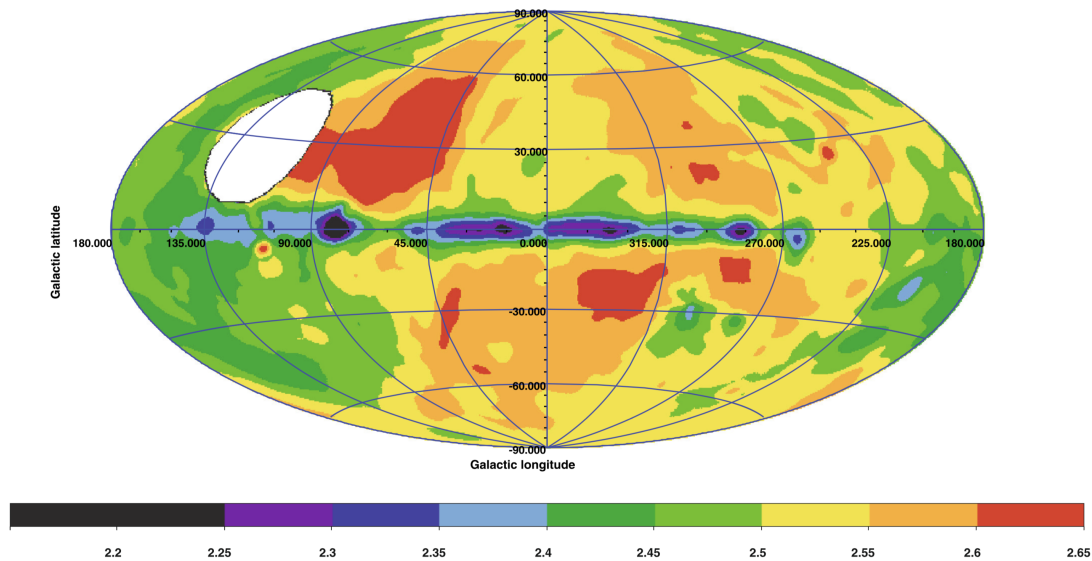


Slika 2.4: Haslamova mapa u Mollweide projekciji koja prikazuje sinkrotronsko zračenje naše galaksije na 408 MHz u ukupnom intenzitetu. Izvor slike: *Mathieu Remazeilles*.

2.2.2 Mapa spektralnog indeksa između 45 i 408 MHz

Mapa spektralnog indeksa β na frekvencijama između 45 i 408 MHz (Guzmán et al., 2011) pokriva gotovo cijelo nebo, a dobivena je korištenjem promatranja u ukupnom intenzitetu na 45 MHz (Alvarez et al., 1997; Maeda et al., 1999) te promatranja u ukupnom intenzitetu na 408 MHz (Haslam et al., 1981, 1982). Kutna rezolucija mape je 5° , a ista je prikazana na slici 2.5.

⁴<http://lambda.gsfc.nasa.gov>



Slika 2.5: Mapa spektralnog indeksa u Mollweide projekciji dobivenog na frekvencijama između 45 i 408 MHz. Preuzeto iz Guzmán et al. (2011).

2.2.3 Ukupni i polarizirani intenzitet na 1.4 GHz

U radu se koriste mape cijeloga neba na frekvenciji od 1.4 GHz u ukupnom intenzitetu (Stockert 25m + Villa Elisa 30m; Reich & Steffen, 1981; Reich & Reich, 1986; Reich et al., 2001)⁵ kutne rezolucije od 35', te u polariziranom intenzitetu (DRAO 26m, Wolleben et al., 2006)⁵ kutne rezolucije od 36'.

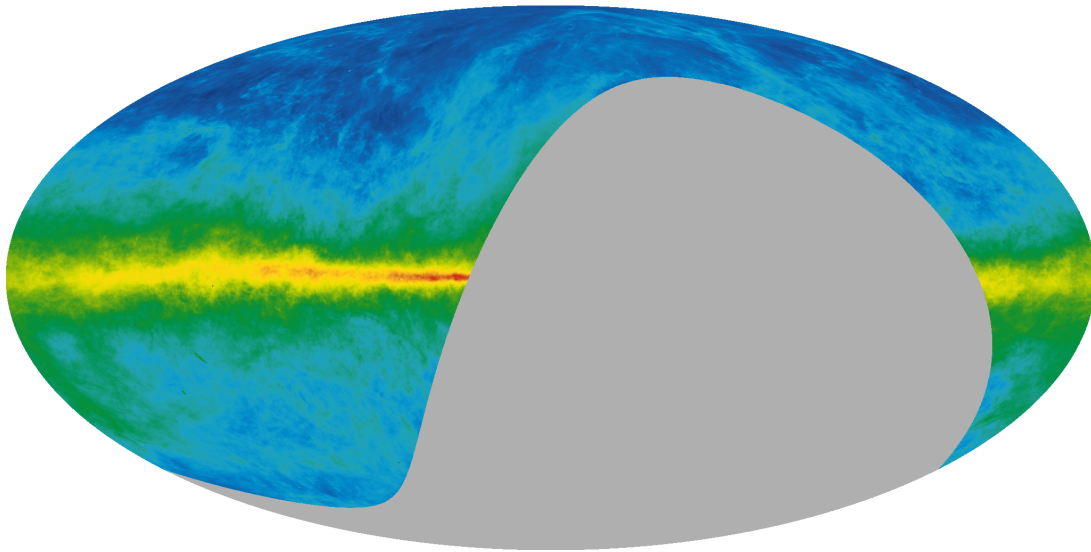
2.2.4 Neutralni vodik (HI)

Nova promatranja neutralnog vodika radioteleskopom Effelsberg⁶, koji ima parabolu promjera 100 m (engl. *Effelsberg–Bonn HI Survey*, skraćeno EBHIS⁷; Winkel et al., 2016), pokrivaju sjeverno nebo s deklinacijom većom od -5° do crvenog pomaka $z \sim 0.07$. EBHIS-ovi podaci imaju kutnu rezoluciju od 10.8' i spektralnu rezoluciju od 1.44 km s⁻¹ s rasponom brzina između -600 i $+600$ km s⁻¹. Mapa gustoće stupca neutralnog vodika integrirane na cijelom intervalu brzina dana je na slici 2.6. Iako su EBHIS-ovi podaci sadržani u HI4PI podacima, razlog zašto koristimo originalne EBHIS-ove podatke je taj što imaju bolju prostornu rezoluciju od HI4PI podataka koji imaju rezoluciju u iznosu od 16.2'. Svrha analize je pronaći HI filamente, a isti su izraženiji na mapama bolje rezolucije kao što je spomenuto u potpoglavlju 1.2.1.

⁵<https://www3.mpifr-bonn.mpg.de/survey.html>

⁶<https://www.mpifr-bonn.mpg.de/en/effelsberg>

⁷<http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/585/A41>



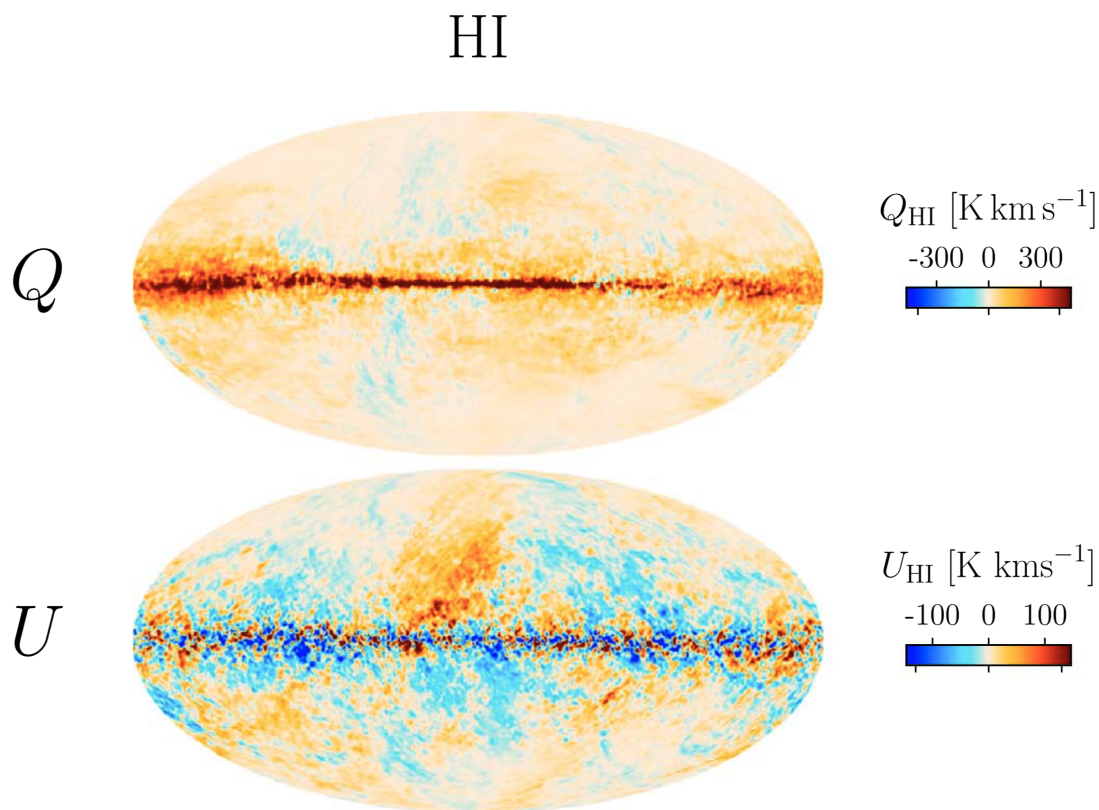
Slika 2.6: EBHIS-ova mapa gustoće stupca neutralnog vodika u Mollweide projekciji integrirane na cijelom intervalu brzina ($-600 \text{ km s}^{-1} \leq v_{lsr} \leq +600 \text{ km s}^{-1}$), prikazana u logaritamskoj skali ($19 \leq \log(N_{\text{HI}}/\text{cm}^{-2}) \leq 22$). Izvor slike: *NASA/LAMBDA Archive Team*.

U našem slučaju, trebamo podatke koji odgovaraju područjima polja A, B i C te smo koristili četiri različite kocke s EBHIS-ovim podacima koji potpuno pokrivaju navedena područja. Budući da imamo situaciju da se jedno od polja nalazi u više različitih EBHIS-ovih kocki, bilo je potrebno napraviti mozaik kocki, i tek nakon toga izrezati područja koja odgovaraju poljima od interesa. Iz tog razloga, korišten je već spomenuti *Montage*, astronomski paket za izradu mozaika (vidjeti potpoglavlje 3.3).

2.2.5 Sintetičke mape neutralnog vodika

U radu koristimo javno dostupne, po brzinama integrirane, sintetičke HI mape Stokesovih parametara (I_{HI} , Q_{HI} , U_{HI})⁸ koje su napravili Clark & Hensley (2019) iz HI4PI spektroskopskih podataka za cijelo nebo (HI4PI Collaboration: et al., 2016), koje kombinira EBHIS-ove podatke (Winkel et al., 2016) za sjeverno nebo i *Parkes Galactic All-Sky Survey* podatke (GASS; McClure-Griffiths et al., 2009) za južno nebo. Rezolucija sintetičkih mapa je u najboljem slučaju $16.2'$ (za detalje vidjeti Clark & Hensley (2019)), a iste su prikazane na slici 2.7.

⁸<https://doi.org/10.7910/DVN/P41KDE>



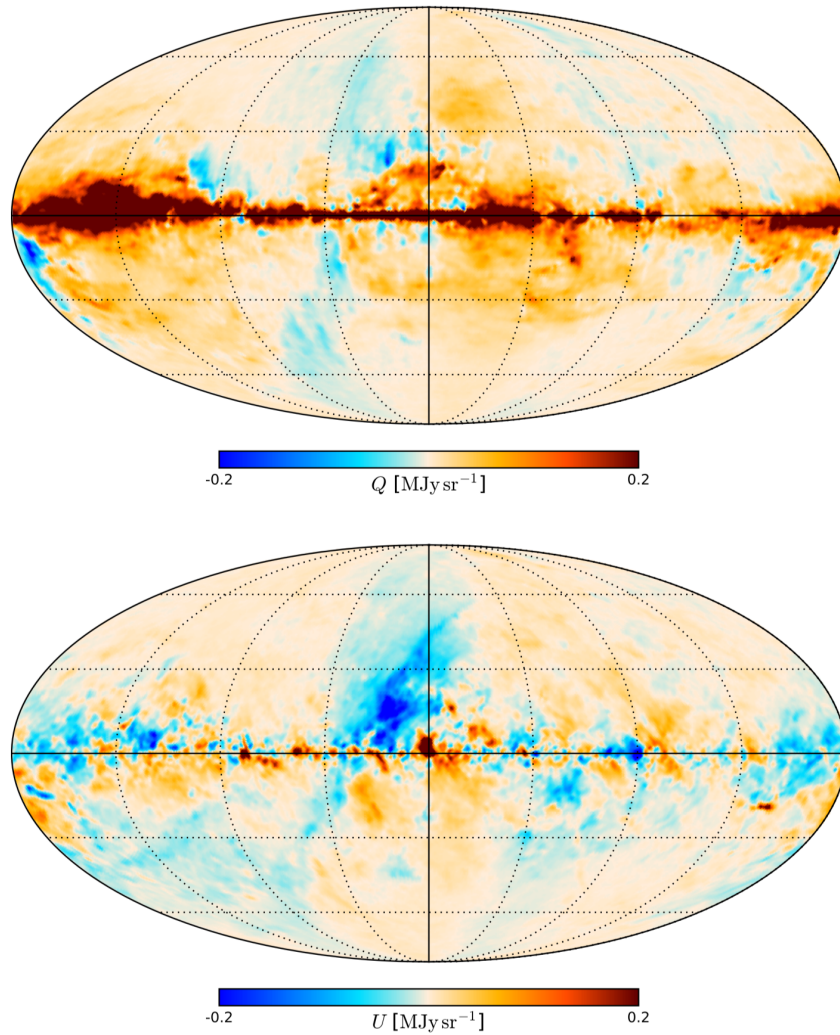
Slika 2.7: Stokes Q (gore) i Stokes U (dolje) sintetičke mape neutralnog vodika u Mollweide projekciji. Preuzeto iz Clark & Hensley (2019).

2.2.6 Prašina na 353 GHz

Planck je satelit Europske svemirske agencije namijenjen za proučavanje ranog svemira i evolucije istoga te je kontinuirano promatrao u 9 frekvencijskih pojaseva između 30 i 857 GHz u periodu od 12. kolovoza 2009. do 23. listopada 2013. godine. Za potrebe ovoga rada korištene su Stokes Q i U mape na 353 GHz (Planck Collaboration Int. XIX, 2015; Planck Collaboration I, 2016) koje su javno su dostupne u *Planckovoj* arhivi⁹. To je frekvencija kojoj odgovara termalno zračenje prašine, a rezolucija promatranja pri toj frekvenciji je $\text{FWHM} = 4.92'$. Zbog malog omjera signala i šuma promatranog polariziranog zračenja prašine u sva tri polja (A, B, i C), koristimo zaglađene *Planckove* podatke na kutnu rezoluciju od $30'$ koristeći `HEALPIX`¹⁰ Pythonov paket `healpy` (Górski et al., 2005; Zonca et al., 2019). Na slici 2.8 dan je prikaz Stokesovih Q i U mapa, ali na uniformnoj rezoluciji od $80'$. Treba naglasiti da *Planckovi* podaci imaju drugačiju konvenciju kutova u odnosu na IAU konvenciju koja je spomenuta na slici 1.10. Da bi se dobio kut ψ_{IAU} iz *Planckovih* Stokesovih Q i U parametara, treba se koristiti sljedeći

⁹<http://pla.esac.esa.int>

¹⁰<http://healpix.sourceforge.net>



Slika 2.8: Stokes Q (gore) i Stokes U (dolje) mape termalnog zračenja prašine na 353 GHz u Mollweide projekciji i uniformnoj rezoluciji od $80'$ u galaktičkim koordinatama sa središtem u galaktičkom centru. Preuzeto iz Planck Collaboration et al. (2020b).

izraz (Planck Collaboration Int. XIX, 2015):

$$\psi_{IAU} = \frac{1}{2} \arctan \frac{-U}{Q}. \quad (2.1)$$

2.2.7 Polarizirana svjetlost zvijezda

Koristimo `VizieR`¹¹ bazu podataka pomoću koje smo pronašli sve zvijezde koje imaju dostupne podatke o optičkoj polarizaciji svjetlosti, a da se nalaze unutar polja A, B i C. Nakon pretrage, pronašli smo nekoliko kataloga sa zvijezdama koje zadovoljavaju navedeni kriterij

¹¹<http://vizier.u-strasbg.fr>

(Heiles, 2000; Berdyugin, A. et al., 2001; Berdyugin, A. & Teerikorpi, P., 2002; Bailey et al., 2010; Berdyugin, A. et al., 2014).

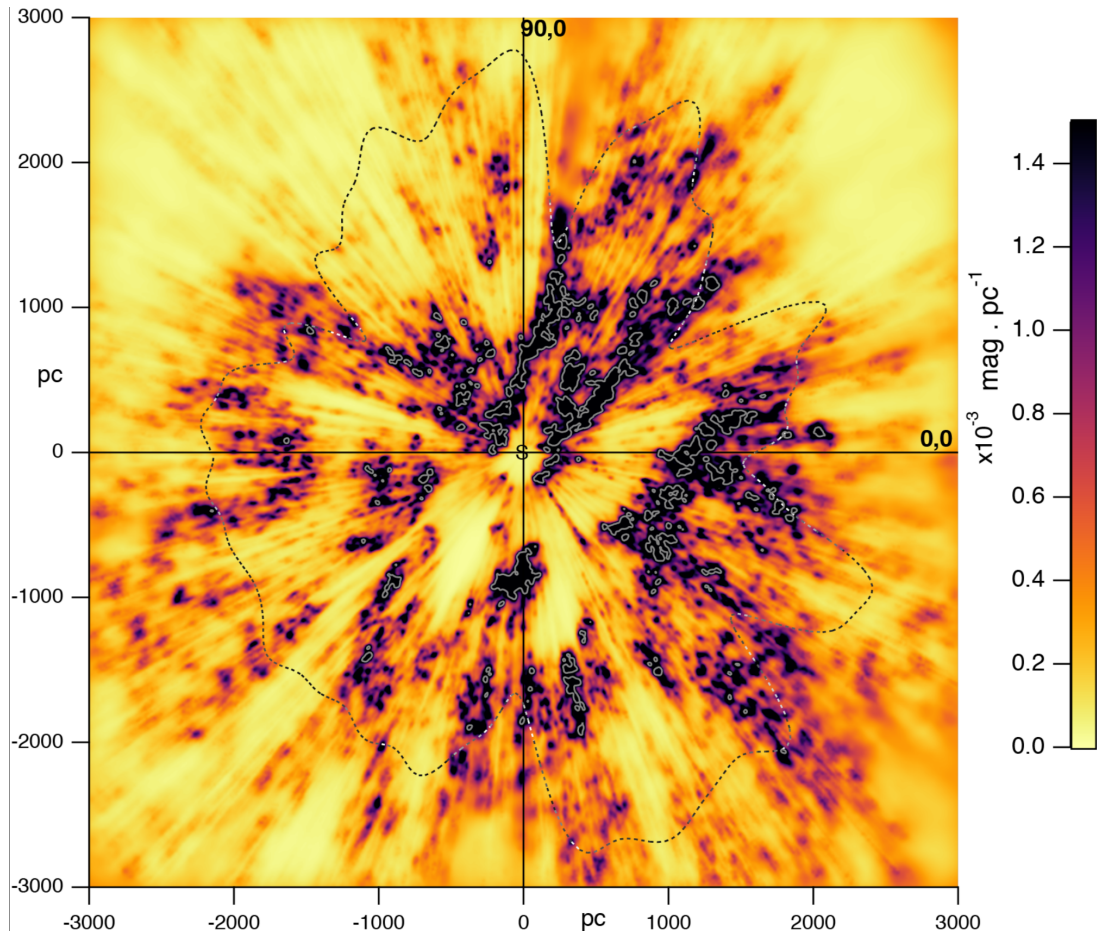
2.2.8 Bailer-Jones katalog

Za većinu od 1.33 milijardi zvijezda u drugom izdanju *Gaia* podataka (engl. *Gaia Data Release 2*, skraćeno *Gaia* DR2; Gaia Collaboration et al., 2018) nije moguće dobiti udaljenosti do istih običnim invertiranjem paralakse. Naime, potrebno je na ispravan način uključiti nelinearnost transformacije i asimetriju konačne raspodjele vjerojatnosti za pojedinu udaljenost. To je napravljeno u Bailer-Jones katalogu (Bailer-Jones et al., 2018) čije konačne udaljenosti imaju donje i gornje granice vrijednosti, a koristimo ga pri analizi zvijezda s polariziranom svjetlošću u vidljivom dijelu spektra.

2.2.9 3D raspodjela prašine

Gaia-2MASS 3D mapa prašine u Mliječnoj stazi (Lallement et al., 2019)¹² nastala je kombinacijom dva astronomska pregleda neba: *Gaia* (Gaia Collaboration et al., 2018) i 2MASS (skraćeno od engl. *Two Micron All-Sky Survey*, Skrutskie et al., 2006). Koristeći *Gaia* DR2 fotometrijske podatke s 2MASS mjerenjima, procijenila se ekstinkcija prema zvijezdama koje imaju preciznu fotometriju i koje imaju relativnu grešku *Gaia* DR2 paralaksi manju od 20% što je rezultiralo u 27 milijuna takvih zvijezda. U konačnici, približno 16 milijuna parova udaljenost-ekstinkcija za najbliže objekte invertirano je kako bi se dobile 3D karte gustoće prašine unutar 400 pc od galaktičke ravnine i veličine 6 kpc × 6 kpc duž galaktičke ravnine. Za to je razvijen novi hijerarhijski algoritam invertiranja koji ima prednost prilagodbe rezolucije karte prema gustoći prostora. Nakon ovog postupka, minimalna veličina invertiranih struktura mijenja se od 25 pc (rezolucija postignuta unutar 1 kpc) do 500 pc (u nekim područjima koja su udaljena više od 3 kpc od Sunca). (X, Y, Z) su Kartezijeve galaktičke koordinate sa Suncem kao centrom pri čemu su X i Y u galaktičkoj ravnini, X je usmjeren prema središtu galaksije, Y je u smjeru rotacije, a Z pokazuje prema sjevernom galaktičkom polu. Mapa prašine ima dimenziju 6 kpc × 6 kpc × 0.8 kpc s vrijednostima diferencijalne ekstinkcije prašine u svakoj točki $D(A_0)/D(d)$ u jedinicama [mag/pc] (A_0 je ekstinkcija pri valnoj duljini od 550 nm). Raspodjela prašine u galaktičkoj ravnini dana je na slici 2.9.

¹²<https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/A+A/625/A135#/article>



Slika 2.9: Gustoća prašine duž galaktičke ravnine iz 3D raspodjele. Sunce se nalazi u centru karte (0,0), a galaktički centar je sasvim desno u smjeru X -osi. Skala boja predstavlja diferencijalnu ekstinkciju u jedinicama [mag/pc]. Isprekidana crna linija predstavlja graničnu udaljenost iza koje nije postignuta rezolucija od 25 pc. Preuzeto iz Lallement et al. (2019).

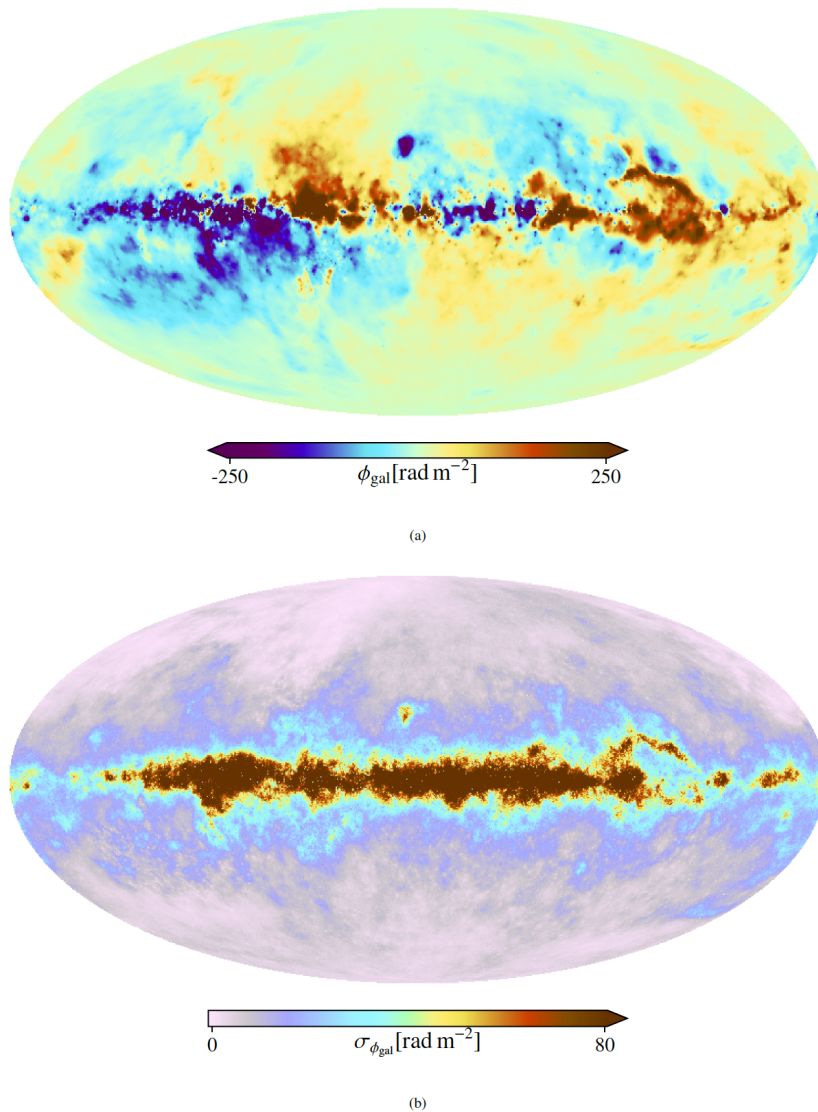
2.2.10 Katalog pulsara

ATNF katalog pulsara (skraćeno od engl. *Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue*, Manchester et al., 2005)¹³ je katalog svih otkrivenih pulsara s raznim parametrima kao što su DM , RM , udaljenosti određene iz elektronskog modela galaksije, udaljenosti koje ne ovise o modelu, itd. U vrijeme izrade ovoga rada, verzija kataloga je bila 1.70, a u istomu je 3389 otkrivenih pulsara.

¹³<https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

2.2.11 *RM* mapa Mliječne staze

RM mapa naše galaksije je mapa koja prikazuje ukupni doprinos u Faradayevoj rotaciji naše galaksije za dani smjer (Hutschenreuter & Enßlin, 2020; Hutschenreuter et al., 2022)¹⁴. Ista je rekonstruirana koristeći 55190 izvangalaktičkih polariziranih izvora čija zračenja prolaze kroz cijelu našu galaksiju, a kutna rezolucija mape je $8.6'$ ¹⁵. Prikaz *RM* mape Mliječne staze dan je na slici 2.10.



Slika 2.10: Srednja vrijednost (gore) i nepouzdanost (dolje) *RM* mape Mliječne staze u Mollweide projekciji. Preuzeto iz Hutschenreuter et al. (2022).

¹⁴<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-ref?querymethod=bib&simbo=on&submit=submit+bibcode&bibcode=2022A%26A...657A..43H>

¹⁵<https://github.com/CIRADA-Tools/RMTable>

Poglavlje 3

Metodologija

3.1 Faradayeva tomografija

Pri promatranju linearno polariziranog sinkrotronskog zračenja naše galaksije, opažamo samo integrirane vrijednosti ukupnog intenziteta duž doglednice (formula 1.48), bez informacije o lokalnoj sinkrotronskoj emisivnosti ϵ . Slično tome, mjera rotacije RM danog radioizvora (formula 1.40) govori nam samo o ukupnoj količini Faradayeve rotacije duž doglednice između radioizvora i promatrača, bez informacije o lokalnim vrijednostima $n_e B_{\parallel}$. Ono što je cilj je da dobijemo informaciju o 3D magnetsko-ionskoj strukturi u ISM-u. Pristup tome je također preko Faradayeve rotacije, ali sada umjesto razmatranja linearno polariziranog zračenja pozadinskog radioizvora, ideja je koristiti Faradayevu rotaciju sinkrotronskog zračenja od same galaksije. Kao podsjetnik onoga što se spomenulo u potpoglavlju 1.4.2, u slučaju kada su područja sinkrotronskog zračenja i Faradayeve rotacije fizički razdvojeni, kut Faradayeve rotacije $\Delta\psi$ mijenja se linearno s kvadratom valne duljine λ^2 pomoću čega se definira mjera rotacije RM (formula 1.39). Dakle, RM je opažачka veličina koja se mjeri uz pozadinski radioizvor da bi se preko formule 1.40 između njega i promatrača dobila svojstva ISM-a (n_e i B_{\parallel}) u kojemu se događa Faradayeva rotacija. Suprotno tome, kada je izvor sinkrotronskog zračenja galaksija sama za sebe, područja sinkrotronskog zračenja i Faradayeve rotacije su prostorno izmiješana. Sada se kut Faradayeve rotacije $\Delta\psi$ ne mijenja linearno s λ^2 i koncept mjere rotacije RM nije dobar. Međutim, može se definirati općenitiji koncept Faradayeve dubine $\Phi(r)$ formulom 1.46, koja je prava fizikalna veličina i može biti definirana u bilo kojoj točki ISM-a, neovisno o bilo kakvom pozadinskom radioizvoru. Faradayeva dubina $\Phi(r)$ odgovara nekoj dubini r duž doglednice mjerena pomoću Faradayeve rotacije u sličnom smislu kao što je optička dubina duž doglednice mjerena u smislu opaciteta (neprozirnosti).

Kada su sinkrotronsko radiozračenje i Faradayeva rotacija duž doglednice prostorno izmije-

šani, kompleksni polarizirani intenzitet $P(\lambda^2)$ izmjeren na danoj valnoj duljini λ (formula 1.47) je superpozicija polariziranog zračenja nastalog na svakoj udaljenosti r duž doglednice, tj. na svakoj Faradayevoj dubini $\Phi(r)$, i rotiran Faradayevim efektom za kut $\Delta\psi(r) = \Phi(r)\lambda^2$ (Burn, 1966):

$$P(\lambda^2) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\Phi) e^{i2\Phi\lambda^2} d\Phi, \quad (3.1)$$

gdje je $F(\Phi)$ kompleksni polarizirani intenzitet po jedinici Faradayeve dubine Φ , također poznat pod nazivom kompleksna funkcija Faradayeve disperzije (engl. *Faraday dispersion function*). Budući da se količina Faradayeve rotacije mijenja s kvadratom valne duljine, polarizirani intenziteti izmjereni na različitim valnim duljinama odgovaraju različitim kombinacijama svih doprinosa duž doglednice, i time daju različite komade informacije. Iz tog razloga, ideja je da se izmjeri polarizirani intenzitet zračenja na što više različitih valnih duljina te da se njegovu promjenu u ovisnosti o λ^2 pretvori u promjenu u ovisnosti o Faradayevoj dubini Φ . To se radi Fourierovim transformatom izraza 3.1 (Ferrière, 2020):

$$F(\Phi) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} P(\lambda^2) e^{-i2\Phi\lambda^2} d\lambda^2. \quad (3.2)$$

Očito je da $P(\lambda^2)$ može biti izmjeren samo za pozitivne valne duljine tako da se mora riješiti pitanje negativnih valnih duljina. To se rješava na način da se za $P(\lambda^2)$ uzima tako da vrijedi $P(-\lambda^2) = P^*(\lambda^2)$, pri čemu je $F(\Phi)$ strogo realan. Mi imamo samo konačni spektar pozitivnih valnih duljina što rezultira u nepotpunom $F(\Phi)$. Analogno teoriji interferometrije sinteze otvora opisanoj u potpoglavlju 1.6, ovaj proces prelaska iz λ^2 prostora u Φ prostor naziva se RM sinteza (skraćeno od engl. *Rotation Measure synthesis*). Kao što je prljava slika jednaka konvoluciji čiste slike sa PSF-om (izraz 1.72), tako ovdje vrijedi (Brentjens & de Bruyn, 2005):

$$\tilde{F}(\Phi) = F(\Phi) * R(\Phi) = K \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{P}(\lambda^2) e^{-i2\Phi\lambda^2} d\lambda^2, \quad (3.3)$$

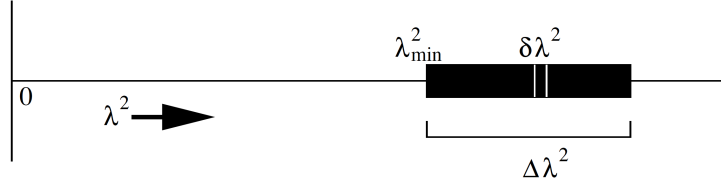
gdje je $\tilde{F}(\Phi)$ rekonstruirana (opažena) aproksimacija od $F(\Phi)$, $\tilde{P}(\lambda^2) = W(\lambda^2)P(\lambda^2)$ ($W(\lambda^2)$ je težinska funkcija koja je različita od nule u svim λ^2 točkama u kojima postoje mjerenja) opaženi $P(\lambda^2)$, a $R(\Phi)$ je tzv. RMSF (skraćeno od engl. *Rotation Measure Spread Function*) funkcija čija širina glavnog maksimuma određuje rezoluciju u Faradayevom prostoru:

$$R(\Phi) = K \int_{-\infty}^{+\infty} W(\lambda^2) e^{-i2\Phi\lambda^2} d\lambda^2, \quad (3.4)$$

pri čemu je K dan s:

$$K = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} W(\lambda^2) d\lambda^2 \right)^{-1}. \quad (3.5)$$

RM sinteza ograničena je širinom λ^2 raspodjele promatranja $\Delta\lambda^2$, širinom kanala $\delta\lambda^2$ i minimumom od λ^2 raspodjele λ_{\min}^2 (slika 3.1). Sva tri navedena parametra povezana su s tri fizikalne



Slika 3.1: Tri instrumentalna parametra koji određuju svojstva Faradayevog prostora. Preuzeto iz Brentjens & de Bruyn (2005).

veliĉine u Faradayevom prostoru (Brentjens & de Bruyn, 2005). Prva veliĉina je maksimalna Faradayeva dubina koja se moŹe detektirati:

$$|\Phi_{\max}| \approx \frac{\sqrt{3}}{\delta\lambda^2}. \quad (3.6)$$

Druga veliĉina je najveća Faradayeva struktura na koju smo osjetljivi u Faradayevom prostoru:

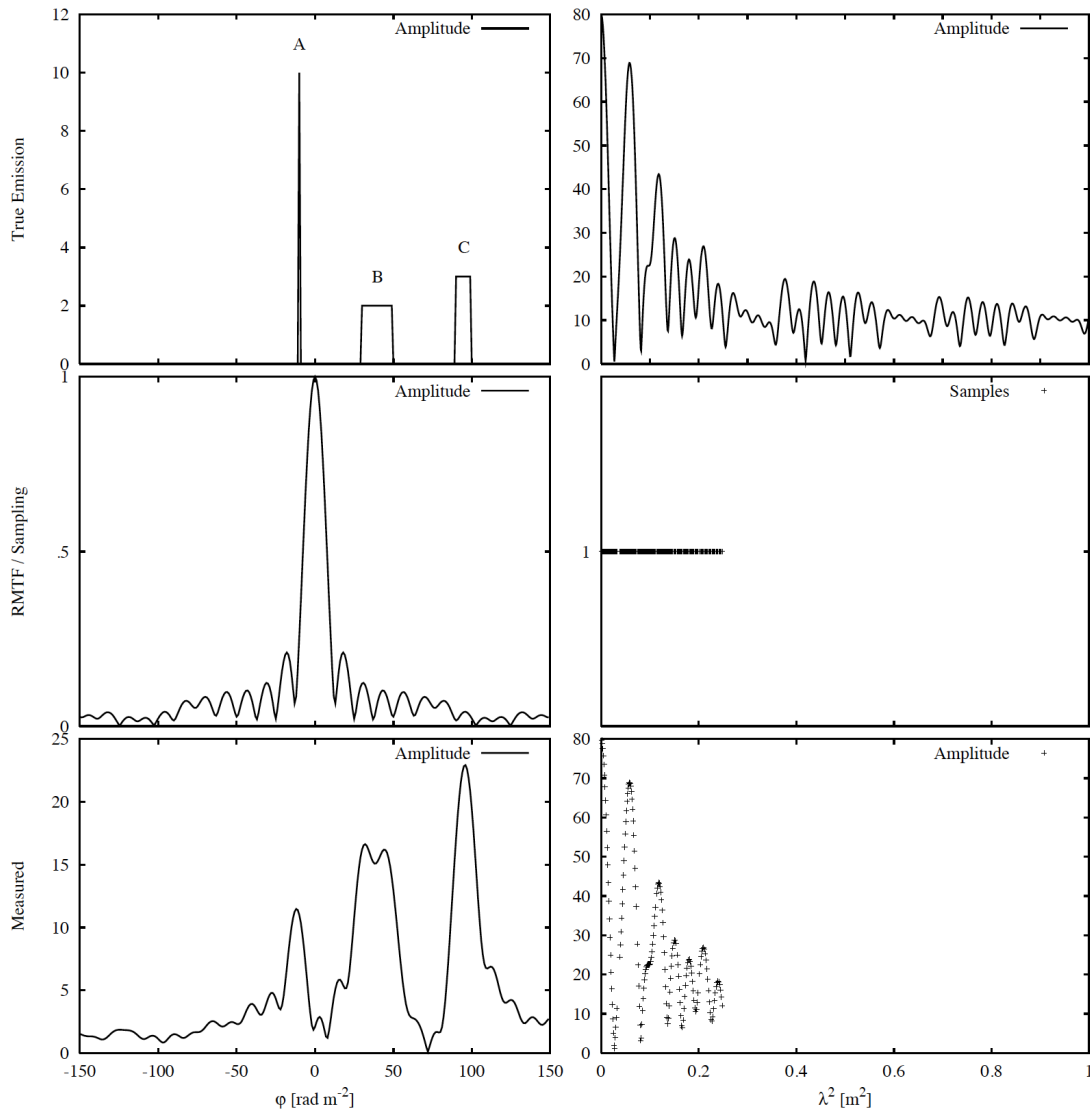
$$\Delta\Phi_{\text{scale}} \approx \frac{\pi}{\lambda_{\min}^2}. \quad (3.7)$$

Posljednja veliĉina je rezolucija u Faradayevom prostoru odreĊena širinom glavnog maksimuma RMSF-a koja definira minimalnu udaljenost izmeĊu dvije Faradayeve strukture da bi se mogle razluĉiti kao dvije razliĉite strukture:

$$\delta\Phi \approx \frac{2\sqrt{3}}{\Delta\lambda^2}. \quad (3.8)$$

Kvaliteta rekonstrukcije $F(\Phi)$ dekonvolucijom najviše ovisi o teŹinskoj funkciji $W(\lambda^2)$ na naĉin da što je kompletnija pokrivenost λ^2 prostora, to je bolja rekonstrukcija. Manje rupa u λ^2 raspodjeli smanjuje sekundarne maksimume RMSF funkcije ($R(\Phi)$), dok šira raspodjela λ^2 vrijednosti povećava rezoluciju u Faradayevom prostoru. Na slici 3.2 dan je primjer RM sinteze za umjetnu funkciju Faradayeve disperzije $F(\Phi)$ izmjerenu s realnim uzorkom frekvencija promatranja.

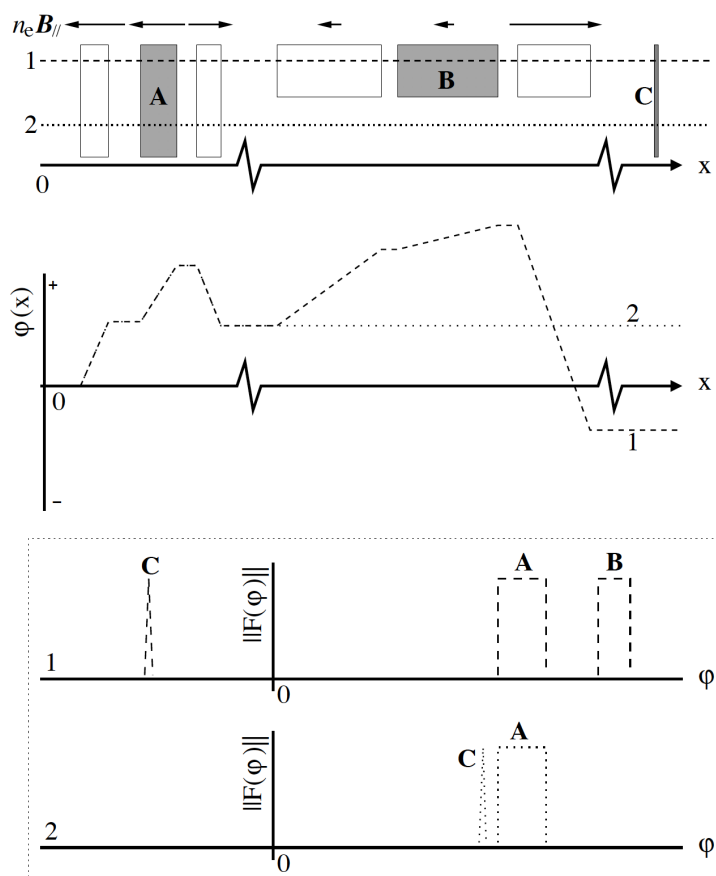
Konaĉni rezultat promatranja radiointerferometrom odreĊenog podruĉja na nebu su frekvencijske Stokes Q i U koĉke s osima (RA, Dec, ν). Da bismo napravili RM sintezu (Faradayevu



Slika 3.2: Primjer RM sinteze za umjetnu funkciju Faradayeve disperzije $F(\Phi)$ (prvi red lijevo) konvoluiranu s RMSF-om (srednji red lijevo; iako se kroz ovaj rad koristi RMSF, ovdje je u originalu ostavljeno RMTF što je skraćeno od engl. *Rotation Measure Transfer Function*) što je rezultiralo u opaženoj funkciji Faradayeve disperzije $\tilde{F}(\Phi)$ u trećem redu slike. Na desnoj strani nalaze se $P(\lambda^2)$ (prvi red), $W(\lambda^2)$ (drugi red) i $\tilde{P}(\lambda^2)$ (treći red) u λ^2 prostoru. Promatranje je napravljeno u području valnih duljina od 3.6 do 50 cm. Preuzeto iz Brentjens & de Bruyn (2005).

tomografiju), u ovom radu koristi se `rmsynthesis`¹ (Brentjens & de Bruyn, 2005) koji se primjenjuje na Stokes Q i U frekvencijske kocke. U konačnici se dobiju Faradayeve kocke (RM kocke) s osima (RA, Dec, Φ) u željenom području Faradayevih dubina. Na kraju, da bismo procijenili temperaturu sjaja opaženog polariziranog zračenja, potrebno je integrirati polarizi-

¹<http://github.com/brentjens/rm-synthesis>



Slika 3.3: Skica koja prikazuje odnos između linearno polariziranog zračenja, umnoška elektrona i komponente magnetskog polja duž doglednice $n_e B_{\parallel}$, Faradayeve dubine (ovdje je označena s ϕ), položaja x i Faradayevog spektra $|F(\phi)|$. Na vrhu je prikazana fizikalna situacija pri čemu se kraće (dulje) strelice odnose na manji (veći) umnožak $n_e B_{\parallel}$. Smjer strelica ukazuju na smjer B_{\parallel} . Koordinata x predstavlja fizikalnu udaljenost od promatrača koji se nalazi na lijevoj strani i na dva mjesta je ta udaljenost komprimirana. Prazna područja nemaju niti zračenje, niti Faradayevu rotaciju; bijeli blokovi sa strelicama iznad istih imaju samo Faradayevu rotaciju; siva područja sa strelicama iznad istih imaju i zračenje i Faradayevu rotaciju (A i B); sivo područje bez strelice iznad ima samo zračenje (C). Postoje dvije doglednice označene sa 1 i 2 pri čemu doglednica 1 prolazi kroz sva tri područja (A, B i C), a doglednica 2 promašuje područje B i susjedne bijele blokove s Faradayevom rotacijom bez zračenja. Srednji dio slike prikazuje Faradayevu dubinu kao funkciju fizikalne udaljenosti x za obje doglednice. Donji dio slike prikazuje opaženi linearno polarizirani površinski sjaj $|F(\phi)|$ za obje doglednice pri čemu su vrhovi u spektru označeni s pripadajućim područjima A, B i C. Preuzeto iz Brentjens & de Bruyn (2005).

rani intenzitet duž osi Faradayeve dubine. Integrirani polarizirani intenzitet za svaki piksel (RA,

Dec) dan je s (Brentjens, 2011):

$$|P| = \frac{\Delta\Phi}{A_{\text{RMSF}}} \sum_{i=1}^n \left(|P|(\Phi_i) - \sigma_{Q,U} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \right), \quad (3.9)$$

gdje je $\Delta\Phi = |\Phi_{i+1} - \Phi_i|$ ekvidistantni korak u Faradayevoj dubini, $\sigma_{Q,U} \sqrt{\frac{\pi}{2}}$ je korekcija za srednju vrijednost šuma različitu od nule u polariziranom intenzitetu koja je proporcionalna šumu u Stokes Q i U RM kockama ($\sigma_{Q,U}$), A_{RMSF} je obično površina ispod rekonstruirane funkcije RMSF-a nakon dekonvolucije Faradayevih kocki (npr. RM-CLEAN, Heald et al., 2009). Potom, koristeći formulu 1.83, dobije se temperatura sjaja u Kelvinima.

Potpunosti radi, na slici 3.3 dan je primjer malo kompleksnije doglednice promatranja s tri područja polariziranog zračenja (A, B i C) od kojih dva (A i B) istovremeno imaju i Faradayevu rotaciju (sadrže termalne elektrone). Srednji dio iste slike prikazuje nemonotoni odnos između Faradayeve dubine Φ i fizikalne dubine x .

3.2 RHT analiza

Za potrebe kvantitativne analize linearnih struktura u ovom radu (depolariziranih kanala u LOFAR-ovim promatranjima i filamenata neutralnog vodika), koristit ćemo *Rolling Hough Transform* (RHT², Clark et al., 2014) algoritam. RHT algoritam je zapravo modifikacija *Hough Transform* (HT, Hough, 1962) algoritma koji se koristi za detekciju ravnih struktura dvodimenzionalnih slika. Ta modifikacija se očituje u tome da, osim same detekcije linearnih struktura na slikama, uzima u obzir vjerojatnost da je bilo koji piksel na slici dio koherentne linearne strukture. Prethodno nam onda omogućava kvantificiranje linearnosti područja na nebu bez specificiranja linearnih struktura kao diskretnih entiteta.

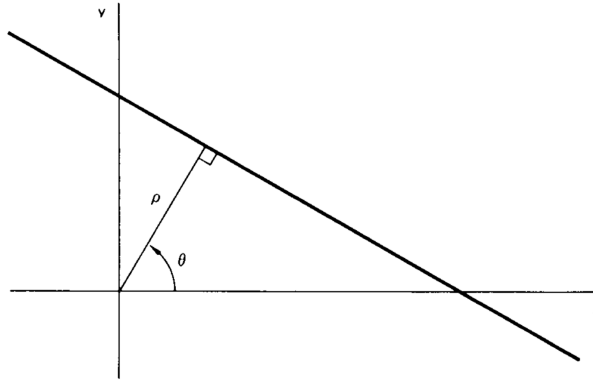
HT algoritam bazira se na parametrizaciji pravca dvama parametrima, ρ i θ , gdje je ρ udaljenost od ishodišta slike do najbliže točke pravca, a θ kut između x -osi i normale (vidjeti sliku 3.4; Duda & Hart, 1972):

$$\rho = x \cos \theta + y \sin \theta. \quad (3.10)$$

Standardni HT algoritam mapira svaki piksel (x, y) u sve (ρ, θ) parametre pravca moguće za taj piksel u $\rho - \theta$ prostoru. Tako se u (ρ, θ) akumulira broj piksela u prostoru slike koji doprinose svakom pikselu u $\rho - \theta$ prostoru. Prethodno je dovelo do toga da su sve vrijednosti u tzv. (ρ, θ) akumulatorskom nizu iznad određene donje granice identificirane kao linija u prostoru slike.

RHT algoritam provodi slično mapiranje iz prostora slike u parametarski prostor s nekoliko

²<http://github.com/seclark/RHT>



Slika 3.4: Parametrizacija pravca u HT algoritmu. Preuzeto iz Duda & Hart (1972).

ključnih razlika. Naime, RHT mapiranje provodi se na kružnoj domeni promjera D_W centrirano na svakom pikselu u prostoru slike (x_0, y_0) što je četvrti korak na slici 3.5. Zatim se na tom području pokreće HT algoritam s time da vrijedi $\rho = 0$, odgovarajući petom koraku na slici 3.5. To znači da je $\rho - \theta$ prostor reduciran na jednodimenzionalni prostor s parametrom θ za svaki piksel. Sav intenzitet iznad zadane donje granice Z spremljen je kao $R(\theta, x_0, y_0)$ čime smo dobili RHT intenzitet kao funkciju θ za dani piksel (x_0, y_0) . Time smo došli do posljednjeg, šestog koraka na slici 3.5. Z je postotak koji nam za svaki smjer θ daje $Z \times D_W$ piksela koji moraju sadržavati signal da bi se to spremilo u podatke za taj smjer. Podjela kuta θ radi se na sljedeći način (Clark et al., 2014):

$$n_\theta = \left\lceil \pi \frac{\sqrt{2}}{2} (D_W - 1) \right\rceil. \quad (3.11)$$

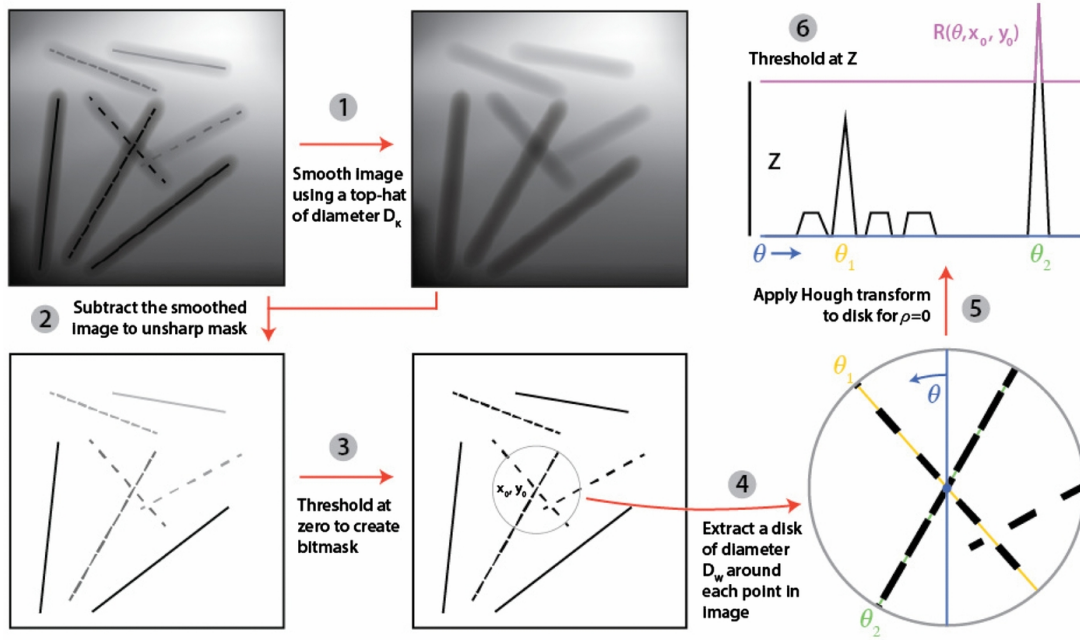
Dakle, mapiranje svakog piksela unutar kružnog područja u reduciranu domenu ($\rho = 0, \theta$) definirano je HT algoritmom. Krug mapiranja se "kotrlja" po cijeloj slici nakon čega dobivamo RHT funkciju intenziteta $R(\theta, x, y)$. Vizualizacija linearnih struktura identificiranih RHT analizom dobiva se integracijom $R(\theta, x, y)$ preko θ :

$$R(x, y) = \int R(\theta, x, y) d\theta. \quad (3.12)$$

Za kvantificirati relativnu orijentaciju linearnih struktura identificiranih RHT-om s obzirom na ravninu naše galaksije, definira se (Clark et al., 2014; Jelić et al., 2018):

$$\tilde{R}(\theta) = \frac{1}{N} \int \int R(\theta, x, y) dx dy, \quad (3.13)$$

gdje integral ide preko cijelog područja slike i N je normalizacijski faktor. Rezultati kutne



Slika 3.5: U prvom koraku RHT algoritma radi se zaglađivanje izvorne slike konvolucijom s *top-hat* funkcijom promjera D_K . U drugom koraku provodi se oduzimanje zaglađene slike od izvorne slike što nam daje strukture koje se naglo mijenjaju unutar D_K , čime zapravo potiskujemo strukture na velikim skalama. Potom se u trećem koraku na sliku iz prethodnog koraka stavlja da oštre strukture imaju vrijednost 1, a ostale 0. U četvrtom koraku za dani piksel (x_0, y_0) odabire se krug promjera D_W koji se kotrlja po slici, svaki put s novim centralnim pikselom. U petom koraku primjenjuje se HT algoritam nakon kojega se spremaju samo oni intenziteti koji zadovoljavaju zadanu donju granicu. U ovom primjeru postoje tri različite linije unutar odabranog kruga s centrom (x_0, y_0) u kojemu se sijeku zelena i žuta linija, koje uglavnom i doprinose HT intenzitetu. Međutim, samo je zelena linija (smjer $\theta = \theta_2$) ta koja ima RHT intenzitet $R(\theta, x_0, y_0)$ iznad donje granice Z pa je time intenzitet za dani piksel spremljen. Preuzeto iz Clark et al. (2014).

raspodjele linearnih struktura se onda vizualiziraju na polupolarnim grafovima tako da je galaktička ravnina na 0° , a okomito na istu je $\pm 90^\circ$, slijedeći smjer suprotno od kazaljke na satu. Za izračunati srednju vrijednost $\langle \theta \rangle$ i širinu kutne raspodjele $\delta\theta$, potrebno je napraviti projekciju polupolarnog grafa na puni krug i vizualizirati svaku točku kao vektor duljine $\tilde{R}^2 d\theta$. Integrirajući preko cijele ravnine dobivamo ukupni vektor S (Jelić et al., 2018):

$$S = \frac{\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \tilde{R}^2(\theta) e^{i2\theta} d\theta}{\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \tilde{R}^2(\theta) d\theta}. \quad (3.14)$$

Vrijednost od S i njegov smjer mjere su za $\langle\theta\rangle$ i $\delta\theta$ na sljedeći način (Jelić et al., 2018):

$$\langle\theta\rangle = \frac{1}{2}\text{Arg}(S) = \frac{1}{2}\arctan2(\text{Im}(S), \text{Re}(S)), \quad (3.15)$$

$$\delta\theta = \frac{1}{2}\sqrt{\ln(1/|S|^2)}, \quad (3.16)$$

gdje funkcija $\arctan2$ daje polarni kut vektora u Kartezijevim koordinatama.

Zaključno, RHT algoritam je algoritam za detekciju ravnih struktura na slikama. Daje nam vrijednost $R(\theta, x, y)$, gdje je θ kut parametarske ravne linije te su x i y koordinate piksela duž koherentne linearne strukture. Za vizualizirati rezultat RHT-a tj. prikazati detektirane strukture, potrebno je integrirati funkciju intenziteta $R(\theta, x, y)$ po kutu θ čime dobivamo $R(x, y)$. RHT algoritam koristi tri ulazna parametra. Prvi je promjer jezgre zaglađivanja D_K (engl. *smoothing kernel diameter*), koji kontrolira potiskivanje struktura na velikim skalama; drugi parametar definira promjer kotrljajućeg prozora D_W (engl. *rolling window diameter*); i posljednji je granica intenziteta Z , koja definira minimalan broj piksela (unutar kotrljajućeg prozora) u određenom smjeru θ potrebnih da budu uzeti u obzir kao dio iste linearne strukture.

3.3 Izrada mozaika

Kroz rad je u nekoliko navrata bilo potrebno spojiti više susjednih promatranja u jedan veći mozaik. Tako je u poglavlju 2 o korištenim podacima u ovom radu, u potpoglavljima 2.1.2 (LoTSS) i 2.2.4 (neutralni vodik) spomenuto da je za analizu podataka bilo potrebno napraviti mozaike polja LoTSS i mozaik nekoliko različitih EBHIS-ovih promatranja. Uz dva spomenuta mozaika, bilo je potrebno napraviti i mozaik LOFAR-ovih promatranja u širem području polja 3C196 (poglavlje 5).

Za izradu mozaika koristi se `Montage`³, softverski paket za izradu mozaika. Ovaj paket može raditi s različitim nebeskim projekcijama pri čemu brine da prilikom transformacije iz jedne u drugu projekciju tok zračenja bude očuvan. Naime, transformiranje iz jedne u drugu projekciju na zakrivljenim koordinatnim mrežama dovodi do promjene površine piksela te je potrebno ispravno preraspodijeliti tok zračenja iz ulaznih piksela ulazne koordinatne mreže na izlazne piksele izlazne koordinatne mreže. Za tu svrhu, korišteni su moduli `mProjExec` i `mAdd`. Navedeni moduli provode preraspodjelu toka zračenja tako da ponderiraju svaki ulazni piksel s površinom preklapanja s izlaznim pikselom. Prilikom kombinacije više ulaznih piksela koji se preklapaju, izlaznom pikselu pridaje se prosječna vrijednost piksela ponderirana površinom

³<http://montage.ipac.caltech.edu>

preklapanja.

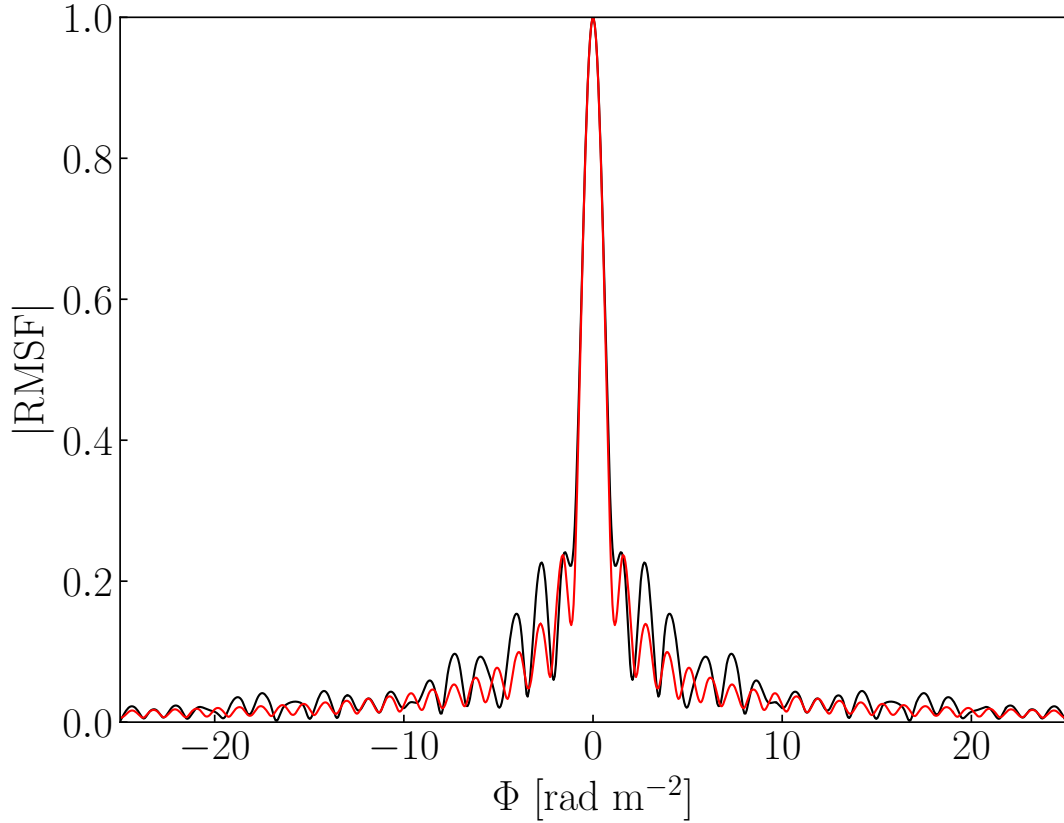
Poglavlje 4

Faradayeva tomografija

4.1 Polja A, B i C

Da bismo napravili Faradayevu tomografiju (vidjeti potpoglavlje 3.1), primjenili smo metodu *rmsynthesis* (Brentjens & de Bruyn, 2005) na Stokes Q i U slike sa 170 frekvencijskih pojaseva koji su imali usporedive razine šuma ($\lesssim 2.5 \text{ mJy PSF}^{-1}$). Ovi pojasevi širine 183 kHz pokrivaju frekvencije između 115 i 150 MHz. Naime, područje frekvencija iznad 150 MHz bilo je jako kontaminirano sa širokopojasnim RFI (vidjeti sliku 2.3). Da su frekvencije iznad 150 MHz koje nisu kontaminirane s RFI uključene u Faradayevu tomografiju, rijetka frekvencijska pokrivenost uzrokovala bi tri puta veće sekundarne maksimume RMSF-a (vidjeti potpoglavlje 3.1) na $|\Phi| > 10 \text{ rad m}^{-2}$. S druge strane, ograničavanje naše frekvencijske pokrivenosti na frekvencije ispod 150 MHz rezultiralo je u nižoj rezoluciji u Faradayevoj dubini koja je sada 1.8 rad m^{-2} u usporedbi sa 0.9 rad m^{-2} (formula 3.8) da su sve frekvencije uzete u obzir. Promatranje polja A je više kontaminirano s RFI nego promatranja polja B i C što je rezultiralo većim sekundarnim maksimumima RMSF-a (vidjeti sliku 4.1). Konačne kocke pokrivaju područje Faradayeve dubine od -25 do $+25 \text{ rad m}^{-2}$ u koracima od 0.25 rad m^{-2} . Zbog toga što je rezolucija u Faradayevoj dubini veća nego najveća skala Faradayevih dubina koju možemo detektirati ($\Delta\Phi = 0.8 \text{ rad m}^{-2}$; formula 3.7), osjetljivi smo samo na Faradayeve tanke strukture ($\lambda^2\Delta\Phi \ll 1$) ili na rubove Faradayevih debelih struktura ($\lambda^2\Delta\Phi \gg 1$, Brentjens & de Bruyn, 2005; Van Eck et al., 2017). Nadalje, nije napravljena dekonvolucija Faradayevih kocki zbog sekundarnih maksimuma RMSF funkcije.

Šum u Faradayevim kockama za različita promatranja dan je u tablici 4.1. Isti je izračunat kao standardna devijacija slike na $\Phi = -25 \text{ rad m}^{-2}$ gdje ne opažamo polariziranu emisiju, nego je slika dominirana šumom. Šum je usporediv u poljima A i B dok je u slučaju polja C približno 1.2 puta niži. Ova razlika se može pripisati manjem sjaju neba u polju C nego u



Slika 4.1: Apsolutna vrijednost RMSF-a za polje A (crna) i za polja B i C (crvena). FWHM Gaussijana prilagođenog na glavni maksimum RMSF-a daje rezoluciju u Faradayevoj dubini od $\delta\Phi = 1.8 \text{ rad m}^{-2}$.

Tablica 4.1: Šum u Faradayevim kockama promatranih polja koji je definiran kao standardna devijacija slike na $\Phi = -25 \text{ rad m}^{-2}$. Vrijednosti su dane za polarizirani intenzitet P te za Stokes Q i U .

Polje	$ P $ [$\mu\text{Jy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$]	Q	U
A	108	164	164
B	110	166	168
C	89	135	135

poljima A i B (vidjeti sliku 2.1). Sistemska temperatura šuma, koja definira šum u slikama na svakoj frekvenciji te time i u Faradayevim kockama, ovisi o instrumentalnoj temperaturi šuma i o temperaturi sjaja neba. Stoga, što je manji doprinos sjaja neba, to je niža sistemska temperatura šuma. Za sve LOFAR-ove frekvencije, temperatura sjaja neba dominirana je frekvencijski ovisnim zračenjem naše galaksije (van Haarlem et al., 2013). Šum u Faradayevoj kocki polariziranog intenziteta konzistentan je s normalnom raspodjelom šuma u Stokes Q i U slikama.

Difuzno polarizirano zračenje detektirano je u sva tri polja, ali u svakomu ima različite ka-

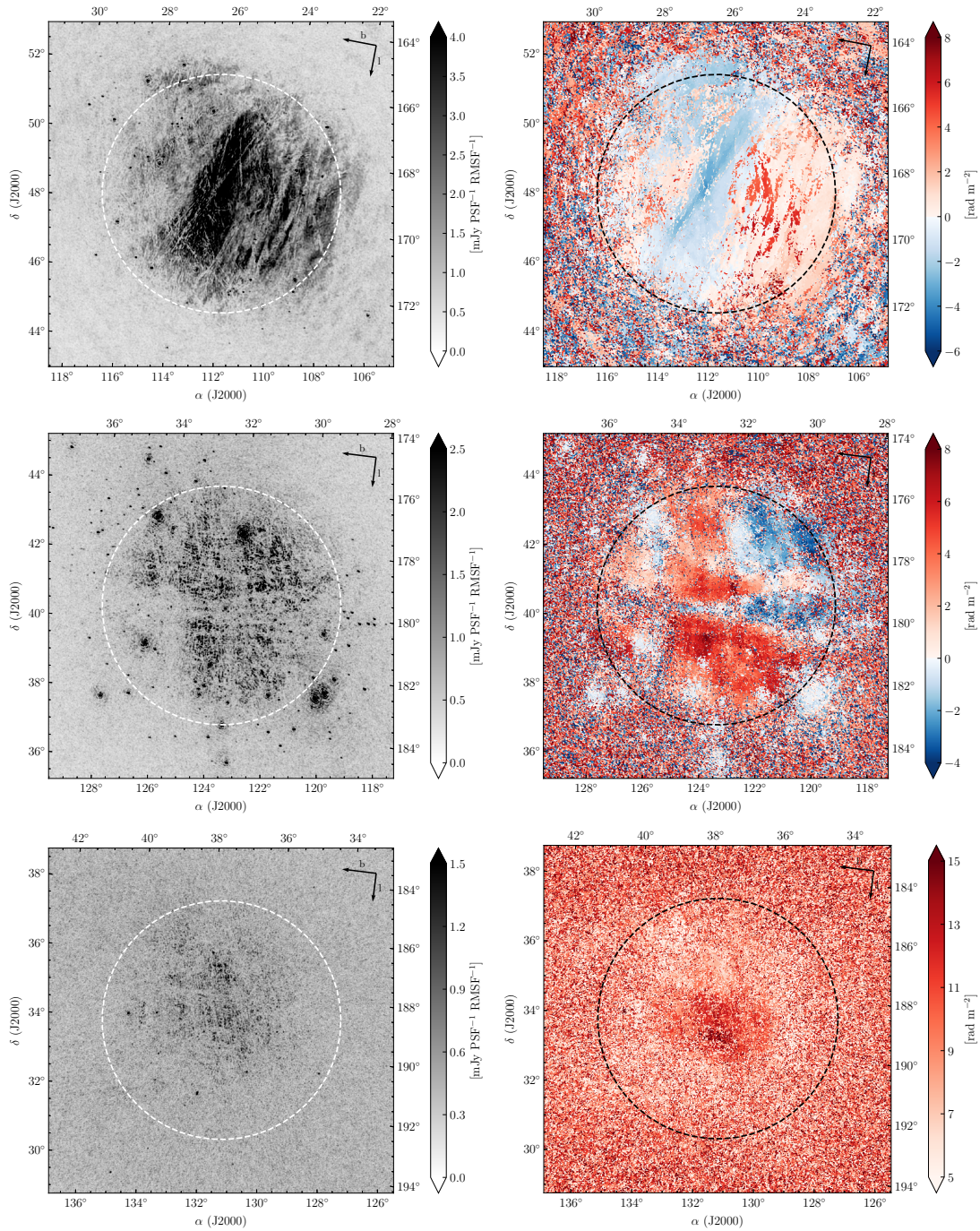
rakteristike. Ono ima bogatu morfologiju u poljima A i B sa sjajem čije su vrijednosti nekoliko $\text{mJy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$. Nasuprot tome, zračenje u polju C je vrlo slabo i pjegavo te ima difuznu morfologiju. Zračenje obuhvaća Faradayeve dubine od -6 do $+8 \text{ rad m}^{-2}$ u polju A, od -4 do $+8 \text{ rad m}^{-2}$ u polju B, i od $+5$ do $+15 \text{ rad m}^{-2}$ u polju C. Kako bismo naglasili najznačajnije karakteristike opaženog zračenja, konstruirali smo sliku koja prikazuje maksimalni polarizirani intenzitet u Faradayevom spektru za svaki piksel (odavdje pa na dalje zvat ćemo ju slika maksimalnog polariziranog intenziteta) te sliku koja pokazuje Faradayevu dubinu svakog maksimuma (odavdje pa na dalje zvat ćemo ju *RM* mapa). Navedene slike su prikazane na slici 4.2 za sva tri polja. Na slikama maksimalnog polariziranog intenziteta odmah uočavamo mnoštvo depolariziranih kanala u sva tri polja koji su i do nekoliko stupnjeva dugi. Najizraženiji su u polju A, nešto manje u polju B, a najmanje u polju C. Nadalje, kako idemo prema rubovima polja, sjaj difuznog zračenja je sve manji zbog prigušenja vidnog polja Gausijanskog oblika objašnjenog u potpoglavlju 1.6.

Temeljeno na njegovoj različitoj morfologiji, zračenje u polju A može biti podijeljeno u tri grupe struktura koje se pojavljuju na različitim Faradayevim dubinama. Ova segmentacija po Faradayevim dubinama je nužna jer se strukture prostorno preklapaju kao što se može vidjeti na slici 5.1. Prva morfološka značajka je izdužena struktura koja se pojavljuje u centru slike na Faradayevoj dubini od -6 rad m^{-2} . Kako se Faradayeva dubina povećava prema -1 rad m^{-2} , tako se struktura širi i isprva se kreće prema sjeveru slike i onda uglavnom prema jugozapadu. Sjaj ove strukture je oko $4 \text{ mJy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$. Druga morfološka značajka je zračenje na većoj skali koje prekriva skoro cijelu sliku unutar vidnog polja. Ovo zračenje pokazuje mnoge koherentne strukture i depolarizirane kanale s orijentacijom sjeverozapad-jugoistok. Sjaj ovog zračenja je oko $2.5 \text{ mJy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$ i obuhvaća Faradayeve dubine od -0.75 do $+3 \text{ rad m}^{-2}$. Treća morfološka značajka je struktura u obliku *boomeranga* u jugozapadnom dijelu slike te se gradi od Faradayeve dubine od $+3.25 \text{ rad m}^{-2}$ i onda nestaje na $+8 \text{ rad m}^{-2}$. Sjaj ove strukture dostiže $2.5 \text{ mJy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$.

Zračenje u polju B sadrži različite komade sa sjajem od oko $1 \text{ mJy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$. Ovi komadi se prvo pojavljuju u sjeverozapadnom dijelu slike na Faradayevoj dubini od -4 rad m^{-2} . Kako Faradayeva dubina raste prema $+8 \text{ rad m}^{-2}$, tako se komadi pojavljuju i nestaju na različitim dijelovima slike. Gledajući cjelokupnu sliku, izgleda kao da su komadi na različitim Faradayevim dubinama na većoj skali organizirani u križastu strukturu (vidjeti sredinu slike. 4.2).

Zračenje u polju C nema neke posebne morfološke značajke. Ono je vrlo pjegasto i difuzno sa sjajem od $0.5 \text{ mJy PSF}^{-1} \text{ RMSF}^{-1}$. Zračenje obuhvaća Faradayeve dubine od $+5 \text{ rad m}^{-2}$ do $+15 \text{ rad m}^{-2}$ (vidjeti sliku 4.2).

Polarizirano zračenje u poljima A i B opaženo je na pozitivnim i negativnim Faradayevim



Slika 4.2: Maksimum Faradayevog spektra u polariziranom intenzitetu (lijevo) i mapa Faradayeve dubine maksimuma (desno) redom od vrha prema dnu za polja A, B, i C. Isprekidane bijele i crne kružnice imaju promjer od 6.92° , što odgovara punoj širini na desetini maksimuma vidnog polja na 150 MHz, koje je najmanji mogući promjer vidnog polja u analiziranom frekvencijskom području.

dubinama. Ovo implicira da se komponenta magnetskog polja paralelna doglednici mijenja po smjeru preko svakog polja, ali vjerojatno i u jačini. Na slici 4.2 pozitivne Faradayeve dubine (crvena područja) povezane su s komponentom magnetskog polja paralelnoj doglednici usmjerenoj k promatraču, dok su negativne Faradayeve dubine (plava područja) kada je ista usmjerena od promatrača. Ovo ne znači nužno da magnetsko polje ima istu orijentaciju duž doglednice, nego to samo daje dominantnu orijentaciju magnetskog polja koja se vidi iz polariziranog zračenja duž doglednice. U slučaju da magnetsko polje ima promjene smjera, strukture u Faradayevom spektru se pojavljuju i na pozitivnim i na negativnim Faradayevim dubinama. Ovo je uistinu slučaj za veliki dio polja A gdje se strukture na pozitivnim i negativnim Faradayevim dubinama prostorno preklapaju (vidjeti sliku 5.1). Ovo preklapanje struktura na pozitivnim i negativnim Faradayevim dubinama vidi se samo u malom području polja B ($< 5\%$). Polarizirano zračenje u polju C opaženo je samo na pozitivnim Faradayevim dubinama što implicira da je komponenta magnetskog polja duž doglednice usmjerena prema promatraču preko cijelog vidnog polja.

Opaženo područje Faradayevih dubina polariziranog zračenja u tri polja usporedivo je s područjem Faradayevih dubina u polju 3C196 (od -3 do $+8$ rad m^{-2} ; Jelić et al., 2015). Ovo govori o mogućim sličnim fizikalnim uvjetima koji uzrokuju Faradayevu rotaciju u ovim poljima. Nadalje, komponenta magnetskog polja na velikoj skali gotovo je okomita na doglednicu u polju 3C196 što komponentu magnetskog polja u ravnini neba čini dominantnom komponentom (Jelić et al., 2015). Ovo je također kasnije potkrijepljeno multifrekvencijskom analizom istog polja (Zaroubi et al., 2015; Jelić et al., 2018). Isto se očekuje da to bude slučaj za tri polja koja se proučavaju u ovom radu budući da su unutar 20° od polja 3C196 te pokazuju polarizirano zračenje unutar usporedivog područja Faradayevih dubina kao u polju 3C196.

4.2 Temperatura sjaja i stupanj polarizacije

Da bismo procijenili temperaturu sjaja opaženog polariziranog zračenja u svakom polju, integrirali smo polarizirani intenzitet u Faradayevim kockama duž osi Faradayeve dubine koristeći formulu 3.9. Naše Faradayeve kocke nisu dekonvoluirane tako da smo uzeli površinu RMSF funkcije od -10 do $+10$ rad m^{-2} . Ovo je opravdano u našem slučaju jer je maksimum sjaja opaženog zračenja samo nekoliko $\text{mJy PSF}^{-1} \text{RMSF}^{-1}$ i sekundarni maksimumi RMSF funkcije su mali, nekoliko postotaka i manji na $\Phi < -10$ rad m^{-2} i $\Phi > +10$ rad m^{-2} . Šum uzrokovan sekundarnim maksimumima RMSF-a je zbog toga na tim nižim i višim Faradayevim dubinama usporediv ili niži od termalnog šuma. Primjenjujući formulu za temperaturu sjaja 1.83 uz PSF od $3.9' \times 3.6'$, dobivamo da 1 mJy PSF^{-1} odgovara temperaturi sjaja od 1.3 K na 130 MHz, tj. na frekvenciji koja otprilike odgovara ponderiranom prosjeku λ^2 raspodjele promatranja

korištene u RM sintezi (λ_0^2).

Prosječna temperatura sjaja polariziranog zračenja u polju A je 5 K, u polju B 1.5 K, i u polju C 0.6 K (vidjeti tablicu 4.2). Za razumijeti ovu razliku, procijenili smo ukupni intenzitet

Tablica 4.2: Pregled temperature sjaja i Faradayeve dubine detektiranog polariziranog zračenja u promatranim poljima. Također, priloženi su i temperatura sjaja u ukupnom intenzitetu na 408 MHz (vidjeti potpoglavlje 2.2.1) i 1.4 GHz (vidjeti potpoglavlje 2.2.3), temperatura sjaja polariziranog zračenja na 1.4 GHz (vidjeti potpoglavlje 2.2.3), temperatura sjaja ukupnog intenziteta skaliranog s 408 MHz na 130 MHz koristeći spektralni indeks za pojedino polje (vidjeti potpoglavlje 2.2.2), i izračunati stupnjevi polarizacije na 130 MHz i 1.4 GHz.

Polje	A	B	C
RM područje Φ [rad m ⁻²]	-6 - +8	-4 - +8	+5 - +15
Integrirani polarizirani intenzitet $T_{130\text{MHz}}$ [K]	5 ± 3	1.5 ± 0.9	0.6 ± 0.4
Ukupni intenzitet $T_{408\text{MHz}}$ [K]	26.1 ± 0.9	18.0 ± 0.5	15.4 ± 0.5
Spektralni indeks β	-2.475	-2.500	-2.525
Ukupni intenzitet $T_{408\text{MHz} \rightarrow 130\text{MHz}}$ [K]	440 ± 20	314 ± 9	277 ± 9
Stupanj polarizacije [%]	1.1 ± 0.7	0.5 ± 0.3	0.2 ± 0.1
Ukupni intenzitet $T_{1.4\text{GHz}}$ [K]	3.59 ± 0.03	3.43 ± 0.03	3.32 ± 0.02
Polarizirani intenzitet $T_{1.4\text{GHz}}$ [K]	0.17 ± 0.01	0.087 ± 0.008	0.081 ± 0.006
Stupanj polarizacije [%]	4.7 ± 0.3	2.5 ± 0.2	2.4 ± 0.2

i stupanj polarizacije u svakom polju. Stupanj polarizacije definiran je kao omjer polariziranog i ukupnog intenziteta (formula 1.19). Pošto nismo opazili zračenje u ukupnom intenzitetu zbog manjka kratkih udaljenosti između parova stanica u našim promatranjima, koristili smo Haslamovu mapu cijelog neba na 408 MHz (vidjeti potpoglavlje 2.2.1) kao osnovu za skaliranje temperature sjaja na 130 MHz. Također, koristili smo i mapu spektralnog indeksa (izraz 1.13) od sinkrotronskog zračenja naše galaksije između 45 i 408 MHz (vidjeti potpoglavlje 2.2.2). Odgovarajući spektralni indeksi, sjaj skaliranog zračenja na 408 MHz i izračunati stupnjevi polarizacije dani su u tablici 4.2. Stupanj polarizacije u polju A je $p = 1.1\% \pm 0.7\%$, dok polja B i C pokazuju niže stupnjeve polarizacije redom s vrijednostima $p = 0.5\% \pm 0.3\%$ i $p = 0.2\% \pm 0.1\%$. Navedene vrijednosti trebaju biti uzete kao donje granice stupnja polarizacije na 130 MHz. LOFAR nije osjetljiv na skale veće od nekoliko stupnjeva ($\gtrsim 3.5^\circ$) i možda postoji polarizirano zračenje na većim skalama koje ne vidimo. Niži stupnjevi polarizacije u poljima B i C su zbog jače depolarizacije nego u polju A. Isti trend se vidi i na 1.4 GHz (vidjeti tablicu 4.2), gdje su stupnjevi polarizacije procijenjeni na temelju promatranja u ukupnom i polariziranom intenzitetu (vidjeti potpoglavlje 2.2.3). Izračunati stupnjevi polarizacije ne mogu biti skalirani i uspoređeni direktno na danim frekvencijama jer podaci imaju različite kutne rezolucije ($36'$ na 1.4 GHz, i $4'$ na 130 MHz). Podaci na većim frekvencijama jače su pogođeni

depolarizacijom zbog rezolucije radioteleskopa nego podaci na nižim frekvencijama.

4.3 Sažetak i zaključci poglavlja

Prezentirani su rezultati na temelju LOFAR HBA promatranja tri polja (A, B i C) u okruženju polja 3C196. Korištena je Faradayeva tomografija za analizu opaženog polariziranog zračenja, koje se pojavljuje na Faradayevim dubinama između -6 i $+15$ rad m^{-2} . Polarizirano zračenje je najsjajnije u polju A (~ 5 K) jer je najbliže ravnini naše galaksije od sva tri polja. Dok je tipična temperatura sjaja u polju B ~ 1.5 K, u polju C sjaj doseže samo ~ 0.6 K jer se to polje nalazi u najhladnijem dijelu sjeverne galaktičke hemisfere.

Opažena morfologija zračenja razlikuje se od polja do polja. Najbogatija je u polju A gdje vidimo tri različite grupe struktura na različitim Faradayevim dubinama. Morfologija u polju B dominirana je križastom strukturom, dok je u polju C vrlo slaba, pjegava i difuzna. Sva tri polja imaju kompleksni sistem ravnih depolariziranih kanala, ali istaknutiji su u poljima A i B nego u polju C. Vrlo vjerojatno objašnjenje za to je činjenica da u polju C opažamo nižu količinu sinkrotronskog zračenja nego u ostala dva polja. Depolarizirani kanali povezani su s efektom depolarizacije zbog rezolucije radiointerferometra u područjima naglih promjena u kutu polarizacije. Isti se protežu do nekoliko stupnjeva u duljinu i slični su onima u polju 3C196 (Jelić et al., 2015).

U radu Bracco et al. (2020), na poljima A, B i C, proučavana je statistička korelacija između polariziranog zračenja detektiranog LOFAR-om i temperaturom sjaja HI zračenja na 21 cm. Pronašli su jaku korelaciju između toga dvoje u multifaznom ISM-u u polju A, posebice s HI plinom CNM faze, dok je opažen nedostatak statističke korelacije u poljima B i C. Kako su autori objasnili, nedostatak statističke korelacije je zbog ograničenja odabrane statističke metrike budući da je morfologija zračenja u poljima B i C pjegasta i difuzna, kao što je opisano u potpoglavlju 4.1. Pronađena korelacija u polju A te nedostatak iste u poljima B i C u prethodno spomenutom radu, dobar su poticaj da se korelacija provjeri nekom drugom metodom. U sljedećem poglavlju uspoređuje se orijentacija depolariziranih kanala s orijentacijom filamenata neutralnog vodika kao i s orijentacijom komponente magnetskog polja u ravnini neba.

Poglavlje 5

Multifrekvencijska analiza ravnih depolariziranih kanala

5.1 Depolarizirani kanali

Najupečatljiviji oblici, koji se mogu vidjeti na slikama maksimalnog polariziranog intenziteta, su depolarizirani kanali (vidjeti lijevi stupac na slici 4.2). To su linearne strukture na slikama, a koje ne pokazuju polarizirano zračenje, nego su u razini šuma. Uglavnom ih povezujemo s depolarizacijom zbog rezolucije radioteleskopa na mjestu diskontinuiteta u kutu polarizacije (Haverkorn & Heitsch, 2004; Jelić et al., 2015). Detaljan opis nastanka depolariziranih kanala dan je u potpoglavlju 1.5. Najistaknutiji kanali vide se u poljima A i B, a manje su zastupljeni u polju C. Izračunali smo orijentaciju tih kanala s obzirom na galaktičku ravninu naše galaksije kao što je objašnjeno u sljedećem potpoglavlju.

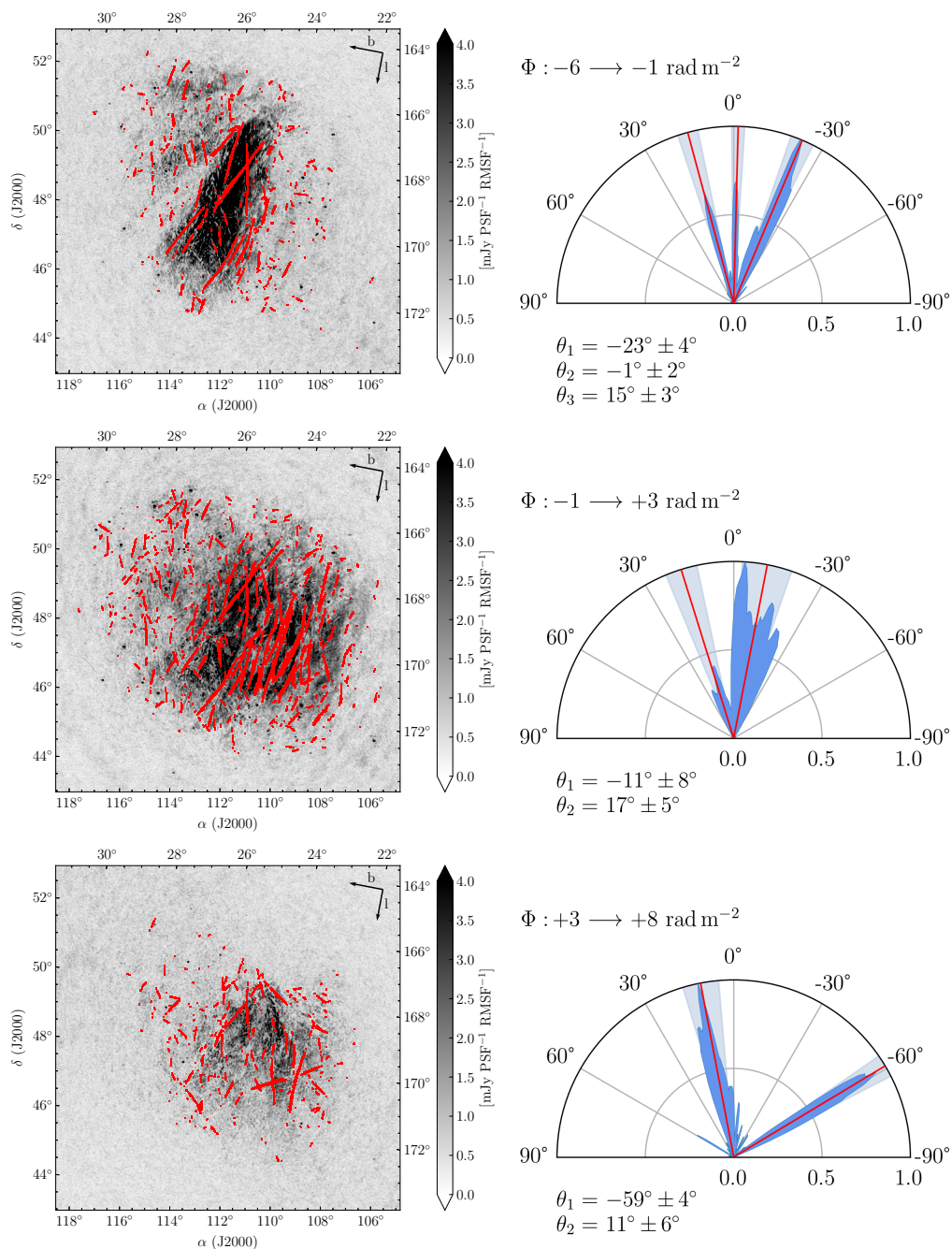
5.1.1 Orijehtacija depolariziranih kanala

Da bismo procijenili orijentaciju depolariziranih kanala s obzirom na galaktičku ravninu, slijedili smo Jelić et al. (2018) i koristili *Rolling Hough Transform* (RHT, Clark et al., 2014) algoritam za detekciju ravnih linija na slikama opisan u potpoglavlju 3.2. U tom radu pokazano je da različite kombinacije ulaznih parametara daju vrlo slične rezultate za orijentaciju glavnih linearnih depolariziranih kanala identificiranih kao $R(x,y)$ jer u cijeloj raspodjeli dominiraju najdulji depolarizirani kanali. Depolarizirani kanali u našim poljima imaju slične duljine kao u polju 3C196. Iz tog razloga, koristimo ulazne parametre RHT-a ($D_K = 8'$, $D_W = 50'$ i $Z = 0.8$) kao u Jelić et al. (2018) i primjenjujemo RHT algoritam na invertiranim slikama maksimalnog polariziranog intenziteta (1/slika). Na taj način se naglašavaju kanali u odnosu na okolno zrače-

nje jer su linearne strukture koje se pojavljuju u običnim slikama potisnute (u razini šuma su), a algoritam je osjetljiv samo na linearne depolarizirane kanale koji su izraženi tek u invertiranim slikama budući da sada imaju značajan intenzitet.

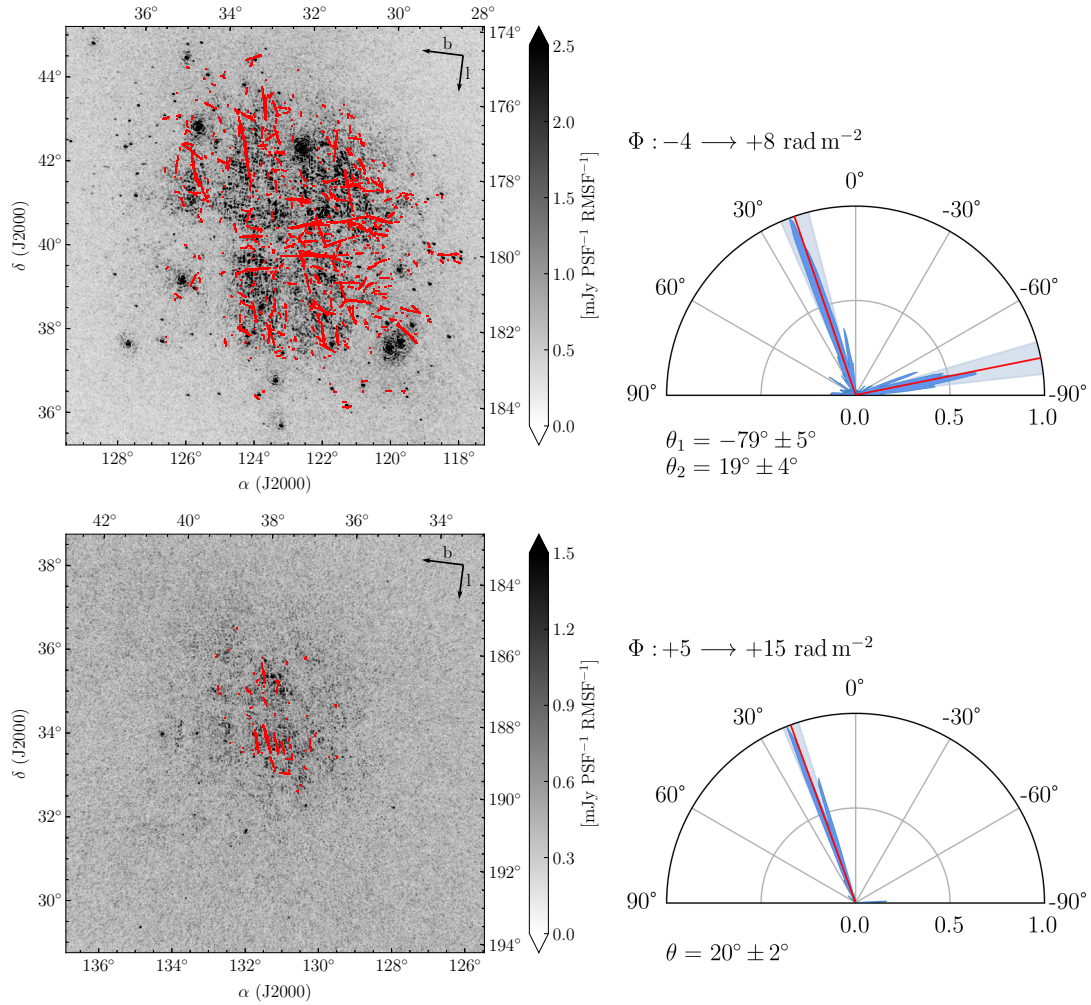
Dodatno, uvodimo ponderiranje RHT rezultata kako bismo analizirali samo kanale koji su okruženi zračenjem koje je barem 7σ iznad šuma u polariziranom intenzitetu. Dakle, ovime očekujemo puno značajnije zračenje koje okružuje depolarizirane kanale nego što je to prema definiranim karakteristikama danim u potpoglavlju 1.5 ($|P| \gtrsim 3\sigma_P$). Za svaki piksel u slici maksimalnog polariziranog intenziteta računamo srednju vrijednost zračenja u njegovom okruženju unutar područja kvadratnog vijenca čija je unutarnja stranica širine 1 PSF, a vanjska stranica širine 3 PSF. Ako je ovaj srednji sjaj bio niži od granične vrijednosti 7σ , identificirana linearna struktura na tom pikselu nije bila uzeta u obzir. Ovo je osiguralo da ne analiziramo linearne strukture okružene vrlo slabim polariziranim zračenjem čija morfologija nije definirana i uglavnom je dominirana šumom. Različite granične vrijednosti korištene za ponderiranje daju slične rezultate za srednju orijentaciju depolariziranih kanala, dok je širina raspodjele oko srednje vrijednosti unutar 20% u usporedbi s rezultatima prezentiranim u ovom radu.

Kao što je spomenuto u potpoglavlju 4.1, zračenje u polju A može biti podijeljeno u tri različita raspona Faradayevih dubina prema njihovim morfologijama te iz tog razloga primjenjujemo RHT algoritam za svaki raspon posebno. Rezultati RHT analize za polje A dani su na slici 5.1. Lijevi stupac slike prikazuje ponderirane rezultate RHT-a nacrtane preko slika maksimalnog polariziranog intenziteta za svaki od odabranog raspona Faradayevih dubina. Desni stupac iste slike prikazuje polupolarne grafove za odgovarajuće ponderirane rezultate RHT-a, kvantificirajući relativnu orijentaciju depolariziranih kanala s obzirom na ravninu naše galaksije. Da bi izračunali srednju vrijednost i širinu pojedine kutne raspodjele, napravili smo projekciju polupolarnog grafa na puni krug i vizualizirali svaku točku kao vektor duljine $R^2 d\theta$. Integrirajući po cijelom krugu dobivamo ukupni vektor čiji smjer i iznos daje srednju vrijednost i širinu raspodjele (vidjeti potpoglavlje 3.2). Prvi raspon Faradayevih dubina pokazuje tri glavne orijentacije depolariziranih kanala: $\theta_1 = -23^\circ \pm 4^\circ$, $\theta_2 = -1^\circ \pm 2^\circ$ i $\theta_3 = 15^\circ \pm 3^\circ$. Depolarizirani kanali u ovom slučaju uglavnom imaju negativne orijentacije (θ_1 i θ_2). Dvije orijentacije (θ_2 i θ_3) usporedivih su RHT intenziteta i imaju niži intenzitet od treće orijentacije (θ_1). Za razliku od prvog, drugi i treći raspon Faradayevih dubina imaju po dvije različite orijentacije s obzirom na ravninu naše galaksije, pozitivnu i negativnu. Drugi raspon Faradayevih dubina ima orijentacije s vrijednostima od $\theta_1 = -11^\circ \pm 8^\circ$ i $\theta_2 = 17^\circ \pm 5^\circ$. U ovom slučaju, depolarizirani kanali uglavnom imaju negativnu orijentaciju sa širokom raspodjelom. Treći raspon Faradayevih dubina ima orijentaciju depolariziranih kanala s vrijednostima od $\theta_1 = -59^\circ \pm 4^\circ$ i $\theta_2 = 11^\circ \pm 6^\circ$. Ovdje su obje orijentacije podjednako zastupljene u kutnoj raspodjeli.



Slika 5.1: RHT analiza napravljena na invertiranim slikama maksimalnog polariziranog intenziteta polja A podijeljenog u tri različita raspona Faradayevih dubina. Lijevi stupac prikazuje ponderirane rezultate RHT-a (crvene linije) nacrtane preko slika maksimalnog polariziranog intenziteta. Desni stupac prikazuje polupolarne grafove za odgovarajuće ponderirane rezultate RHT-a, skalirane prema njihovom maksimumu. Ravnina naše galaksije je u smjeru 0° . Crvene linije označavaju srednje vrijednosti različitih orijentacija, a svijetlo plava područja razapinju širinu raspodjela za odgovarajuće srednje vrijednosti.

Konačno, RHT algoritam također primjenjujemo na poljima B i C. Rezultati su dani na slici 5.2 i prezentirani su kao na slici 5.1. Dvije glavne orijentacije depolariziranih kanala s obzirom na ravninu naše galaksije, pozitivna i negativna, detektirane su u polju B s vrijednostima od $\theta_1 = -79^\circ \pm 5^\circ$ odnosno $\theta_2 = 19^\circ \pm 4^\circ$. U slučaju polja C, detektirali smo jednu pozitivnu orijentaciju depolariziranih kanala s vrijednošću od $\theta = 20^\circ \pm 2^\circ$.



Slika 5.2: Isto kao na slici 5.1, ali za polja B (gore) i C (dolje).

5.1.2 Usporedba s orijentacijom filamenata neutralnog vodika

Usporedili smo relativnu orijentaciju depolariziranih kanala s orijentacijom HI filamenata koristeći EBHIS-ove podatke, javno dostupne podatke opisane u potpoglavlju 2.2.4. Primjenili smo RHT algoritam na temperaturu sjaja od HI na svaki kanal brzine EBHIS-ovih podataka sa zadanim ulaznim parametrima ($D_K = 10'$, $D_W = 100'$ i $Z = 0.8$, slijedeći Clark et al. 2014;

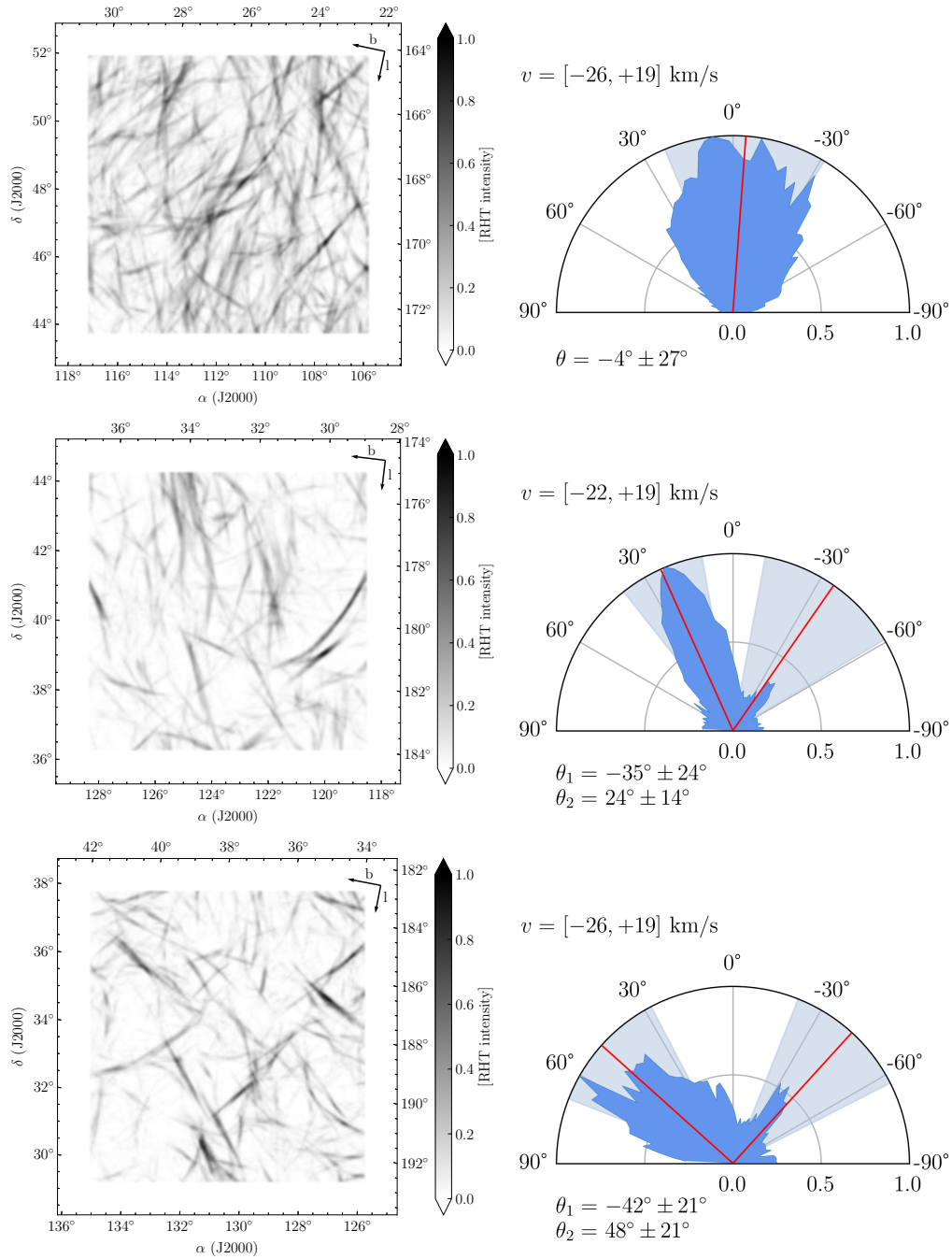
Jelić et al. 2018). Zatim smo zbrojili rezultate u rasponu brzina gdje su filamenti vidljivi (vidjeti sliku 5.3). Rezultati su robusni na varijaciju ulaznih parametara RHT-a i na raspon brzina, kao što je demonstrirano i raspravljeno u Clark et al. (2014).

Lijevi stupac slike 5.3 prikazuje rezultate RHT-a za sva tri polja, a desni stupac iste slike prikazuje polupolarne grafove kvantificirajući relativnu orijentaciju HI filamenata s obzirom na ravninu naše galaksije. Uzeli smo u obzir samo one RHT rezultate koji se nalaze unutar kruga koji odgovara LOFAR-ovom vidnom polju.

HI filamenti u polju A pokazuju široku raspodjelu orijentacija ($\theta = -4^\circ \pm 27^\circ$) sa srednjom vrijednosti koja je ugrubo paralelna galaktičkoj ravnini. Raspodjela obuhvaća orijentacije depolariziranih kanala povezanih sa strukturama opaženih na Faradayevim dubinama u rasponima od $[-6, -1]$ rad m^{-2} i $[-1, +3]$ rad m^{-2} . Depolarizirani kanali na Faradayevim dubinama u rasponu od $[+3, +8]$ rad m^{-2} imaju djelomično poklapanje s orijentacijom HI filamenata. RHT rezultati za svaki kanal brzine pokazuju da HI filamenti imaju dominantnu orijentaciju od $-21^\circ \pm 23^\circ$ na brzinama od $[-26, -15]$ km s^{-1} , zatim orijentacija postaje $12^\circ \pm 19^\circ$ na brzinama od $[-14, -1]$ km s^{-1} , dok je na pozitivnim brzinama od $[0, +13]$ km s^{-1} njihova dominantna orijentacija $-24^\circ \pm 25^\circ$. Nadalje, dominantna orijentacija depolariziranih kanala na Faradayevim dubinama od $[-6, -1]$ rad m^{-2} i $[-1, +3]$ rad m^{-2} je konzistentna s orijentacijom HI filamenata na brzinama od $[-26, -15]$ km s^{-1} i $[0, +13]$ km s^{-1} . Jedna od dvije dominantne orijentacije depolariziranih kanala na Faradayevim dubinama od $[+3, +8]$ rad m^{-2} ($11^\circ \pm 6^\circ$) konzistentna je s orijentacijom HI filamenata na brzinama od $[-14, -1]$ km s^{-1} . Međutim, nije moguće napraviti konačne zaključke s obzirom na široku raspodjelu orijentacije HI filamenata na različitim brzinama koje se mogu preklapati. Moguće je da se u ovom polju nalazi struktura neutralnog plina vodika kojoj nije moguće jednoznačno odrediti brzinu što dodatno otežava daljnju analizu.

Za razliku od polja A, polja B i C pokazuju po dvije različite orijentacije HI filamenata s obzirom na galaktičku ravninu. HI filamenti u polju B imaju orijentacije s vrijednostima od $\theta_1 = -35^\circ \pm 24^\circ$ i $\theta_2 = 24^\circ \pm 14^\circ$, dok su u polju C orijentacije s vrijednostima od $\theta_1 = -42^\circ \pm 21^\circ$ i $\theta_2 = 48^\circ \pm 21^\circ$. Dominantna orijentacija HI filamenata u polju B, θ_2 , poklapa se s jednom od dvije orijentacije depolariziranih kanala opaženih u istom polju. HI filamenti koherentno pokazuju ovu orijentaciju na širokom rasponu brzina s vrijednostima od $[-14, +4]$ km s^{-1} . Na većim negativnim brzinama s vrijednostima od $[-22, -15]$ km s^{-1} , druga orijentacija HI filamenata, θ_1 , dominira. Nema očitog poklapanja između θ_1 orijentacije HI filamenata i orijentacije depolariziranih kanala u istom polju. Nadalje, u polju C nije moguće napraviti usporedbu budući da u istomu imamo detektirano samo nekoliko depolariziranih kanala.

S jedne strane, opažena koherentnost orijentacije HI filamenata na velikom rasponu brzina



Slika 5.3: RHT analiza napravljena na temperaturi sjaja od HI na svakom kanalu brzina, nakon čega su rezultati integrirani u rasponu brzina gdje su filamenti vidljivi, za polja A, B i C (lijevi stupac od gore prema dolje). Desni stupac prikazuje odgovarajuću raspodjelu relativne orijentacije HI filamenata s obzirom na ravninu naše galaksije u određenom rasponu brzina kao na slikama 5.1–5.2. Ulazni parametri RHT-a su $D_K = 10'$, $D_W = 100'$, i $Z = 0.8$ (vidjeti glavni tekst).

ukazuje na uniformno i uređeno magnetsko polje. S druge strane, promjena u njihovoj orijentaciji na različitim brzinama ukazuje na zapetljano magnetsko polje duž doglednice (Clark, 2018). Kako bismo to kvantificirali u našim poljima, koristimo javno dostupne, po brzinama integrirane, sintetičke HI mape Stokesovih parametara (I_{HI} , Q_{HI} , U_{HI}) opisane u potpoglavlju 2.2.5. Ako je magnetsko polje koherentno i dominantna je komponenta u ravnini neba, za sintetički stupanj polarizacije definiran kao (prema formuli 1.19 uz kružnu komponentu polarizacije jednakoj nuli):

$$p_{\text{HI}} = \frac{\sqrt{Q_{\text{HI}}^2 + U_{\text{HI}}^2}}{I_{\text{HI}}}, \quad (5.1)$$

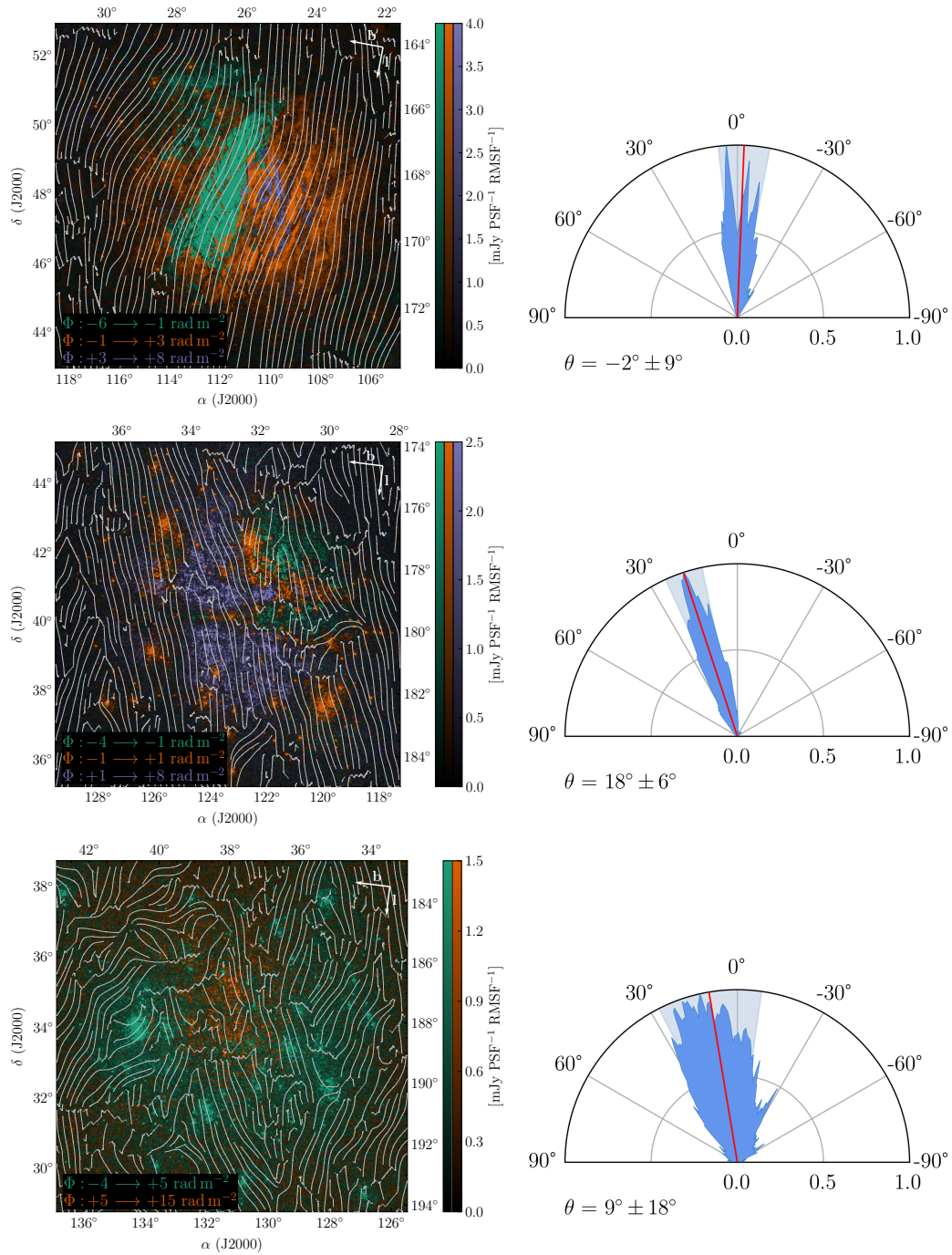
očekuje se da bude visok (Clark & Hensley, 2019). Nakon usrednjavanja Stokesovih parametara, baziranih na HI, unutar vidnog polja svakog od polja (A, B i C), dobivamo vrijednosti u iznosu od $p = 10.9\%$ za polje A, $p = 7.4\%$ za polje B i $p = 5.6\%$ za polje C. Vrijednosti za polja A i B su veće nego prosjek cijeloga neba koji iznosi $p = 6.7\%$, dok je za polje C ta vrijednost niža. Iz prethodnog zaključujemo da je magnetsko polje koherentno i s dominantnom komponentom u ravnini neba za polja A i B.

5.1.3 Usporedba s komponentom magnetskog polja u ravnini neba

Nakon usporedbe orijentacije depolariziranih kanala s orijentacijom HI filamenata, usporedili smo i orijentaciju depolariziranih kanala s orijentacijom komponente magnetskog polja u ravnini neba praćene kutom polarizacije polariziranog zračenja prašine rotiranog za 90° (vidjeti potpoglavlje 1.2.2). Komponenta magnetskog polja u ravnini neba dobivena je iz polariziranih mapi na 353 GHz dobivenih promatranjem satelita *Planck* opisanih u potpoglavlju 2.2.6.

Rezultati su prikazani na slici 5.4. Lijevi stupac slike prikazuje silnice magnetskog polja u ravnini neba nacrtane preko LOFAR-ovog polariziranog intenziteta, različitim bojama označenog za različite raspone Faradayevih dubina. U desnom stupcu iste slike su odgovarajući polupolarni grafovi koji prikazuju relativnu orijentaciju komponente magnetskog polja u ravnini neba s obzirom na ravninu naše galaksije. Kao i u slučaju HI filamenata, u obzir smo uzeli samo one magnetske silnice koje se nalaze unutar centralnog kruga koji odgovara vidnom polju LOFAR-a.

Srednja orijentacija u polju A neznatno je negativna s vrijednošću od $\theta = -2^\circ \pm 9^\circ$, dok je u poljima B i C pozitivna redom s vrijednostima od $\theta = 18^\circ \pm 6^\circ$ i $\theta = 9^\circ \pm 18^\circ$. S obzirom na širine kutnih raspodjela, vidimo da je komponenta magnetskog polja u ravnini neba uređenija u poljima A i B nego u polju C kao što je i očito iz lijevog stupca slike 5.4. Također, dobiveni su slični rezultati kada smo podatke zagladili na $80'$, tj. na kutnu rezoluciju na kojoj najviše



Slika 5.4: Lijevi stupac prikazuje silnice komponente magnetskog polja u ravnini neba dobivene iz *Planck*ovih podataka, nacrtane preko LOFAR-ovog polariziranog zračenja, iz različitim bojama označenih različitim raspona Faradayevih dubina, redom od vrha prema dnu za polja A, B i C. Desni stupac prikazuje odgovarajuću kutnu raspodjelu relativne orijentacije silnica komponente magnetskog polja u ravnini neba s obzirom na ravninu naše galaksije (npr. kao na slici 5.1.)

polariziranog zračenja prašine u umjerenim galaktičkim širinama ima omjer signala i šuma veći od 3 (Planck Collaboration et al., 2020b).

Najviše depolariziranih kanala u poljima A i B ima istu orijentaciju kao i komponenta magnetskog polja u ravnini neba koja je očito jako uređena na skali vidnog polja. Polje B ima i grupu depolariziranih kanala s orijentacijama koje su odmaknute za $\sim 60^\circ$ u odnosu na komponentu magnetskog polja u ravnini neba. Ovo ukazuje na prisustnost dva fizikalna područja duž doglednice iz kojih bi depolarizirani kanali mogli potjecati. Polje C također pokazuje određenu podudarnost između orijentacije komponente magnetskog polja u ravnini neba i depolariziranih kanala, ali magnetsko polje je manje uređeno.

5.2 Polarizirana svjetlost zvijezda i udaljenosti

U ovom potpoglavlju prezentiramo inovativnu analizu koja uspoređuje orijentaciju depolariziranih kanala s kutom polarizacije svjetlosti zvijezda u području polja A, B i C. Podaci su opisani u potpoglavlju 2.2.7. Nažalost, u slučaju polja A i C nemamo dovoljno veliki uzorak zvijezda koje imaju izmjerenu polarizaciju svjetlosti da bismo mogli napraviti značajnu analizu. Iz tog razloga, prezentiramo rezultate za polje B gdje smo pronašli 25 zvijezda s izmjerenom polarizacijom, a isti su dani u tablici 5.1. Ova tablica sadrži koordinate, udaljenost, kut polarizacije i stupanj polarizacije zvijezda koje smo koristili u analizi polja B. Udaljenost je za svaku zvijezdu pronađena u Bailer-Jones katalogu (vidjeti potpoglavlje 2.2.8). Kutovi polarizacije dani su s obzirom na ravninu naše galaksije u rasponu između -90° i $+90^\circ$, konzistentno s analizom depolariziranih kanala, HI filamenata i komponente magnetskog polja u ravnini neba. Mjerenja polarizacije svjetlosti zvijezda omogućila su nam izvod Stokesovih parametara (Stokes Q i U) u odnosu na ukupni intenzitet (Stokes I) za svaku zvijezdu, što smo procijenili iz stupnja polarizacije p i kuta polarizacije ψ korištenjem sljedećih formula (vidjeti potpoglavlje 1.3.1):

$$q = Q/I = p \cos 2\psi \quad ; \quad u = U/I = p \sin 2\psi. \quad (5.2)$$

Položaji zvijezda unutar polja B dani su na slici 5.5. Kutovi polarizacije svjetlosti zvijezda s obzirom na udaljenost istih zvijezda prikazani su na slici 5.6. Područja grešaka nacrtana su i za kutove polarizacije, i za udaljenosti. Greška udaljenosti je to veća što je zvijezda udaljenija, i kreće se od nekoliko parseka za bliske zvijezde do preko 10 parseka za udaljenije zvijezde.

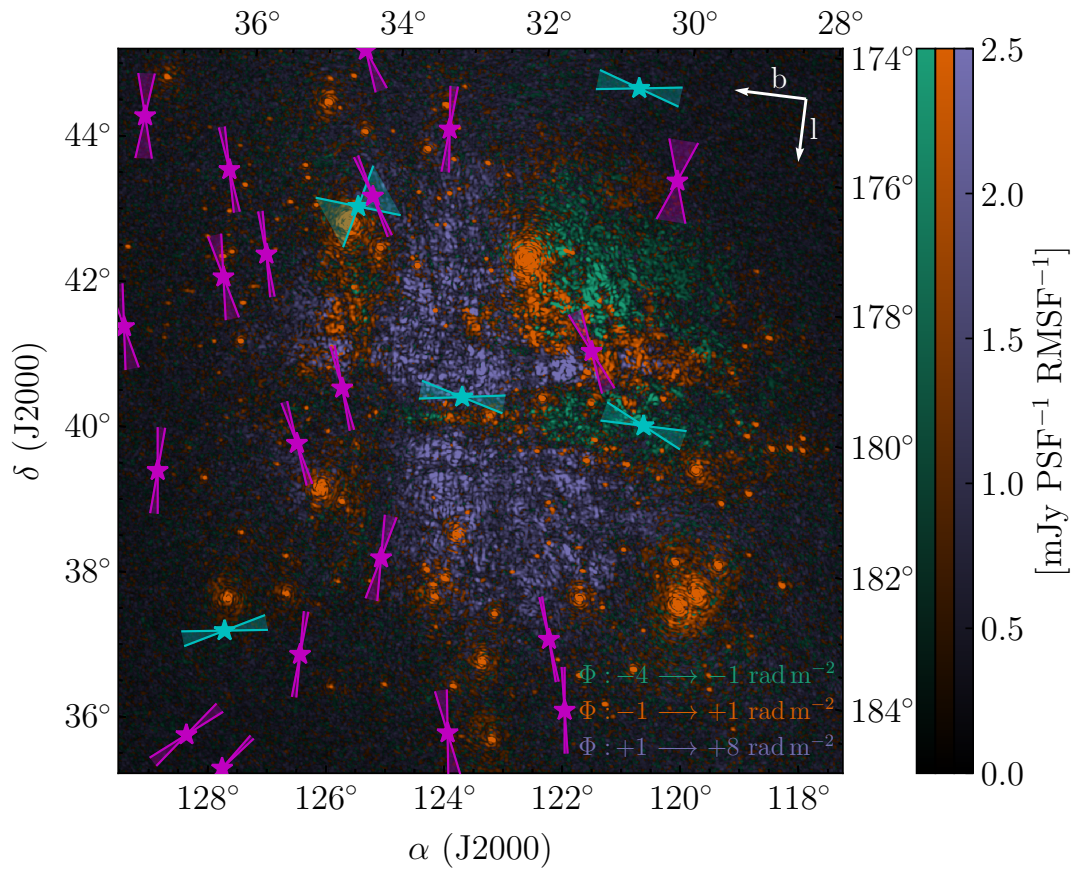
Kutovi polarizacije zvijezda su grupirani oko dvije glavne orijentacije depolariziranih kanala prezentiranih na slici 5.2, tj. oko -80° i $+20^\circ$, označeno horizontalnim linijama na slici 5.6. Tri zvijezde s kutom polarizacije blizu $+90^\circ$ povezane su s depolariziranim kana-

Tablica 5.1: Lista svih 25 zvijezda u polju B koje su korištene za analizu s njihovim pozicijama, udaljenostima, kutovima polarizacije (sortirane po udaljenostima). Isprekidana horizontalna linija odvaja dvije grupe zvijezda diskutiranih u glavnom tekstu.

Pozicija (RA, Dec) [°]	Udaljenost [pc]	Kut polarizacije ψ [°]	Stupanj polarizacije p [%]
125.708664, +43.187697	119^{+5}_{-5}	-51.1 ± 40.6	0.070 ± 0.120
120.447527, +40.144664	146^{+1}_{-1}	79.9 ± 13.0	0.037 ± 0.017
120.303935, +44.805100	171^{+1}_{-1}	87.9 ± 13.0	0.074 ± 0.036
123.725076, +40.578497	174^{+2}_{-2}	89.9 ± 12.0	0.048 ± 0.020
127.833110, +37.264814	190^{+4}_{-3}	-69.1 ± 10.0	0.105 ± 0.038
125.644908, +45.350866	226^{+3}_{-2}	30.9 ± 8.0	0.110 ± 0.031
121.355194, +41.190057	282^{+6}_{-6}	32.9 ± 9.0	0.162 ± 0.053
128.182245, +42.139957	294^{+4}_{-4}	21.9 ± 9.0	0.109 ± 0.034
125.141953, +38.345584	320^{+10}_{-10}	-3.1 ± 8.0	0.090 ± 0.026
129.168437, +39.418853	320^{+7}_{-7}	4.9 ± 5.0	0.170 ± 0.029
126.509845, +36.982582	326^{+6}_{-6}	1.9 ± 3.0	0.211 ± 0.022
123.987250, +44.277259	342^{+7}_{-6}	3.9 ± 5.0	0.164 ± 0.030
123.952519, +35.939286	346^{+7}_{-7}	18.9 ± 8.0	0.110 ± 0.030
126.696234, +39.892149	357^{+6}_{-6}	26.9 ± 4.0	0.193 ± 0.026
127.768099, +35.362672	371^{+10}_{-9}	-34.1 ± 3.0	0.295 ± 0.033
125.434397, +43.333974	380^{+10}_{-10}	32.9 ± 3.0	0.490 ± 0.043
127.402977, +42.485128	384^{+7}_{-7}	17.9 ± 3.0	0.231 ± 0.028
122.205098, +37.226994	411^{+9}_{-8}	20.9 ± 2.0	0.213 ± 0.017
121.951794, +36.243770	440^{+10}_{-10}	11.9 ± 2.0	0.259 ± 0.021
128.401712, +35.798222	450^{+10}_{-10}	-41.1 ± 7.0	0.089 ± 0.023
129.961735, +41.365977	480^{+10}_{-10}	20.9 ± 9.0	0.152 ± 0.047
125.909633, +40.674991	480^{+20}_{-10}	22.9 ± 3.0	0.214 ± 0.024
128.186731, +43.624892	495^{+9}_{-9}	19.9 ± 4.0	0.168 ± 0.025
119.645290, +43.503888	590^{+30}_{-20}	0.9 ± 19.7	0.280 ± 0.200
129.873905, +44.291835	800^{+30}_{-30}	7.9 ± 11.0	0.119 ± 0.048

lima koji imaju orijentaciju -80° zbog modulo π konvencije u kutu polarizacije. Udaljenosti su između 100 i 200 pc za zvijezde s kutom polarizacije od oko -80° , i između 200 i 800 pc za zvijezde s kutom polarizacije od oko 20° . Težišne udaljenosti su (161 ± 1) pc i (302 ± 1) pc za prvu, odnosno drugu grupu zvijezda.

Dano mjerenje polarizirane svjetlosti zvijezda direktno prati orijentaciju komponente magnetskog polja u ravnini neba, usrednjene ponderiranom gustoćom i duljinom puta do zvijezde. Zbog komplementarne uloge polarizirane svjetlosti zvijezda uzrokovane diferencijalnom ekstinkcijom u vidljivom dijelu spektra i polariziranog zračenja prašine na veći valnim duljinama,



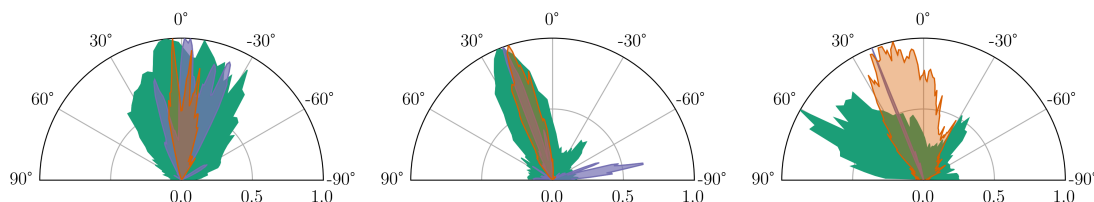
Slika 5.5: Položaj zvijezda u polju B. Boje odgovaraju dvjema različitim grupama zvijezda koje prate različite orijentacije magnetskog polja (cijan za zvijezde bliže od 200 pc, i purpurnocrvena za zvijezde na udaljenostima većim od 200 pc). Izmjereni kutovi polarizacije svjetlosti zvijezda ilustrirani su s dva segmenta, čiji otvori predstavljaju grešku kuta polarizacije.

zvijezde grupirane na većoj udaljenosti vjerojatno prate istu srednju orijentaciju magnetskog polja kao što je izmjereno satelitom *Planck*, tj. orijentaciju od oko 20° s obzirom na ravninu naše galaksije (vidjeti potpoglavlje 5.1.3). Suprotno tome, grupa zvijezda u prednjem planu pokazuje tipičnu orijentaciju magnetskog polja od oko -80° ukazujući na pomak u nagibu magnetskog polja između 200 i 300 pc.

Međutim, prisutnost dvije odvojene grupe zvijezda duž doglednice s različitim orijentacijama magnetskog polja zahtijeva pažljiviju raspravu usporedbe orijentacije depolariziranih kanala i polarizirane svjetlosti zvijezda. Kao tipični problem tomografije magnetskog polja temeljenoj na podacima polarizirane svjetlosti zvijezda (Panopoulou et al., 2019) je da moramo derotirati opaženu polarizaciju zvijezda u pozadini za količinu polarizacije detektirane u prednjem planu. Kao što je objašnjeno na početku ovog potpoglavlja, iz tablice 5.1 procje-

5.3 Sažetak i zaključci poglavlja

U ovom poglavlju analizirali smo karakteristike depolariziranih kanala. Korištenjem RHT-a, usporedili smo njihovu orijentaciju s orijentacijom HI filamenata i s orijentacijom komponente magnetskog polja u ravnini neba. Rezultati ove analize sažeti su na slici 5.7. Vidimo da postoji očito poravnanje između tri različite faze ISM-a u poljima A i B. Opažena orijentacija u polju A je vrlo slična onoj u polju 3C196 (vidjeti sliku 1.29). Dominantna orijentacija depolariziranih kanala u polju B je za $\sim 15^\circ$ nagnutija s obzirom na ravninu naše galaksije nego u poljima A i 3C196. Poravnanje HI filamenata detektiranih RHT algoritmom je uglavnom povezano s CNM strukturama (Clark et al., 2014) poravnatih s depolariziranim kanalima. Ovo podržava rezultat predstavljen u Bracco et al. (2020) u istim poljima, ali razmatrajući polarizirani intenzitet.



Slika 5.7: Sažetak rezultata (vidjeti slike 5.1 – 5.4) prikazuje usporedbu orijentacije depolariziranih kanala (ljubičasta raspodjela), HI filamenata (zelena raspodjela) i komponente magnetskog polja u ravnini neba (narančasta raspodjela) u relativnoj skali za polja A, B i C s lijeva na desno. Za polje A zbrojeni su rezultati RHT-a za depolarizirane kanale identificirane u tri različita raspona Faradayevih dubina danih na slici 5.1.

Nadalje, u polju B opažamo dvije grupe zvijezda na udaljenostima ispod odnosno iznad 200 pc koje prate različite orijentacije magnetskog polja. Obje grupe su usporedive s orijentacijama depolariziranih kanala u istom polju što znači da depolarizirani kanali prate istu promjenu magnetskog polja kao i zvijezde (tj. njihova polarizirana svjetlost). Ova promjena se događa na ~ 200 pc što je udaljenost koja je kompatibilna s udaljenošću ruba lokalnog mjehurića (engl. *Local Bubble*), također vidljivo na 3D mapama (lokalnog) ISM-a iz mjerenja ekstinkcije svjetlosti zvijezda zbog prašine (vidjeti potpoglavlje 2.2.9), gdje ekstinkcija najviše raste uglavnom između 150 i 300 pc. Budući da su podaci polarizirane svjetlosti zvijezda ograničeni, nije moguće procijeniti koliko je statistički značajan dobiveni rezultat. Buduća promatranja polarizirane svjetlosti zvijezda na velikim galaktičkim širinama, kao što je PASIPHAЕ (skraćeno od engl. *Polar-Area Stellar Imaging in Polarisation High-Accuracy Experiment*, Tassis et al., 2018), promijenit će to i omogućit nam detaljniju analizu. Promjena orijentacije magnetskog

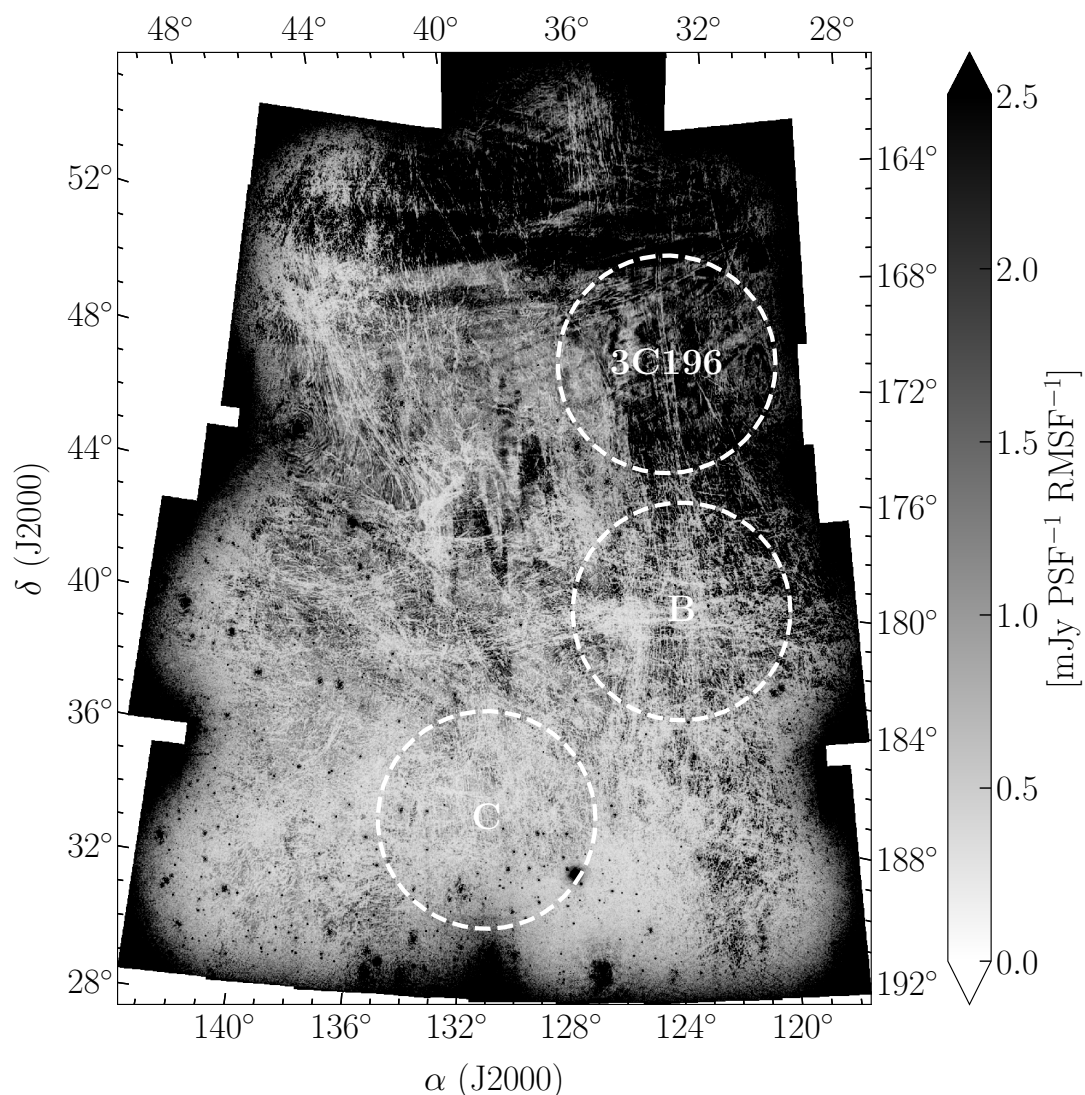
polja praćena zvijezdama i depolariziranim kanalima je također opažena i kod orijentacije HI filamenata prezentirane u potpoglavlju 5.1.2. HI filamenti pokazuju poravnanje duž nekoliko kanala brzine i koherentnu promjenu u njihovim orijentacijama prema višim brzinama. Kao što je raspravljeno u Clark (2018) i Clark & Hensley (2019), ovo ponašanje je očekivano ako je magnetsko polje koherentno i uglavnom u ravnini neba, ali uvrnuto duž doglednice. Ovo je podržano s većom vrijednošću stupnja polarizacije sintetičkog HI (p_{HI}) u ovom polju, izračunatog iz, po brzinama integriranih mapa sintetičkih HI Stokesovih parametara (Clark & Hensley, 2019).

Polje A također pokazuje veći p_{HI} nego prosjek cijelog neba, a isto je i dobiveno za polje 3C196 (Clark & Hensley, 2019). Dakle, možemo reći da poravnanje između tri različite faze ISM-a predstavljeno u ovom radu (polja A i B) i u polju 3C196 (Zaroubi et al., 2015; Jelić et al., 2018; Bracco et al., 2020) ukazuje na zajedničko i vrlo uređeno magnetsko polje s dominantnom komponentom u ravnini neba, što vjerojatno oblikuje opaženu morfologiju u širokom području neba koje spaja ta tri polja.

Za razliku od polja A i B, ne možemo isto zaključiti i za polje C. Naime, tu ne opažamo čistu korelaciju između različitih faza ISM-a, p_{HI} je manji nego prosjek cijelog neba, i komponenta magnetskog polja dobivena iz *Planckovih* mjerenja manje je uređena. Stoga, dominantna komponenta magnetskog polja nije u ravnini neba i magnetsko polje je više nasumično nego uređeno.

Multifrekvencijska analiza podataka dobivenih Faradayevom tomografijom je neizbježna ako se žele odrediti udaljenosti do opaženih struktura i ako se želi razumjeti 3D priroda magnetskog polja. Magnetsko polje mora biti uređeno s dominantnom komponentom u ravnini neba da bismo opazili korelaciju između različitih pokazatelja multifaznog ISM-a. Kombinirajući podatke dobivene Faradayevom tomografijom s podacima polarizirane svjetlosti zvijezda, uspjeli smo po prvi puta direktno procijeniti udaljenosti do opaženih depolariziranih kanala u LOFAR-ovim podacima. Također, vidimo da depolarizirani kanali mijenjaju orijentaciju na rubu lokalnog mjehurića.

Na kraju, kako bismo vizualno provjerili kakva je povezanost Faradayevih struktura detektiranih u sva tri polja na većoj skali, napravljen je mozaik šireg područja oko tih polja od 24 promatranja u sklopu pregleda neba LoTSS (vidjeti potpoglavlje 2.1.2) koristeći *Montage* opisan u potpoglavlju 3.3. Slika maksimalnog polariziranog intenziteta dana je na slici 5.8. Ono što se odmah može vidjeti iz slike maksimalnog polariziranog intenziteta je zračenje bogate morfologije, od niskih vrijednosti sjaja kao što je područje oko polja C, pa do visokih vrijednosti sjaja u, i iznad polja 3C196. Vidimo da su depolarizirani kanali i dalje najupečatljiviji oblici. Isti su prisutni i na puno većoj skali od analiziranih polja. Očito je da se filament koji se proteže



Slika 5.8: Slika maksimalnog polariziranog intenziteta s označenim područjima polja analiziranih u ovom radu (B i C) te u radovima Jelić et al. (2015, 2018). Isprekidane bijele kružnice imaju promjer od 6.92° , što odgovara punoj širini na desetini maksimuma vidnog polja na 150 MHz. Polje A se ne vidi jer je izvan dostupnog područja. Na gornjoj osi je galaktička širina, a na desnoj osi galaktička duljina.

kroz sredinu polja 3C196, analiziran u Jelić et al. (2015), dodatno izdužuje van tog polja i da se spaja sa križastom strukturom u polju B. Gledajući smjer struktura u tom dijelu neba, dodatno je podržana priča o uređenom magnetskom polju s dominantnom komponentom u ravnini neba na većoj skali od samih analiziranih polja. Ono je uistinu glavni razlog za opaženu korelaciju različitih pokazatelja ISM-a u dva različita polja (A i B, s naznakama da postoji korelacija i u polju C) u ovom radu, uz ranije analizirano polje 3C196. Što se tiče struktura koje se protežu iznad polja 3C196 i okomite su na dani filament koji je prisutan i u polju B, pokazalo se da su

one dio velike strukture u ukupnom intenzitetu, tzv. *Loop III* (Erceg et al., 2022).

Poglavlje 6

Horizont polarizacije

6.1 Pulsari kao proba horizonta polarizacije

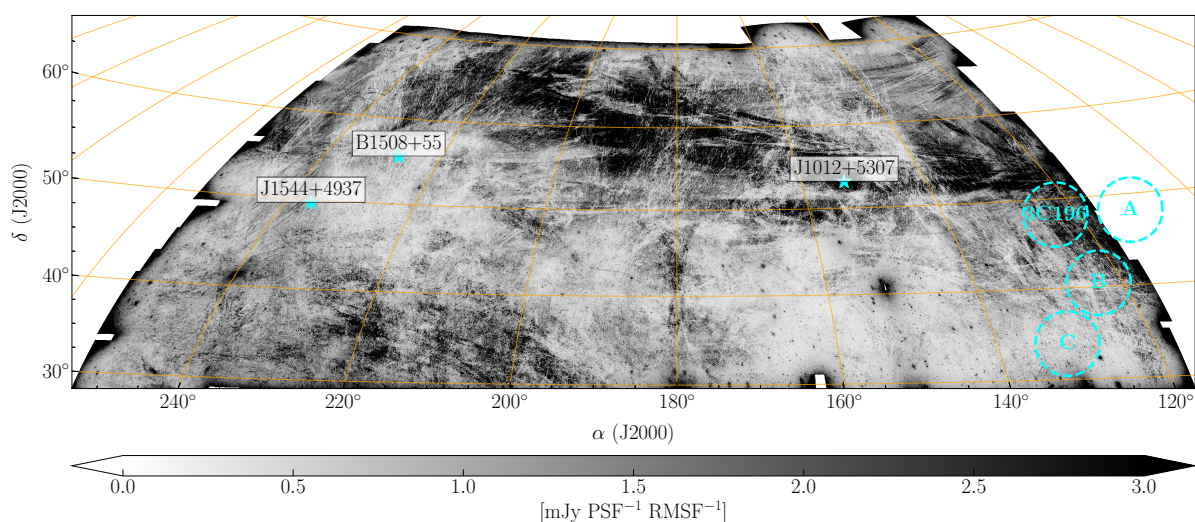
U radiopolarimetrijskim promatranjima, horizont polarizacije odnosi se na udaljenost iza koje polarizirani signal postaje preslab zbog depolarizacije da bi ga se detektiralo. Drugim riječima, to je maksimalna udaljenost do koje se polarizirano zračenje može izmjeriti nekim teleskopom. Na horizont polarizacije utječu razni efekti. Naravno, to su međudjelovanje polariziranog zračenja s magnetsko-ionskim ISM-om preko Faradayeve rotacije, disperzija, apsorpcija i raspršenje, ali i sama osjetljivost teleskopa. U našem slučaju, zanima nas horizont polarizacije radiointerferometra LOFAR.

U poglavlju 5, po prvi puta određena je udaljenost do depolariziranih kanala detektiranih radiointerferometrom LOFAR. Za određivanje udaljenosti do Faradayevih struktura pomogla nam je polarizirana svjetlost zvijezda. Iz paralakse dobro poznajemo udaljenosti do tih istih zvijezda, a pokazalo se da depolarizirani kanali prate promjenu orijentacije magnetskog polja koje je iste orijentacije kao i kut polarizacije svjetlosti zvijezda. Dobivena je udaljenost od otprilike 200 pc, što je udaljenost koja odgovara rubu lokalnog mjehurića. Sada se postavlja pitanje potječe li potpis detektiranog linearno polariziranog zračenja s udaljenosti od tih nekoliko stotina parseka, ili LOFAR-om možemo detektirati i difuzno zračenje naše galaksije s većih udaljenosti. Prema Van Eck et al. (2017), potpis sinkrotronskog zračenja je možda iz neutralnih područja ISM-a, dok se u ionoziranom ISM-u uglavnom depolarizira i onda ne vidimo morfologiju tog dijela ISM-a u Faradayevom spektru.

Dobri kandidati za analizu ISM-a, ali i horizonta polarizacije su pulsari. Kao što je već spomenuto u potpoglavlju 1.4.1, to su brzrotirajuće neutronske zvijezde koje nas "zapljuskuju" pulsevima linearno polariziranog sinkrotronskog zračenja u kratkim pravilnim periodima od nekoliko milisekundi pa do nekoliko sekundi. Oni su jako dobri objekti za analizu ISM-a duž

doglednice. Naime, iz vremena kašnjenja signala pulsara zbog disperzije, može se odrediti mjera rotacije DM koristeći izraz 1.32. Poznavajući DM te udaljenost do pulsara, uz formulu 1.31 možemo izračunati prosječnu vrijednost gustoće termalnih elektrona duž doglednice. Udaljenosti pulsara određuju se raznim metodama, pa uz izmjerene DM -ove preko cijelog neba, rade se modeli raspodjele elektrona u našoj galaksiji (Schnitzeler et al., 2007; Yao et al., 2017; Ocker et al., 2020). Nadalje, ako poznajemo RM pulsara, možemo odrediti prosječnu vrijednost komponente magnetskog polja duž doglednice iz omjera RM -a i DM -a koristeći sljedeću formulu (npr. Xu & Han, 2019):

$$\langle B_{\parallel} \rangle = 1.232 \frac{RM}{DM}. \quad (6.1)$$



Slika 6.1: Slika maksimalnog polariziranog intenziteta polja LoTSS (Erceg et al., 2022) na kojoj su označeni položaji tri pulsara analiziranih u ovom poglavlju. Dodatno, prikazani su i položaji analiziranih polja A, B i C, kao i polje 3C196.

Uz prethodno navedene parametre ISM-a koji se mogu opažati pulsarima, dobra je ideja pogledati postoji li difuzno sinkrotronsko zračenje na udaljenosti pulsara. Naime, pulsari su u Faradayevom spektru točkasti izvori, i ako ih se može detektirati, vrlo su različiti od okolnog zračenja na istoj Faradayevoj dubini. Time bismo dobili informaciju od udaljenosti s koje dolazi opaženo polarizirano zračenje. Iz tog razloga, koristimo ATNF katalog pulsara (vidjeti potpoglavlje 2.2.10) i tražimo pulsare koji imaju udaljenost određenu neovisno o bilo kakvom modelu kako bismo bili sigurni u donošenje određenih zaključaka. Prvotno smo potražili pulsare u širem području polja 3C196 analiziranog u ovom radu, budući da smo napravili mozaik istoga. No, u tom području nema nikakvog pulsara s, neovisno o modelu određenom udalje-

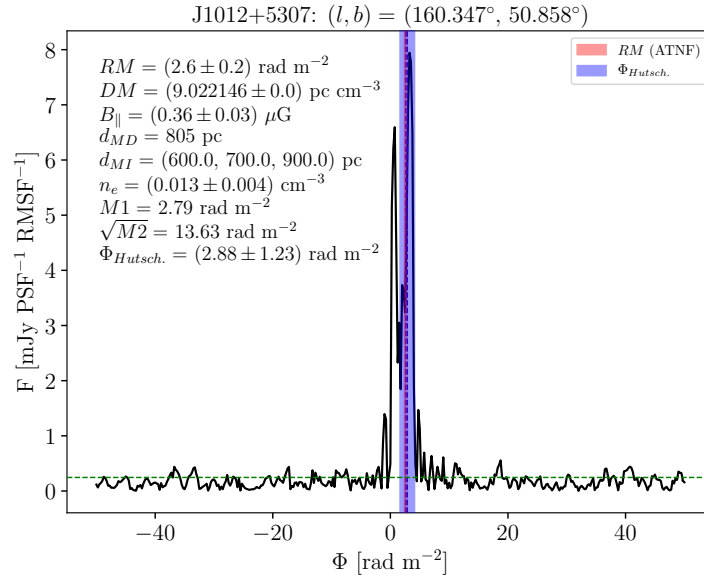
nošću. Zbog toga se odlučujemo na potragu u području mozaika polja LoTSS (Erceg et al., 2022) što nam je dalo tri pulsara koji zadovoljavaju kriterij za udaljenosti. Položaji pronađenih pulsara prikazani su na slici 6.1.

Tablica 6.1: Parametri sva tri analizirana pulsara koja imaju udaljenost d_{MI} određenu neovisno o elektronskom modelu naše galaksije. Ostali, do sada nepoznati parametri, predstavljaju redom: d_{MD} je udaljenost određena iz DM i elektronskog modela galaksije (Yao et al., 2017), $\Phi_{Hutsch.}$ je RM Mliječne staze, $M1$ je prvi moment Faradayevog spektra i $\sqrt{M2}$ je korijen drugog momenta Faradayevog spektra.

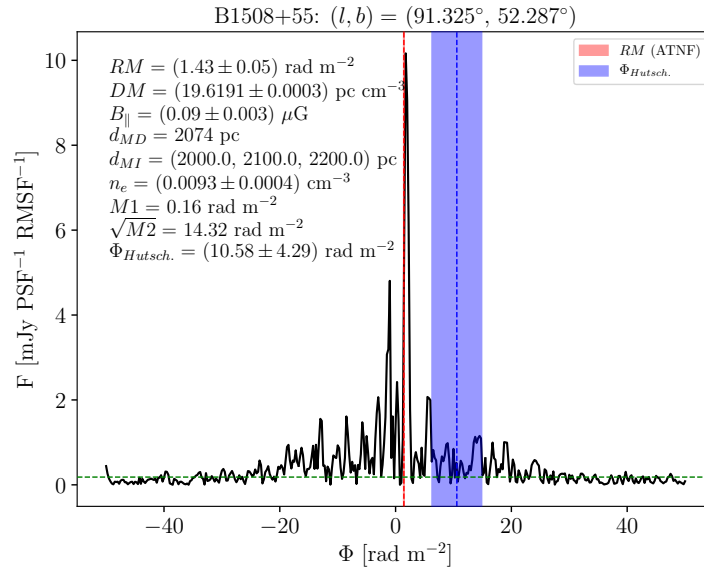
Pulsar	J1012+5307	B1508+55	J1544+4937
Položaj (l, b) [°]	160.347, 50.858	91.325, 52.287	79.172, 50.166
d_{MI} [pc]	700^{+200}_{-100}	2100^{+100}_{-100}	(2000, 5000)
d_{MD} [pc]	805	2074	2991
$\Phi_{Hutsch.}$ [rad m ⁻²]	2.88 ± 1.23	10.58 ± 4.29	10.68 ± 2.77
RM [rad m ⁻²]	2.6 ± 0.2	1.43 ± 0.05	9.916 ± 0.052
DM [pc cm ⁻³]	9.022146 ± 0.0	19.6191 ± 0.0003	23.2258 ± 0.0001
$B_{ }$ [μG]	0.36 ± 0.03	0.090 ± 0.003	0.526 ± 0.003
n_e [cm ⁻³]	0.013 ± 0.004	0.0093 ± 0.0004	$0.00776523 \pm 0.00000003$
$M1$ [rad m ⁻²]	2.79	0.16	1.02
$\sqrt{M2}$ [rad m ⁻²]	13.63	14.32	9.84

Sljedeći korak je analiziranje Faradayevog spektra duž doglednice pulsara. Pri tome je dobro koristiti tzv. Faradayeve momente (Dickey et al., 2019) jer su isti pogodniji za analizu kompleksnijeg spektra gdje imamo više značajnih vrhova. Prvi Faradayev moment $M1$, ponderirani je srednji polarizirani intenzitet Faradayevog spektra u jedinicama rad m⁻². Taj moment daje slične informacije kao i RM mape polja A, B i C na slici 4.2, prikazujući Faradayevu dubinu maksimuma u Faradayevom spektru, no težinski uzima u obzir sve vrhove kompleksnog spektra iznad zadane donje granice. Drugi Faradayev moment $M2$, varijanca je Faradayevog spektra, ali ponderirana intenzitetom. Drugi korijen tog momenta daje širinu Faradayevog spektra u jedinicama rad m⁻² i kvantificira kompleksnost Faradayevog spektra na način da su niske vrijednosti dobivene za spektre s jednom dominantnom komponentom, dok se visoke vrijednosti dobivaju za kompleksne višekomponentne Faradayeve spektre. Isto tako, drugi moment se može interpretirati kao širina područja Faradayeve dubine u kojemu je opaženo polarizirano zračenje. U našem slučaju, Faradayevi spektri duž doglednice pulsara nisu kompleksni i dani su na slikama 6.2, 6.3 i 6.4. Također, parametri pulsara objedinjeni su u tablici 6.1.

Pulsari se nalaze na udaljenostima puno većima nego što je izmjerena udaljenost depolariziranih kanala pomoću polarizirane svjetlosti zvijezda u polju B (potpoglavlje 5.2). Sljedeći korak je potvrditi da na danim udaljenostima, a time i na sličnim Faradayevim dubinama, postoji polarizirano zračenje. Iz tog razloga, napravljeno je nekoliko slika područja oko pulsara

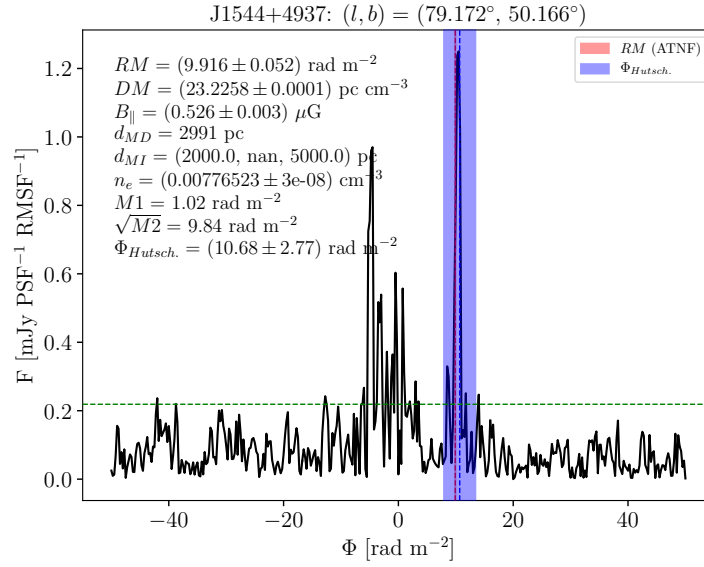


Slika 6.2: Faradayev spektar u smjeru pulsara J1012+5307 s pripadnim parametrima opisanih u tablici 6.1. Vertikalno crveno područje označava vrijednost RM -a iz kataloga s pripadnom greškom, a vertikalno plavo područje vrijednost RM -a s pripadnom greškom iz RM mape Mliječne staze. Zelena horizontalna isprekidana linija označava granicu iznad koje su se računali Faradayevi momenti, a iznosi $2\sqrt{(2)\sigma_P + \langle P \rangle}$ (σ_P je standardna devijacija šuma u polariziranom intenzitetu P , a $\langle P \rangle$ srednja vrijednost polariziranog intenziteta na $\Phi = -50 \text{ rad m}^{-2}$, oboje u području $2^\circ \times 2^\circ$ oko danog pulsara).



Slika 6.3: Isto kao na slici 6.2, ali za pulsar B1508+55.

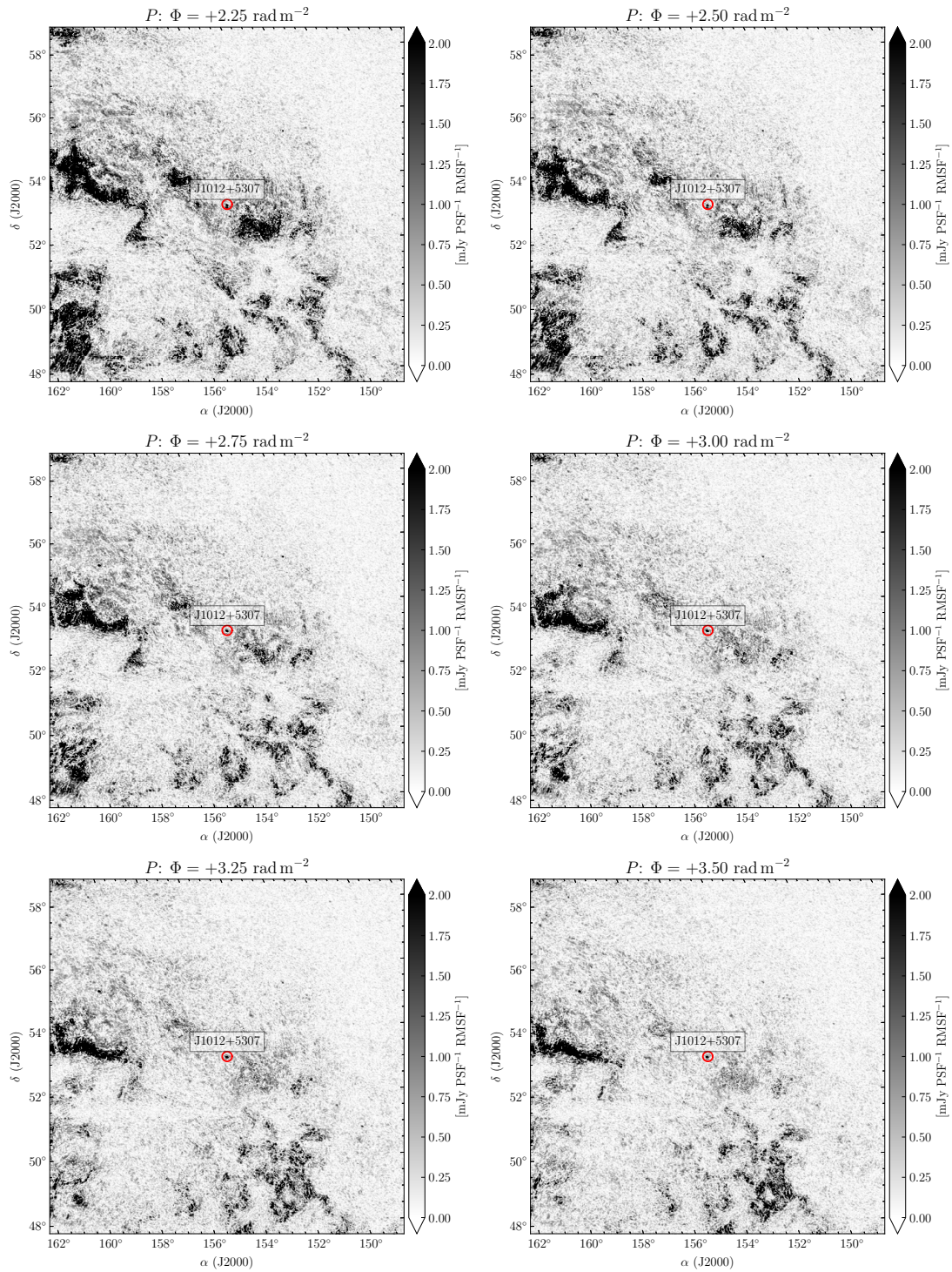
obuhvaćajući raspon u Faradayevoj dubini od oko $\Delta\Phi \sim 1.5 \text{ rad m}^{-2}$ s centralnom Faradayevom dubinom na kojoj je pulsar najizraženiji u spektru. Navedeno je dano redom za svaki pulsar



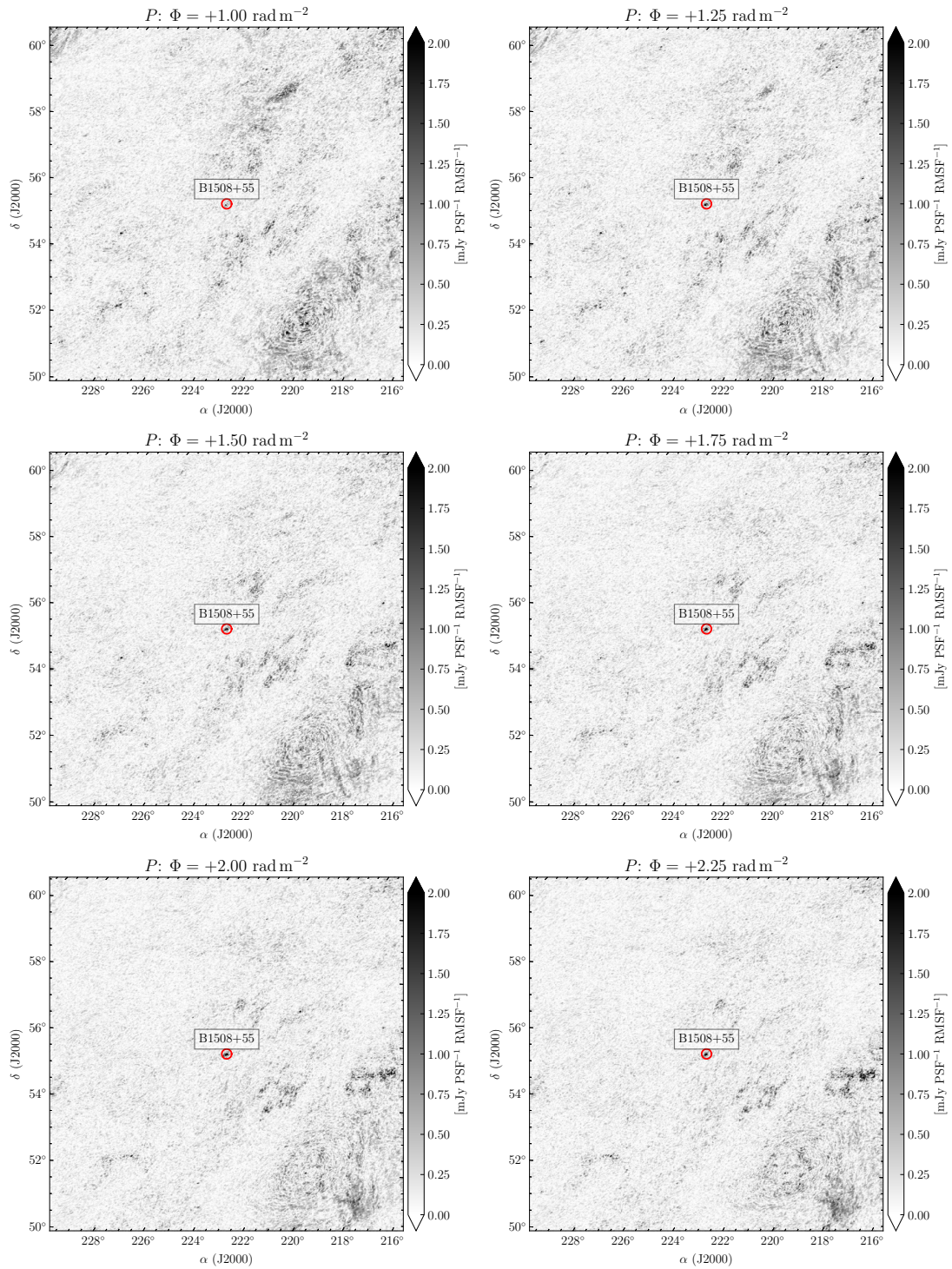
Slika 6.4: Isto kao na slici 6.2, ali za pulsar J1544+4937.

na slikama 6.5, 6.6 i 6.7.

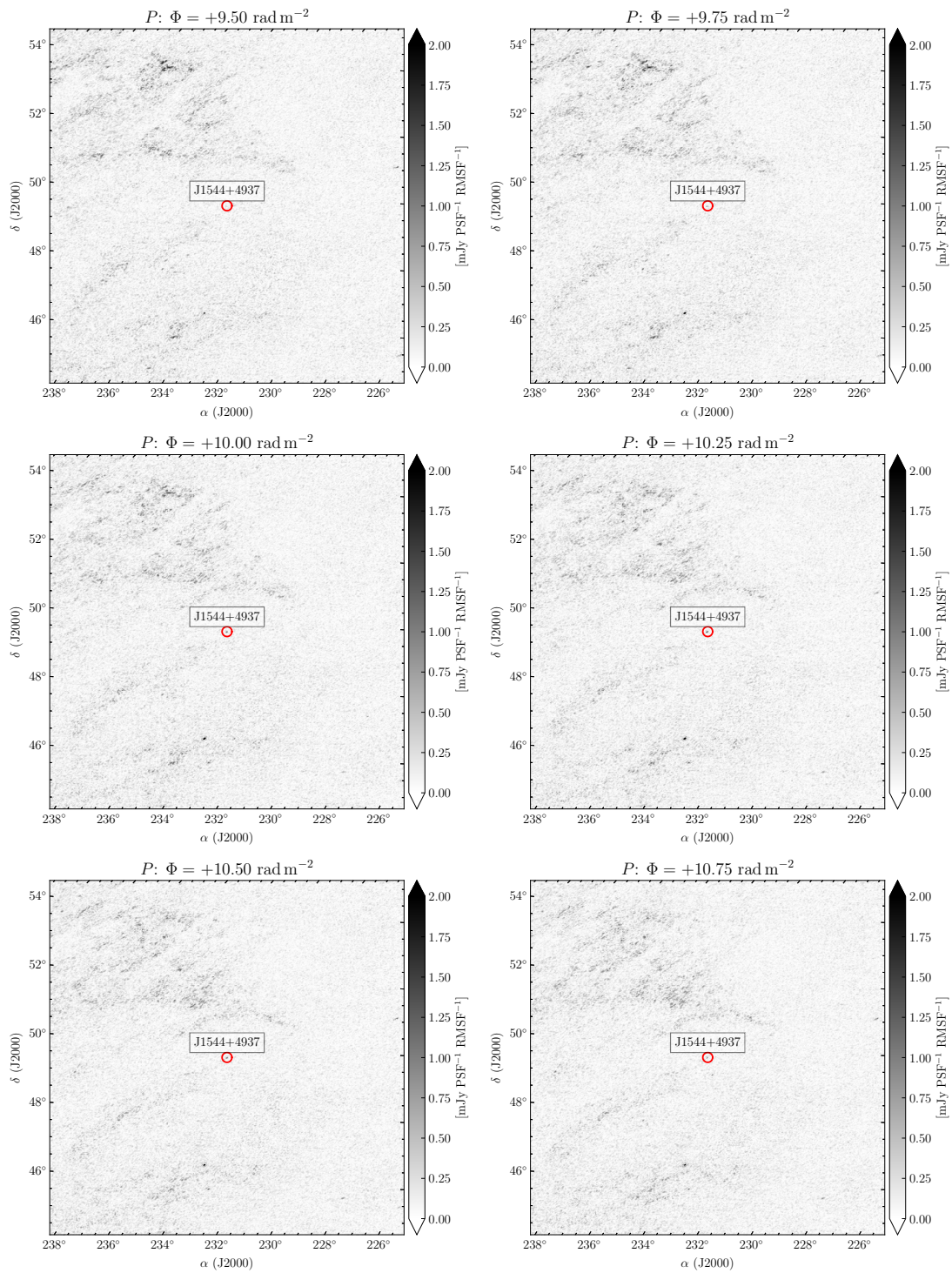
Vizualnom inspekcijom, potvrđujemo točkaste pulsare, ali pri tome vidimo i da definitivno postoji difuzno polarizirano zračenje u okolini pulsara na tim Faradayevim dubinama. Prema korištenju drugog Faradayevog momenta, spektri pulsara su podjednako kompleksni i vrijednosti su između 10 i 15 rad m^{-2} . Ono što nas ovdje zanima je koliki udio Faradayeve rotacije naše galaksije možemo detektirati. Preciznije, zanima nas je li za dane doglednice detektiran kompletni doprinos RM -u naše galaksije, ili je to samo jedan dio. Za to koristimo RM mapu Mliječne staze, u kojoj su vrijednosti RM -a ($\Phi_{Hutsch.}$) zbog Faradayeve rotacije duž doglednice kroz cijelu galaksiju (vidjeti potpoglavlje 2.2.11). Ono što direktno vidimo je da se RM vrijednosti naše galaksije poklapaju sa spektrima u smjeru sva tri pulsara. Naime, prema spektrima pulsara J1012+5307 i J1544+4937, vidimo da se isti nalaze na udaljenostima unutar kojih se događa sva Faradayeva rotacija naše galaksije u tom smjeru. Nadalje, iz spektra prema pulsaru B1508+55, vidimo da se RM naše galaksije nalazi u području Faradayevih dubina većih od onih gdje se nalazi pulsar, ali gdje se također opaža polarizirano zračenje. To nam govori da postoji znatni doprinos Faradayeve rotacije naše galaksije i na većim udaljenostima od onih gdje se nalazi pulsar.



Slika 6.5: Polarizirani intenzitet na različitim Faradayevim dubinama za pulsar J1012+5307.



Slika 6.6: Polarizirani intenzitet na različitim Faradayevim dubinama za pulsar B1508+55.



Slika 6.7: Polarizirani intenzitet na različitim Faradayevim dubinama za pulsar J1544+4937.

6.2 Sažetak i zaključci poglavlja

Pulsari su odlični izvori za ispitivanje svojstava ISM-a preko disperzije signala u obliku mjere disperzije DM , ali i u obliku promatranja njihovog linearno polariziranog sinkrotronskog zračenja. Za neke pulsare to zračenje je vidljivo u obliku točkastog izvora u Faradayevom spektru detektiranog LOFAR-om. Ako osim samog pulsara na određenoj Faradayevoj dubini vidimo i okolno difuzno polarizirano zračenje, to nam može pomoći odrediti horizont polarizacije. Prethodno se postiže na način da, uz to što se pulsar mora vidjeti u Faradayevom spektru, potrebno je poznavati i udaljenost do pulsara. U našem slučaju, odlučili smo se za pulsare koji imaju udaljenost određenu direktnim mjerenjima, neovisno o elektronskom modelu galaksije. Koristeći ATNF katalog pulsara (vidjeti potpoglavlje 2.2.10), pronašli smo tri takva pulsara na području polja LoTSS, a koje možemo istovremeno vidjeti u Faradayevom spektru istog polja (Erceg et al., 2022).

Vizualnom inspekcijom potvrdili smo da u spektru osim točkastog pulsara, na širem prostornom području postoji i difuzno polarizirano zračenje na različitim Faradayevim dubinama oko Faradayeve dubine pojedinog pulsara. Usporedbom s RM mapom Mliječne staze koja sadrži vrijednosti uzrokovane Faradayevom rotacijom kroz cijelu našu galaksiju duž doglednice (vidjeti potpoglavlje 2.2.11), vidjeli smo da u smjeru dva pulsara, J1012+5307 i J1544+4937, detektiramo difuzno zračenje s Faradayevih dubina sličnih vrijednosti kao i vrijednosti RM -ova naše galaksije u tom smjeru. To znači da glavnina Faradayeve rotacije naše galaksije u smjeru pulsara J1012+5307 dolazi s udaljenosti između 600 i 900 pc, a u smjeru pulsara J1544+4937 s udaljenosti između 2000 i 5000 pc. Što se tiče pulsara B1508+55, RM naše galaksije dosta je veći od Faradayeve dubine na kojoj se nalazi pulsar, ali i na tim dubinama postoji difuzno polarizirano zračenje u Faradayevom spektru detektiranog LOFAR-om. To nam govori da glavnina Faradayeve rotacije naše galaksije duž te doglednice dolazi s udaljenosti većih od one na kojoj se nalazi dani pulsar, tj. između 2000 i 2200 pc. Budući da u istom smjeru svejedno detektiramo difuzno polarizirano zračenje na Faradayevim dubinama koje pokazuje RM mapa Mliječne staze, može se zaključiti da je LOFAR-ov horizont polarizacije za tu doglednicu puno veći od udaljenosti na kojoj se nalazi pulsar B1508+55.

Poglavlje 7

Zaključak

U ovom radu proveli smo Faradayevu tomografiju međuzvjezdanog ISM-a u tri polja; A, B i C, tj. u širem području već istraženog polja 3C196 (poglavlje 4). Promatranja su napravljena radiointerferometrom LOFAR u području frekvencija od 115 do 175 MHz, nakon čega se koristila metoda RM sinteze za prikazati detektirano linearno polarizirano sinkrotronsko zračenje naše galaksije kao funkciju Faradayeve dubine, tj. za napraviti Faradayevu tomografiju. Naime, nastalo linearno polarizirano zračenje prolazeći kroz magnetsko-ionski ISM međudjeluje s termalnim elektronima i magnetskim poljem duž doglednice, i podvrgnuto je tzv. Faradayevoj rotaciji. Efekt rotacije ravnine polarizacije proporcionalan je kvadratu valne duljine, a koeficijent proporcionalnosti je pak proporcionalan količini slobodnih elektrona i jačini komponente magnetskog polja duž doglednice. Faradayevom tomografijom zapravo mapiramo umnožak navedene količine elektrona i jakosti magnetskog polja. U sva tri polja opažena je bogata morfologija zračenja s temperaturama sjaja od ~ 1 K u hladnom polju C pa do više od ~ 5 K u polju A. Stupnjevi polarizacije se kreću od oko $\sim 0.2\%$ u polju C, pa do više od $\sim 1\%$ u polju A što nam govori da je depolarizacija zračenja najjača u smjeru polja C.

Najupečatljiviji oblici na slikama, koje prikazuju maksimume duž Faradayevog spektra polariziranog intenziteta, su ravni depolarizirani kanali. To su mjesta gdje je zračenje u razini šuma, a uzrokovano je uglavnom depolarizacijom zbog kutne rezolucije radiointerferometra. Motivirani pronađenom korelacijom između orijentacija depolariziranih kanala, filamenata neutralnog vodika, i komponente magnetskog polja u ravnini neba u polju 3C196, radimo istu analizu kako bismo vidjeli postoji li ta korelacija na skali većoj od tog polja (poglavlje 5). RHT analizom za detekciju ravnih struktura na slikama, dobivena je korelacija u orijentaciji s obzirom na ravninu naše galaksije između depolariziranih kanala i filamenata neutralnog vodika. Budući da je LOFAR neposredno preko detekcije sinkrotronskog zračenja osjetljiv na ionski ISM, a neutralni vodik je pokazatelj neutralnog ISM-a, zanimljivo je da raznim međudjelova-

njima dolazi do poravnanja različitih faza. Dodatno, analizirajući magnetsko polje u ravnini neba preko termalnog zračenja prašine čija je polarizacija okomita na lokalno magnetsko polje, pokazalo se da je i ono u korelaciji s depolariziranim kanalima i neutralnim vodikom. Poravnanje različitih faza ISM-a je prisutno u poljima A i B, a u polju C zbog manjka sinkrotronskog zračenja ne možemo donijeti konkretni zaključak, iako je tendencija ista. Komplementarna metoda za orijentaciju magnetskog polja, onoj koja se dobije zakretanjem orijentacije termalnog zračenja prašine za 90° , je polarizirana svjetlost zvijezda zbog tih istih asferičnih zrnaca prašine. Usporedbom orijentacije polarizirane svjetlosti zvijezda u polju B s orijentacijom depolariziranih kanala u istom polju, te uz poznavanje udaljenosti do zvijezda, po prvi puta se odredila udaljenost do depolariziranih kanala. Ispostavlja se da depolarizirani kanali prate promjenu magnetskog polja kao i zvijezde, tj. njihova polarizirana svjetlost. Udaljenost na kojoj se događa navedena promjena orijentacije magnetskog polja je oko 200 pc, što odgovara rubu lokalnog mjehurića.

Motivirani određenom udaljenošću do Faradayevih struktura u polju B, zanimalo nas je i koliki je horizont polarizacije tih radiopolarimetrijskih promatranja, tj. radiointerferometra LOFAR (poglavlje 6). Pošto su pulsari jaki izvor linearno polariziranog sinkrotronskog zračenja, isti se također mogu vidjeti u Faradayevom spektru LOFAR-ovih promatranja polja LoTSS. Poznavajući točnu udaljenost do pulsara, usporedbom Faradayevih dubina difuznog zračenja na kojoj se nalaze pulsari s Faradayevim dubinama koje su ostvarene Faradayevom rotacijom kroz cijelu našu galaksiju, a čije su vrijednosti dane u *RM* mapi Mliječne staze, uspjeli smo zaključiti da je LOFAR osjetljiv i na polarizirano zračenje koje je puno dalje od nekoliko stotina parseka (dobivenih u polju B). Naime, kod dva pulsara J1012+5307 i J1544+4937, na detektirano difuzno zračenje djelovala je količina Faradayeve rotacije koju pokazuje i *RM* mapa naše galaksije. Drugim riječima, uglavnom sva Faradayeva rotacija naše galaksije u tom smjeru događa se između pulsara i nas. Radi se o udaljenostima između 600 i 900 pc za doglednicu u smjeru pulsara J1012+5307, odnosno udaljenostima između 2000 i 5000 pc za doglednicu u smjeru pulsara J1544+4937. S druge strane, u smjeru trećeg pulsara B1508+55 koji je na udaljenosti između 2000 i 2200 pc, u Faradayevom spektru se vidi da postoji difuzno zračenje i na puno većim Faradayevim dubinama nego li je taj pulsar, a u skladu su s *RM* mapom Mliječne staze. Prethodno nam govori da LOFAR za pojedinu doglednicu može detektirati linearno polarizirano zračenje koje dolazi iz dalekih dijelova naše galaksije, tj. horizont polarizacije može biti velik.

Literatura

- Adamson A. J., Whittet D. C. B., Duley W. W., 1990, MNRAS, 243, 400, *The 3.4- μ m interstellar absorption feature in CYG OB2 No 12.*
- Alvarez H., Aparici J., May J., Olmos F., 1997, A&AS, 124, 205, *A 45-MHz continuum survey of the southern hemisphere*
- Anderson C. M., et al., 1996, AJ, 112, 2726, *Ultraviolet Interstellar Polarization of Galactic Starlight. I. Observations by the Wisconsin Ultraviolet Photo Polarimeter Experiment*
- Andersson B.-G., Lazarian A., Vaillancourt J. E., 2015, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 53, 501, *Interstellar dust grain alignment*
- André P., Di Francesco J., Ward-Thompson D., Inutsuka S. I., Pudritz R. E., Pineda J. E., 2014, in Beuther H., Klessen R. S., Dullemond C. P., Henning T., eds, Protostars and Planets VI. p. 27 (arXiv:1312.6232), doi:10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch002
- Bailer-Jones C. A. L., Rybizki J., Fouesneau M., Mantelet G., Andrae R., 2018, The Astronomical Journal, 156, 58, *Estimating distance from parallaxes. IV. distances to 1.33 billion stars in gaia data release 2*
- Bailey J., Lucas P. W., Hough J. H., 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 405, 2570, *The linear polarization of nearby bright stars measured at the parts per million level*
- Barkana R., Loeb A., 2001, Phys. Rep., 349, 125, *In the beginning: the first sources of light and the reionization of the universe*
- Beck R., 1999, in Berkhuijsen E. M., ed., Galactic Foreground Polarization. p. 3
- Bennett C. L., et al., 2013, The Astrophysical Journal Supplement Series, 208, 20, *Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: Final maps and results*
- Berdyugin, A. Teerikorpi, P. 2002, A&A, 384, 1050, *Interstellar polarization at high galactic latitudes from distant stars - vi. extended polarization map and connection with the local spiral structure*
- Berdyugin, A. Teerikorpi, P. Haikala, L. Hanski, M. Knude, J. Markkanen, T. 2001, A&A, 372, 276, *Interstellar polarization at high galactic latitudes from distant stars* - iv. a catalog of polarization data for the north galactic pole area*
- Berdyugin, A. Piirola, V. Teerikorpi, P. 2014, A&A, 561, A24, *Interstellar polarization at high galactic latitudes from distant stars - viii. patterns related to the local dust and gas shells from observations of 3600 stars*
- Bernardi G., et al., 2010, A&A, 522, A67, *Foregrounds for observations of the cosmological 21 cm line. II. Westerbork observations of the fields around 3C 196 and the North Celestial Pole*
- Bernstein R. A., Freedman W. L., Madore B. F., 2002, ApJ, 571, 56, *The First Detections of the Extragalactic Background Light at 3000, 5500, and 8000 Å. I. Results*
- Blanco A., Borghesi A., Fonti S., Orofino V., 1998, A&A, 330, 505, *Circumstellar emission from dust envelopes around carbon stars showing the silicon carbide feature*
- Bowman J. D., Rogers A. E. E., Monsalve R. A., Mozdzen T. J., Mahesh N., 2018, Nature, 555, 67, *An absorption profile centred at 78 megahertz in the sky-averaged spectrum*
- Bracco A., Jelić V., Marchal A., Turić L., Erceg A., Miville-Deschênes M. A., Bellomi E., 2020, A&A, 644, L3, *The multiphase and magnetized neutral hydrogen seen by LOFAR*

- Bracco A., et al., 2022, A&A, 663, A37, *First look at the multiphase interstellar medium using synthetic observations from low-frequency Faraday tomography*
- Brentjens M. A., 2011, A&A, 526, A9, *Wide field polarimetry around the Perseus cluster at 350 MHz*
- Brentjens M. A., de Bruyn A. G., 2005, A&A, 441, 1217, *Faraday rotation measure synthesis*
- Burn B. J., 1966, MNRAS, 133, 67, *On the depolarization of discrete radio sources by Faraday dispersion*
- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, ApJ, 345, 245, *The Relationship between Infrared, Optical, and Ultraviolet Extinction*
- Carroll B. W., Ostlie D. A., 2017, *An introduction to modern astrophysics*, 2 edn. Cambridge University Press, doi:10.1017/9781108380980
- Chandrasekhar S., Fermi E., 1953, ApJ, 118, 113, *Magnetic Fields in Spiral Arms.*
- Ciardi B., Ferrara A., 2005, Space Science Reviews, 116, 625, *The first cosmic structures and their effects*
- Clark S. E., 2018, ApJ, 857, L10, *A New Probe of Line-of-sight Magnetic Field Tangling*
- Clark S. E., Hensley B. S., 2019, ApJ, 887, 136, *Mapping the Magnetic Interstellar Medium in Three Dimensions over the Full Sky with Neutral Hydrogen*
- Clark S. E., Peek J. E. G., Putman M. E., 2014, ApJ, 789, 82, *Magnetically Aligned H I Fibers and the Rolling Hough Transform*
- Clark S. E., Peek J., Putman M., Schudel L., Jaspers R., 2020, *RHT: Rolling Hough Transform*, Astrophysics Source Code Library, record ascl:2003.005 (ascl:2003.005)
- Clayton G. C., Wolff M. J., Sofia U. J., Gordon K. D., Misselt K. A., 2003, ApJ, 588, 871, *Dust Grain Size Distributions from MRN to MEM*
- Clemens D. P., Pinnick A. F., Pavel M. D., Taylor B. W., 2012, ApJS, 200, 19, *The Galactic Plane Infrared Polarization Survey (GPIPS)*
- Cohen A. S., Lane W. M., Cotton W. D., Kassim N. E., Lazio T. J. W., Perley R. A., Condon J. J., Erickson W. C., 2007, AJ, 134, 1245, *The VLA Low-Frequency Sky Survey*
- Compiègne M., et al., 2011, A&A, 525, A103, *The global dust SED: tracing the nature and evolution of dust with DustEM*
- Condon J. J., Ransom S. M., 2016, *Essential Radio Astronomy*
- Cudlip W., Furniss I., King K. J., Jennings R. E., 1982, MNRAS, 200, 1169, *Far infrared polarimetry of W51A and M42*
- Darbon S., Zavagno A., Perrin J. M., Savine C., Ducci V., Sivan J. P., 2000, A&A, 364, 723, *Extended red emission and unidentified infrared bands in the galactic compact H II region Sh 152*
- Davis Jr. L., Greenstein J. L., 1951, ApJ, 114, 206, *The Polarization of Starlight by Aligned Dust Grains.*
- DeBoer D. R., et al., 2017, PASP, 129, 045001, *Hydrogen Epoch of Reionization Array (HERA)*
- Desert F. X., Boulanger F., Puget J. L., 1990, A&A, 237, 215, *Interstellar Dust Models for Extinction and Emission*
- Dickey J. M., et al., 2019, ApJ, 871, 106, *The Galactic Magneto-ionic Medium Survey: Moments of the Faraday Spectra*
- Dotson J. L., Davidson J., Dowell C. D., Schleuning D. A., Hildebrand R. H., 2000, ApJS, 128, 335, *Far-Infrared Polarimetry of Galactic Clouds from the Kuiper Airborne Observatory*
- Draine B. T., 2003, ARA&A, 41, 241, *Interstellar Dust Grains*
- Draine B. T., Anderson N., 1985, ApJ, 292, 494, *Temperature fluctuations and infrared emission from interstellar grains.*
- Draine B. T., Fraise A. A., 2009, ApJ, 696, 1, *Polarized Far-Infrared and Submillimeter Emission from Interstellar Dust*
- Duda R. O., Hart P. E., 1972, Commun. ACM, 15, 11–15, *Use of the hough transformation to detect lines and curves in pictures*
- Duncan A. R., Reich P., Reich W., Fürst E., 1999, A&A, 350, 447, *Polarimetric structure in the first Galactic quadrant from the 2.695 GHz Effelsberg survey*

- Erceg A., et al., 2022, A&A, 663, A7, *Faraday tomography of LoTSS-DR2 data. I. Faraday moments in the high-latitude outer Galaxy and revealing Loop III in polarisation*
- Ewen H. I., Purcell E. M., 1951, Nature, 168, 356, *Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum: Radiation from Galactic Hydrogen at 1,420 Mc./sec.*
- Ferrière K. M., 2001, Rev. Mod. Phys., 73, 1031, *The interstellar environment of our galaxy*
- Ferrière K., 2020, Plasma Physics and Controlled Fusion, 62, 014014, *Plasma turbulence in the interstellar medium*
- Ferrière K., West J. L., Jaffe T. R., 2021, MNRAS, , *The correct sense of faraday rotation*
- Field G. B., 1965, ApJ, 142, 531, *Thermal Instability.*
- Fitzpatrick E. L., 1999, PASP, 111, 63, *Correcting for the Effects of Interstellar Extinction*
- Fitzpatrick E. L., Spitzer Lyman J., 1997, ApJ, 475, 623, *Composition of Interstellar Clouds in the Disk and Halo. IV. HD 215733*
- Fletcher A., Shukurov A., 2006, MNRAS, 371, L21, *Canals in Milky Way radio polarization maps*
- Fletcher A., Shukurov A., 2007, EAS Publications Series, 23, 109, *Depolarization canals and interstellar turbulence*
- Forrey R. C., Woo J. W., Cho K., 1998, The Astrophysical Journal, 505, 236, *Model for astrophysical x-ray absorption fine structure*
- Furlanetto S. R., Peng Oh S., Briggs F. H., 2006, Physics Reports, 433, 181, *Cosmology at low frequencies: The 21cm transition and the high-redshift universe*
- Furton D. G., Witt A. N., 1990, ApJ, 364, L45, *The Spatial Distribution of Extended Red Emission in the Planetary Nebula NGC 7027*
- Gaia Collaboration et al., 2018, A&A, 616, A1, *Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties*
- Gordon K. D., Witt A. N., Friedmann B. C., 1998, ApJ, 498, 522, *Detection of Extended Red Emission in the Diffuse Interstellar Medium*
- Górski K. M., Hivon E., Banday A. J., Wandelt B. D., Hansen F. K., Reinecke M., Bartelmann M., 2005, ApJ, 622, 759, *HEALPix: A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere*
- Gray A. D., Landecker T. L., Dewdney P. E., Taylor A. R., Willis A. G., Normandeau M., 1999, ApJ, 514, 221, *Radio Polarimetric Imaging of the Interstellar Medium: Magnetic Field and Diffuse Ionized Gas Structure near the W3/W4/W5/HB 3 Complex*
- Green G. M., Schlafly E., Zucker C., Speagle J. S., Finkbeiner D., 2019, ApJ, 887, 93, *A 3D Dust Map Based on Gaia, Pan-STARRS 1, and 2MASS*
- Guzmán A. E., May J., Alvarez H., Maeda K., 2011, A&A, 525, A138, *All-sky Galactic radiation at 45 MHz and spectral index between 45 and 408 MHz*
- HI4PI Collaboration: et al., 2016, A&A, 594, A116, *Hi4pi: a full-sky survey based on ebhis and gass*
- Hall J. S., 1949, Science, 109, 166, *Observations of the Polarized Light from Stars*
- Haslam C. G. T., Klein U., Salter C. J., Stoffel H., Wilson W. E., Cleary M. N., Cooke D. J., Thomasson P., 1981, A&A, 100, 209, *A 408 MHz all-sky continuum survey. I - Observations at southern declinations and for the North Polar region*
- Haslam C. G. T., Salter C. J., Stoffel H., Wilson W. E., 1982, A&AS, 47, 1, *A 408 MHz all-sky continuum survey. II - The atlas of contour maps*
- Haverkorn M., Heitsch F., 2004, A&A, 421, 1011, *Canals beyond Mars: Beam depolarization in radio continuum maps of the warm ISM*
- Haverkorn M., Katgert P., de Bruyn A. G., 2000, A&A, 356, L13, *Structure in the local Galactic ISM on scales down to 1 pc, from multi-band radio polarization observations*
- Haverkorn M., Katgert P., de Bruyn A. G., 2004a, A&A, 427, 169, *Properties of the warm magnetized ISM, as inferred from WSRT polarimetric imaging*

- Haverkorn M., Katgert P., de Bruyn A. G., 2004b, *A&A*, 427, 549, *Structure in the polarized Galactic synchrotron emission, in particular “depolarization canals”*
- Heald G., Braun R., Edmonds R., 2009, *A&A*, 503, 409, *The Westerbork SINGS survey. II Polarization, Faraday rotation, and magnetic fields*
- Heald G., McKean J., Pizzo R., 2018, *Low Frequency Radio Astronomy and the LOFAR Observatory: Lectures from the Third LOFAR Data Processing School*, doi:10.1007/978-3-319-23434-2.
- Heiles C., 2000, *AJ*, 119, 923, *9286 Stars: An Agglomeration of Stellar Polarization Catalogs*
- Heiles C., Haverkorn M., 2012, *Space Sci. Rev.*, 166, 293, *Magnetic Fields in the Multiphase Interstellar Medium*
- Hennebelle P., Falgarone E., 2012, *A&A Rev.*, 20, 55, *Turbulent molecular clouds*
- Hennebelle P., Inutsuka S.-i., 2019, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 6, 5, *The role of magnetic field in molecular cloud formation and evolution*
- Hennebelle, Patrick 2013, *A&A*, 556, A153, *On the origin of non-self-gravitating filaments in the ism*
- Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H., Scott P. F., Collins R. A., 1968, *Nature*, 217, 709, *Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source*
- Hildebrand R. H., Dotson J. L., Dowell C. D., Schleuning D. A., Vaillancourt J. E., 1999, *ApJ*, 516, 834, *The Far-Infrared Polarization Spectrum: First Results and Analysis*
- Hiltner W. A., 1949a, *ApJ*, 109, 471, *On the Presence of Polarization in the Continuous Radiation of Stars. II.*
- Hiltner W. A., 1949b, *Nature*, 163, 283, *Polarization of Radiation from Distant Stars by the Interstellar Medium*
- Högbom J. A., 1974, *A&AS*, 15, 417, *Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines*
- Hough P. V. C., 1962, *Method and means for recognizing complex patterns*, <https://www.google.com/patents/US3069654>
- Hutschenreuter S., Enßlin T. A., 2020, *A&A*, 633, A150, *The Galactic Faraday depth sky revisited*
- Hutschenreuter S., et al., 2022, *A&A*, 657, A43, *The Galactic Faraday rotation sky 2020*
- Jansky K., 1933, *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, 21, 1387, *Electrical disturbances apparently of extraterrestrial origin*
- Jelić V., et al., 2008, *MNRAS*, 389, 1319, *Foreground simulations for the LOFAR-epoch of reionization experiment*
- Jelić V., et al., 2014, *A&A*, 568, A101, *Initial LOFAR observations of epoch of reionization windows. II. Diffuse polarized emission in the ELAIS-N1 field*
- Jelić V., et al., 2015, *A&A*, 583, A137, *Linear polarization structures in LOFAR observations of the interstellar medium in the 3C 196 field*
- Jelić V., Prelogović D., Haverkorn M., Remeijn J., Klindžić D., 2018, *A&A*, 615, L3, *Magnetically aligned straight depolarization canals and the rolling Hough transform*
- Jenkins E. B., 2013, *ApJ*, 764, 25, *The Fractional Ionization of the Warm Neutral Interstellar Medium*
- Johnson H. L., Morgan W. W., 1953, *ApJ*, 117, 313, *Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the Revised System of the Yerkes Spectral Atlas.*
- Kalberla P. M. W., Burton W. B., Hartmann D., Arnal E. M., Bajaja E., Morras R., Pöppel W. G. L., 2005, *A&A*, 440, 775, *The Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI. Final data release of the combined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections*
- Kalberla P. M. W., Kerp J., Haud U., Haverkorn M., 2017, *A&A*, 607, A15, *H I anisotropies associated with radio-polarimetric filaments. Steep power spectra associated with cold gas*
- Kemper F., Jäger C., Waters L. B. F. M., Henning T., Molster F. J., Barlow M. J., Lim T., de Koter A., 2002, *Nature*, 415, 295, *Detection of carbonates in dust shells around evolved stars*
- Kim S.-H., Martin P. G., 1994, *ApJ*, 431, 783, *The Size Distribution of Interstellar Dust Particles as Determined from Polarization: Infinite Cylinders*
- Kim S.-H., Martin P. G., Hendry P. D., 1994, *ApJ*, 422, 164, *The Size Distribution of Interstellar Dust Particles as Determined from Extinction*

- Koopmans L., et al., 2015, *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)*, p. 1, *The Cosmic Dawn and Epoch of Reionisation with SKA*
- Krishnarao D., Haffner L. M., Benjamin R. A., Hill A. S., Barger K. A., 2017, *ApJ*, 838, 43, *Warm Ionized Medium throughout the Sagittarius-Carina Arm*
- Lallement R., Vergely J.-L., Valette B., Puspitarini L., Eyer L., Casagrande L., 2014, *A&A*, 561, A91, *3D maps of the local ISM from inversion of individual color excess measurements*
- Lallement R., Babusiaux C., Vergely J. L., Katz D., Arenou F., Valette B., Hottier C., Capitano L., 2019, *A&A*, 625, A135, *Gaia-2MASS 3D maps of Galactic interstellar dust within 3 kpc*
- Lawson K. D., Mayer C. J., Osborne J. L., Parkinson M. L., 1987, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 225, 307, *Variations in the spectral index of the galactic radio continuum emission in the northern hemisphere*
- Le Roux E., 1961, *Annales d'Astrophysique*, 24, 71, *Étude théorique du rayonnement synchrotron des radiosources*
- Leger A., Puget J. L., 1984, *A&A*, 137, L5, *Identification of the Unidentified Infrared Emission Features of Interstellar Dust*
- Leike R. H., Glatzle M., Enßlin T. A., 2020, *A&A*, 639, A138, *Resolving nearby dust clouds*
- Lenc E., et al., 2016, *ApJ*, 830, 38, *Low-frequency Observations of Linearly Polarized Structures in the Interstellar Medium near the South Galactic Pole*
- Luri X., et al., 2018, *A&A*, 616, A9, *Gaia Data Release 2. Using Gaia parallaxes*
- Maeda K., Alvarez H., Aparici J., May J., Reich P., 1999, *A&AS*, 140, 145, *A 45-MHz continuum survey of the northern hemisphere*
- Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M., 2005, *AJ*, 129, 1993, *The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue*
- Marchal A., Miville-Deschênes M.-A., Orioux F., Gac N., Soussen C., Lesot M.-J., d'Allonnes A. R., Salomé Q., 2019, *A&A*, 626, A101, *ROHSA: Regularized Optimization for Hyper-Spectral Analysis. Application to phase separation of 21 cm data*
- Mathis J. S., 1986, *ApJ*, 308, 281, *The Alignment of Interstellar Grains*
- Mathis J. S., Rumpl W., Nordsieck K. H., 1977, *ApJ*, 217, 425, *The size distribution of interstellar grains.*
- McCarthy J. F., Forrest W. J., Briotta D. A. J., Houck J. R., 1980, *ApJ*, 242, 965, *The galactic center - 16-30 micron observations and the 18 micron extinction*
- McClure-Griffiths N. M., et al., 2009, *ApJS*, 181, 398, *Gass: The Parkes Galactic All-Sky Survey. I. Survey Description, Goals, and Initial Data Release*
- McKee C. F., Ostriker J. P., 1977, *ApJ*, 218, 148, *A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate*
- Mesinger A., ed. 2019, *The cosmic 21-cm revolution*. 2514-3433, IOP Publishing, doi:10.1088/2514-3433/ab4a73, <https://dx.doi.org/10.1088/2514-3433/ab4a73>
- Mevius M., 2018a, *RMextract: Ionospheric Faraday Rotation calculator* (ascl:1806.024)
- Mevius M., 2018b, *Ionospheric Effects*. p. 103, doi:10.1007/978-3-319-23434-2_7
- Mozdzen T. J., Bowman J. D., Monsalve R. A., Rogers A. E. E., 2017, *MNRAS*, 464, 4995, *Improved measurement of the spectral index of the diffuse radio background between 90 and 190 MHz*
- Mozdzen T. J., Mahesh N., Monsalve R. A., Rogers A. E. E., Bowman J. D., 2019, *MNRAS*, 483, 4411, *Spectral index of the diffuse radio background between 50 and 100 MHz*
- Ocker S. K., Cordes J. M., Chatterjee S., 2020, *ApJ*, 897, 124, *Electron Density Structure of the Local Galactic Disk*
- Offringa A. R., de Bruyn A. G., Biehl M., Zaroubi S., Bernardi G., Pandey V. N., 2010, *MNRAS*, 405, 155, *Post-correlation radio frequency interference classification methods*
- Offringa A. R., van de Gronde J. J., Roerdink J. B. T. M., 2012, *A&A*, 539, A95, *A morphological algorithm for improving radio-frequency interference detection*

- Orlando E., Strong A., 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 436, 2127, *Galactic synchrotron emission with cosmic ray propagation models*
- Pacholczyk A. G., 1970, *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*
- Padovani M., Bracco A., Jelić V., Galli D., Bellomi E., 2021, A&A, 651, A116, *Spectral index of synchrotron emission: insights from the diffuse and magnetised interstellar medium*
- Pandey V. N., van Zwieten J. E., de Bruyn A. G., Nijboer R., 2009, in Saikia D. J., Green D. A., Gupta Y., Venturi T., eds, Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 407, *The Low-Frequency Radio Universe*. p. 384
- Panopoulou G. V., et al., 2019, ApJ, 872, 56, *Demonstration of Magnetic Field Tomography with Starlight Polarization toward a Diffuse Sightline of the ISM*
- Peek J. E. G., et al., 2011, ApJS, 194, 20, *The GALFA-HI Survey: Data Release 1*
- Pierini D., Majeed A., Boroson T. A., Witt A. N., 2002, ApJ, 569, 184, *Extended Red Emission in the Evil Eye Galaxy (NGC 4826)*
- Planck Collaboration I 2016, A&A, 594, A1, *Planck 2015 results. I. Overview of products and results*
- Planck Collaboration Int. XIX 2015, A&A, 576, A104, *Planck intermediate results. XIX. An overview of the polarized thermal emission from Galactic dust*
- Planck Collaboration et al., 2020a, A&A, 641, A1, *Planck 2018 results - i. overview and the cosmological legacy of planck*
- Planck Collaboration et al., 2020b, A&A, 641, A12, *Planck 2018 results. XII. Galactic astrophysics using polarized dust emission*
- Platania P., Bensadoun M., Bersanelli M., Amici G. D., Kogut A., Levin S., Maino D., Smoot G. F., 1998, The Astrophysical Journal, 505, 473, *A determination of the spectral index of galactic synchrotron emission in the 1-10 ghz range*
- Redfield S., Linsky J. L., 2004, ApJ, 613, 1004, *The Structure of the Local Interstellar Medium. III. Temperature and Turbulence*
- Reich W., 2006, ArXiv Astrophysics e-prints, , *Galactic polarization surveys*
- Reich P., Reich W., 1986, A&AS, 63, 205, *A radio continuum survey of the northern sky at 1420 MHz. II*
- Reich P., Reich W., 1988, A&AS, 74, 7, *A map of spectral indices of the galactic radio continuum emission between 408 MHz and 1420 MHz for the entire northern sky.*
- Reich W., Steffen P., 1981, A&A, 93, 27, *Radio Continuum Mapping Technique at Low Elevations as Illustrated by Application to the Southern Part of Loop-Iv*
- Reich P., Testori J. C., Reich W., 2001, A&A, 376, 861, *A radio continuum survey of the southern sky at 1420 MHz. The atlas of contour maps*
- Remazeilles M., Dickinson C., Banday A. J., Bigot-Sazy M. A., Ghosh T., 2015, MNRAS, 451, 4311, *An improved source-subtracted and destriped 408-MHz all-sky map*
- Rogers A. E. E., Bowman J. D., 2008, AJ, 136, 641, *Spectral Index of the Diffuse Radio Background Measured from 100 to 200 MHz*
- Rybicki G. B., Lightman A. P., 1986, *Radiative Processes in Astrophysics*
- Ryle M., Smith F. G., Elsmore B., 1950, MNRAS, 110, 508, *A preliminary survey of the radio stars in the Northern Hemisphere*
- Sandford S. A., Allamandola L. J., Tielens A. G. G. M., Sellgren K., Tapia M., Pendleton Y., 1991, ApJ, 371, 607, *The Interstellar C-H Stretching Band near 3.4 Microns: Constraints on the Composition of Organic Material in the Diffuse Interstellar Medium*
- Saury E., Miville-Deschênes M. A., Hennebelle P., Audit E., Schmidt W., 2014, A&A, 567, A16, *The structure of the thermally bistable and turbulent atomic gas in the local interstellar medium*
- Savage B. D., Mathis J. S., 1979, ARA&A, 17, 73, *Observed properties of interstellar dust.*
- Schnitzeler D. H. F. M., 2012, MNRAS, 427, 664, *Modelling the Galactic distribution of free electrons*

- Schnitzeler D. H. F. M., Katgert P., Haverkorn M., de Bruyn A. G., 2007, A&A, 461, 963, *The WENSS Dwingeloo surveys and the Galactic magnetic field*
- Serkowski K., 1973, in Greenberg J. M., van de Hulst H. C., eds, Vol. 52, *Interstellar Dust and Related Topics*, p. 145
- Serkowski K., Mathewson D. S., Ford V. L., 1975, ApJ, 196, 261, *Wavelength dependence of interstellar polarization and ratio of total to selective extinction*
- Shimwell, T. W. et al., 2022, A&A, 659, A1, *The lofar two-metre sky survey - v. second data release*
- Shimwell T. W., et al., 2017, A&A, 598, A104, *The LOFAR Two-metre Sky Survey. I. Survey description and preliminary data release*
- Shimwell T. W., et al., 2019, A&A, 622, A1, *The LOFAR Two-metre Sky Survey. II. First data release*
- Shneider C., Haverkorn M., Fletcher A., Shukurov A., 2014, A&A, 567, A82, *Depolarization of synchrotron radiation in a multilayer magneto-ionic medium*
- Shukurov A., Berkhuijsen E. M., 2003, MNRAS, 342, 496, *Faraday ghosts: depolarization canals in the Galactic radio emission*
- Skrutskie M. F., et al., 2006, AJ, 131, 1163, *The Two Micron All Sky Survey (2MASS)*
- Snowden S. L., et al., 1997, ApJ, 485, 125, *ROSAT Survey Diffuse X-Ray Background Maps. II.*
- Sofia U. J., Meyer D. M., 2001, ApJ, 554, L221, *Interstellar Abundance Standards Revisited*
- Sokoloff D. D., Bykov A. A., Shukurov A., Berkhuijsen E. M., Beck R., Poezd A. D., 1998, MNRAS, 299, 189, *Depolarization and Faraday effects in galaxies*
- Sparke L. S., Gallagher John S. I., 2007, *Galaxies in the Universe*
- Spitzer Lyman J., Fitzpatrick E. L., 1993, ApJ, 409, 299, *Composition of Interstellar Clouds in the Disk and Halo. I. HD 93521*
- Stein W., 1966, ApJ, 144, 318, *Infrared Radiation from Interstellar Grains*
- Stokes G. G., 1851, Transactions of the Cambridge Philosophical Society, 9, 399, *On the Composition and Resolution of Streams of Polarized Light from different Sources*
- Straižys V., 1992, *Multicolor stellar photometry*
- Strong, A. W. Orlando, E. Jaffe, T. R. 2011, A&A, 534, A54, *The interstellar cosmic-ray electron spectrum from synchrotron radiation and direct measurements*
- Strong A. W., Moskalenko I. V., Ptuskin V. S., 2007, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 57, 285, *Cosmic-ray propagation and interactions in the galaxy*
- Tassis K., et al., 2018, arXiv e-prints, p. arXiv:1810.05652, *PASIPHAE: A high-Galactic-latitude, high-accuracy optopolarimetric survey*
- Taylor G. B., Carilli C. L., Perley R. A., eds, 1999, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II* Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 180
- Thompson A. R., Moran J. M., Swenson George W. J., 2017, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy, 3rd Edition*, doi:10.1007/978-3-319-44431-4.
- Thomson A. J. M., et al., 2019, MNRAS, 487, 4751, *Through thick or thin: multiple components of the magneto-ionic medium towards the nearby H II region Sharpless 2-27 revealed by Faraday tomography*
- Treffers R., Cohen M., 1974, ApJ, 188, 545, *High-resolution spectra of cool stars in the 10- and 20-micron regions.*
- Trumpler R. J., 1930, Lick Observatory Bulletin, 420, 154, *Preliminary results on the distances, dimensions and space distribution of open star clusters*
- Turić L., et al., 2021, A&A, 654, A5, *Multi-tracer analysis of straight depolarisation canals in the surroundings of the 3C 196 field*
- Uyaniker B., Fuerst E., Reich W., Reich P., Wielebinski R., 1998, A&AS, 132, 401, *A 1.4 GHz radio continuum and polarization survey at medium Galactic latitudes. I. Observation and reduction technique*
- Van Eck C., 2018, Galaxies, 6, 112, *The Power of Low Frequencies: Faraday Tomography in the Sub-GHz Regime*
- Van Eck C. L., et al., 2017, A&A, 597, A98, *Faraday tomography of the local interstellar medium with LOFAR: Galactic foregrounds towards IC 342*

- Van Eck C. L., et al., 2019, A&A, 623, A71, *Diffuse polarized emission in the LOFAR Two-meter Sky Survey*
- Wakelam V., et al., 2017, Molecular Astrophysics, 9, 1, *H₂ formation on interstellar dust grains: The viewpoints of theory, experiments, models and observations*
- Wayth R. B., et al., 2018, PASA, 35, e033, *The Phase II Murchison Widefield Array: Design overview*
- Whittet D. C. B., Bode M. F., Longmore A. J., Adamson A. J., McFadzean A. D., Aitken D. K., Roche P. F., 1988, MNRAS, 233, 321, *Infrared spectroscopy of dust in the Taurus dark clouds : ice and silicates.*
- Whittet D. C. B., et al., 1996, A&A, 315, L357, *An ISO SWS view of interstellar ices: first results.*
- Wieringa M. H., de Bruyn A. G., Jansen D., Brouw W. N., Katgert P., 1993, A&A, 268, 215, *Small scale polarization structure in the diffuse galactic emission at 325 MHz*
- Wilson T. L., Rohlfs K., Hüttemeister S., 2013, *Tools of Radio Astronomy*, doi:10.1007/978-3-642-39950-3.
- Winkel B., Kerp J., Flöer L., Kalberla P. M. W., Ben Bekhti N., Keller R., Lenz D., 2016, A&A, 585, A41, *The Effelsberg-Bonn HI Survey: Milky Way gas. First data release*
- Witt A. N., Boroson T. A., 1990, ApJ, 355, 182, *Spectroscopy of Extended Red Emission in Reflection Nebulae*
- Witt A. N., Schild R. E., 1985, ApJ, 294, 225, *Colors of reflection nebulae. II. The excitation of extended red emission.*
- Wolfire M. G., McKee C. F., Hollenbach D., Tielens A. G. G. M., 2003, ApJ, 587, 278, *Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium in the Galaxy*
- Wolleben M., Landecker T. L., Reich W., Wielebinski R., 2006, A&A, 448, 411, *An absolutely calibrated survey of polarized emission from the northern sky at 1.4 GHz. Observations and data reduction*
- Wolleben M., et al., 2019, AJ, 158, 44, *The Global Magneto-Ionic Medium Survey: Polarimetry of the Southern Sky from 300 to 480 MHz*
- Xu J., Han J. L., 2019, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 486, 4275, *Magnetic fields in the solar vicinity and in the Galactic halo*
- Yao J. M., Manchester R. N., Wang N., 2017, The Astrophysical Journal, 835, 29, *A new electron-density model for estimation of pulsar and frb distances*
- Yatawatta S., 2014, MNRAS, 444, 790, *Adaptive weighting in radio interferometric imaging*
- Zaroubi S., et al., 2015, MNRAS, 454, L46, *Galactic interstellar filaments as probed by LOFAR and Planck*
- Zonca A., Singer L., Lenz D., Reinecke M., Rosset C., Hivon E., Gorski K., 2019, Journal of Open Source Software, 4, 1298, *healpy: equal area pixelization and spherical harmonics transforms for data on the sphere in python*
- Zucker C., Speagle J. S., Schlafly E. F., Green G. M., Finkbeiner D. P., Goodman A. A., Alves J., 2019, ApJ, 879, 125, *A Large Catalog of Accurate Distances to Local Molecular Clouds: The Gaia DR2 Edition*
- van Haarlem M. P., et al., 2013, A&A, 556, A2, *LOFAR: The LOw-Frequency ARray*
- van de Hulst H. C., 1945, Nederlandsch Tijdschrift voor Natuurkunde, 11, 210, *Radiogolven uit het wereldruim: II. Herkomst der radiogolven*
Radiogolven uit het wereldruim: II. Herkomst der radiogolven
Radio waves from space.

Životopis

Luka Turić rođen je 1993. godine u Bjelovaru. Razrednu nastavu pohađao je u Područnoj školi Kapelica, a predmetnu nastavu u Osnovnoj školi Garešnica. Završio je opću gimnaziju 2012. godine u Srednjoj školi "August Šenoa" u Garešnici nakon čega upisuje istraživački smjer fizike na Prirodoslovno-matematičkom fakultetu Sveučilišta u Zagrebu. Diplomski rad pod nazivom "Vlastito gibanje filameta ionizirane međuzvezdane materije detektirane pomoću LOFAR radio teleskopa" obranio je 2018. godine. Iste godine upisuje doktorski studij astrofizike na Prirodoslovno-matematičkom fakultetu Sveučilišta u Zagrebu te u prvom dijelu 2019. godine počinje raditi kao asistent na Institutu Ruđer Bošković u Zagrebu. Područje njegovog znanstvenog istraživanja je međudjelovanje međuzvezdane tvari i magnetskih polja u svemiru. Objavio je pet znanstvenih radova. Održao je deset usmenih izlaganja na međunarodnim konferencijama, pet usmenih izlaganja na domaćim konferencijama te nekoliko znanstveno-popularnih usmenih izlaganja za širu publiku.

Radovi

Objavljeni

- 5 Šnidarić I., Jelić V., Mevius M., Brentjens M., Erceg A., Shimwell T. W., Piras S., Horellou C., Sabater J., Best P. N., Bracco A., Ceraj L., Haverkorn M., O'Sullivan S. P., **Turić L.**, et al., 2023, A&A, 674, A119, *LOFAR Deep Fields: Probing faint Galactic polarised emission in ELAIS-N1*
- 4 Erceg A., Jelić V., Haverkorn M., Bracco A., Shimwell T. W., Tasse C., Dickey J. M., Ceraj L., Drabent A., Hardcastle M. J., **Turić L.**, 2022, A&A, 663, A7, *Faraday tomography of LoTSS-DR2 data. I. Faraday moments in the high-latitude outer Galaxy and revealing Loop III in polarisation*
- 3 Bracco A., Ntormousi E., Jelić V., Padovani M., Šiljeg B., Erceg A., **Turić L.**, et al., 2022, A&A, 663, A37, *First look at the multiphase interstellar medium with synthetic observations of low-frequency Faraday tomography*
- 2 **Turić L.**, Jelić V., Jaspers R., Haverkorn M., Bracco A., Erceg A., Ceraj L., van Eck C., Zaroubi S., 2021, A&A, 654, A5, *Multi-tracer analysis of straight depolarisation canals*

in the surroundings of the 3C 196 field

- 1 Bracco A., Jelić V., Marchal A., **Turić L.**, et al., 2020, A&A, 644, L3, *The multiphase and magnetized neutral hydrogen seen by LOFAR*