

Neutralna međuzvezdana materija u Mliječnoj stazi - povezivanje simulacija i opažanja

Barbara Šiljeg (Mentor: dr. sc. Vibor Jelić)

Fizički odsjek, Prirodoslovno-matematički fakultet, Bijenička 32, Zagreb

U radu se proučava neutralna komponenta međuzvezdane materije. Ova se materija može pronaći u tri faze: hladna (CNM), mlaka (LNM) i topla (WNM). U radu Bracco et al. (2020.) pronađena je morfološka korelacija hladne faze sa ioniziranom materijom. U svrhu proučavanja ove korelacije, uzeta su dva pristupa rastavu faza neutralne materije iz magnetohidrodinamičke simulacije međuzvezdane materije [Bellomi et al., 2020]. Jednim pristupom analiziramo rastav faza direktno iz fizikalnih svojstava MHD simulacije, dok drugim analiziramo rastav faza iz pripadne temperature sjaja (simuliranih opažanja) iste na koju će se primijeniti ROHSA programski paket za sam rastav faza. Dobiveni rezultati ukazuju na to da analiza podataka umjetno povećava udio hladnog plina u mjerenjima što bi mogao biti mogući uzrok pronađene jake korelacije hladne faze neutralne materije i ionizirane materije.

Faza	T [K]	n [cm ⁻³]
Vruća ionizirana materija (hot ionized medium; HIM)	$\sim 10^6$	$\sim 10^{-2}$
Topla ionizirana materija (warm ionized medium; WIM)	$\sim 5 \cdot 10^3$	~ 0.5
Topla neutralna materija (warm neutral medium; WNM)	$\sim 5 \cdot 10^3$	$\sim 0.5 - 2$
Hladna neutralna materija (cold neutral medium; CNM)	$\sim 10^2$	$\sim 10^2$
Molekularni oblaci (molecular clouds)	~ 10	$\sim 10^3$

Tablica I. Faze međuzvezdane materije s obzirom na temperaturu i gustoću. U zagradama se nalaze engleski izrazi i pripadne često korištene kratice. [Više informacija o fazama se može naći u knjigama Xandera Tielensa (2005.) ili Brucea T. Drainea (2011.).]

I. UVOD

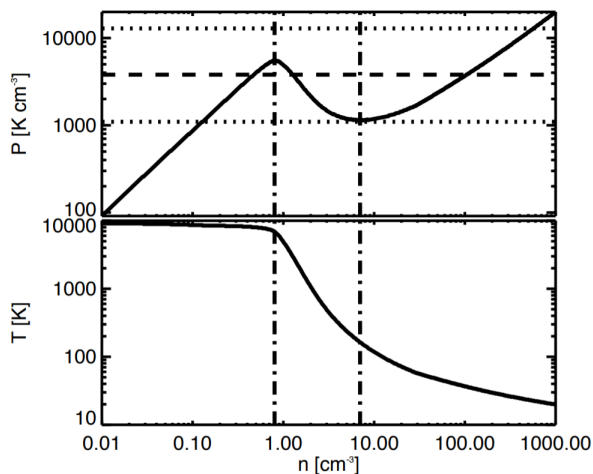
Međuzvezdana se materija sastoji od ioniziranog, atomskog i molekularnog plina, prašine i kozmičkih zraka. Međuzvezdani se plin može naći u nekoliko faza s obzirom na temperaturu i gustoću koje su prikazane u tablici I. Ovdje je bitno primijetiti pad temperature, odnosno rast brojevnih gustoće polazeći od ionizirane materije prema molekularnim oblacima o čemu će još biti govora kasnije. Što se tiče kemijskog sastava međuzvezdanog plina, po brojevnoj se gustoći sastoji od 91% vodika, 8.9% helija te

0.1% težih elemenata. Nadalje, zbog svoje kompleksnosti, za teorijski opis ovog plina potrebna nam je magnetohidrodinamika (eng. *magnetohydrodynamics*; MHD) čije se jednadžbe moraju, zbog svog visokog stupnja nelinearnosti, rješavati numeričkim pristupom. Današnjim je računalima ipak moguće simulirati ovakve podatke te će se isti koristiti i u ovom radu.

Nama će biti bitna jedna od navedenih komponenata međuzvezdane materije, a to je neutralni međuzvezdani plin. U sljedećim će se potpoglavljima objasniti priroda faza ove komponente plina te način detekcije istog.

I.1. Faze neutralne materije

Većina neutralne međuzvezdane materije sastoji se od neutralnih atoma vodika (oznaka: HI). Ovaj se plin može pronaći u dvije stabilne faze (WNM i CNM) što je prikazano na slici 1. Stabilne faze prepoznajemo po tome što u njima tlak raste porastom gustoće [Field, 1965 [2]]. Prema tome, vidimo da vertikalne linije na slici odvajaju dvije ovakve faze između kojih se nalazi i nestabilna faza: mlaka neutralna materija (eng. *lukewarm neutral medium*; LNM). U ovom će se radu proučavati dva pristupa rastava neutralne materije u ove tri faze uzimajući simulirane podatke kako bi se provjerila vjerodostojnost



Slika 1. Tlak i temperatura plina neutralnog vodika u ovisnosti o njegovoj gustoći u stanju termodinamičke ravnoteže. Crtkana linija odgovara srednjem tlaku međuzvezdanog plina koji su izmjerili Jenkins i Tripp (2011.), dok točkaste linije odgovaraju maksimumu i minimumu tlaka koji sadrži 99% podataka iz njihovih mjerenja. Vertikalne linije označavaju granice u gustoći za nestabilnu fazu. [Izvor: E. Saury et al., 2014 [1]]

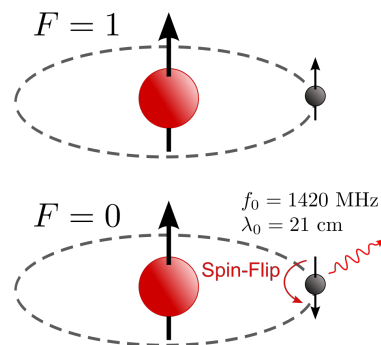
analize koja se provodi na stvarnim opažanjima.

I.2. Detekcija neutralne materije

Neutralni se vodik u astrofizici najčešće detektira promatrajući emisijsku liniju na valnoj duljini od 21 cm. Pripadni foton nastaje prilikom promjene energetske stanja neutralnog vodika u kojoj prvotno paralelne projekcije spinova protona i elektrona postaju antiparalelne (slika 2). Iako je srednje vrijeme života višeg energetske stanja oko 10 milijuna godina, ovaj se prijelaz može detektirati zbog velike zastupljenosti vodika u međuzvezdanoj materiji (91%).

Veličina koju mjerimo je intenzitet u ovisnosti o valnoj duljini ($I(\lambda)$), no često se u literaturi govori o temperaturi sjaja (eng. *brightness temperature*) koja ovisi o brzini ($T_b(v)$). Temperatura sjaja je temperatura koju bi crno tijelo imalo kada bi zračilo jednakim intenzitetom te ju stoga dobivamo iz mjerenog intenziteta koristeći Planckov zakon zračenja:

$$T_b = \frac{hc}{k\lambda} \ln^{-1} \left(1 + \frac{2hc^2}{I\lambda^5} \right) \quad (1)$$



Slika 2. Emisija fotona valne duljine 21 cm prilikom promjene energetske stanja u neutralnom atomu vodika. [Izvor:

https://en.wikipedia.org/wiki/Hydrogen_line#/media/File:Hydrogen-SpinFlip.svg]

Nadalje, kako bismo preveli valnu duljinu u brzinu, koristimo se Dopplerovim efektom uzimajući da je valna duljina izvora jednaka $\lambda_{izv} = 21$ cm:

$$v = c \frac{\lambda_{opa}^2 - \lambda_{izv}^2}{\lambda_{opa}^2 + \lambda_{izv}^2} \quad (2)$$

gdje je λ_{opa} opažena valna duljina. Provođeci gornje transformacije, iz intenziteta u ovisnosti o valnoj duljini ($I(\lambda)$) dobili smo temperaturu sjaja u ovisnosti o brzini ($T_b(v)$) što se puno češće koristi u literaturi.

I.3. Temperatura sjaja

Temperatura sjaja se može povezati s fizikalnim veličinama koje opisuju sam plin te koje dobivamo iz simulacija. U ovom će se potpoglavlju izvesti ova poveznica koja će nam biti potrebna i kasnije. Više informacija o izvodu koji slijedi se može pronaći u knjizi Lymana Spitzera [6].

Za konačan izvod su nam potrebne dvije bitne jednačbe. Jedna od njih se izvodi krećući od rješenja jednačbe prijenosa zračenja u kojem je pretpostavljena lokalna termodinamička ravnoteža:

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau_{\nu r}} + B_\nu(T) (1 - e^{-\tau_{\nu r}}) \quad (3)$$

gdje je I_ν intenzitet zračenja na frekvenciji ν , $\tau_{\nu r}$ ukupna optička dubina promatrane mate-

rije, $B_\nu(T)$ Planckov izraz za zračenje crnog tijela, a T stvarna temperatura promatrane materije. Temperatura sjaja, kao što je i prije spomenuto, jednaka je temperaturi crnog tijela koje zrači jednakim intenzitetom kao materija koju promatramo. Uzevši ovo u obzir, intenzitet možemo zamijeniti temperaturom sjaja koristeći Planckov zakon. Treba još napomenuti da se u ovom radu koriste radio valovi za koje vrijedi aproksimacija $h\nu \ll kT$ koja nam omogućava korištenje Rayleigh-Jeans aproksimacije Planckovog zakona. Za temperaturu sjaja iz gornje jednadžbe stoga dobivamo:

$$T_b = T_{b0} e^{-\tau_{vr}} + T (1 - e^{-\tau_{vr}}) \quad (4)$$

Druga jednadžba koja nam je potrebna potječe od definicije optičke dubine:

$$\begin{aligned} \tau_{vr} &= \int \kappa_\nu dl \\ &= \int n_H s_\nu dl = \int n_H s \phi(\Delta\nu) dl \end{aligned} \quad (5)$$

gdje smo koeficijent apsorpcije (κ_ν) napisali preko gustoće neutralnog vodika (n_H) i apsorpcijskog udarnog presjeka po čestici (s_ν), a integracija se provodi duž linije gledanja. Nadalje, $s = \int s_\nu d\nu$ integrirano preko 21-cm linije, a $\Delta\nu = \nu - \nu_{\text{cen}}$ gdje je $\nu_{\text{cen}} = 1420$ MHz u ovom slučaju (ili drugim riječima centar promatrane emisijske linije). Funkcija $\phi(\Delta\nu)$ opisuje frekvencijsku ovisnost apsorpcijskog udarnog presjeka po čestici te ovisi o svojstvenoj širini linije i o Dopplerovom širenju iste. U slučaju kada je širina linije potpuno opisana Dopplerovim širenjem te kada je raspodjela brzina u plinu dobro opisana Maxwell-Boltzmannovom raspodjelom $P(v)$, možemo pisati:

$$\phi(\Delta\nu) d\nu = P(v) dv \quad (6)$$

iz čega dalje slijedi (korištenjem Dopplerovog efekta: $v/c = \Delta\nu/\nu_{\text{cen}}$):

$$\phi(\Delta\nu) = \lambda_{\text{cen}} P(v) = \frac{\lambda_{\text{cen}}}{\sqrt{\pi}b} e^{-\left(\frac{v}{b}\right)^2} \quad (7)$$

Za kraj nam je još potrebna ovisnost apsorpcijskog udarnog presjeka o temperaturi koja je

za niske frekvencije (i slučajeve sa samo dva energetska stanja) jednaka:

$$s = s_u \frac{h\nu_{\text{cen}}}{kT} \quad (8)$$

gdje je:

$$s_u = \frac{h\nu_{\text{cen}} B}{c} \quad (9)$$

gdje je B Einsteinov koeficijent stimulirane apsorpcije za ovaj prijelaz. Na kraju se za ukupnu optičku dubinu, kombiniranjem jednadžbi 5, 7, 8 i 9 dobiva:

$$\tau_{vr} = 5.49 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Kcm}^3}{s} \int \frac{n_H P(v)}{T} dl \quad (10)$$

Sada imamo sve potrebno za izvođenje konačnog izraza. U ovom ćemo zadnjem koraku upotrijebiti aproksimaciju optički tanke materije, odnosno $\tau_{vr} \ll 1$, koju ćemo iskoristiti kako bismo razvili eksponencijalnu funkciju u jednadžbi 4. Također ćemo uzeti slučaj u kojem nema dodatnog zračenja koje dolazi iza promatranog oblaka ($T_{b0} = 0$). Konačnu temperaturu sjaja u ovisnosti o veličinama iz simulacija dobivamo kombinirajući spomenutu jednadžbu (4) s jednadžbom 10:

$$T_b = 5.49 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Kcm}^3}{s} \int n_H \frac{e^{-(v_{\text{lsr}} - v_r)^2/b^2}}{\sqrt{\pi}b} dl \quad (11)$$

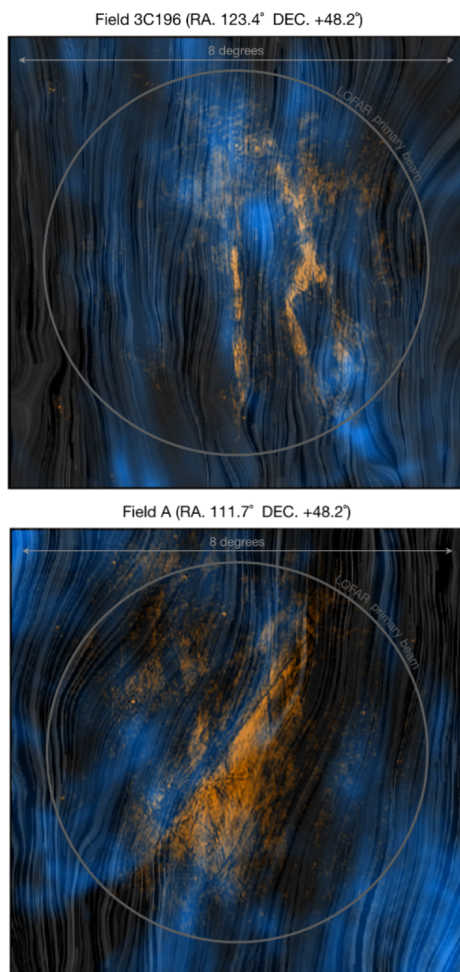
gdje je:

$$b = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (12)$$

a v_r radijalna brzina plina. v_{lsr} iz gornje jednadžbe predstavlja brzinu u sustavu srednjeg gibanja zvijezda unutar radijusa 100 pc od Sunca koja se standardno koristi u promatranjima neutralnog vodika.

II. MOTIVACIJA

Motivacija za ovim radom dolazi iz prijašnjeg rada od Andrea Bracce [A. Bracco et al., 2020 [3]] u kojem je sudjelovao i moj mentor Vibor Jelić. Koristeći podatke s LOFAR interferometra za informaciju o



Slika 3. Polja na nebu za koja je opažena korelacija između neutralne i ionizirane materije. Plava boja predstavlja EBHIS podatke (neutralna materija), narančasta boja predstavlja LOFAR podatke (ionizirana materija), a sivi uzorak predstavlja podatke s Planck satelita (magnetsko polje). [Izvor: A. Bracco et al., 2020 [3]]

ioniziranoj materiji, EBHIS podatke za informaciju o neutralnoj materiji i podatke s Planck satelita za dobivanje informacije o magnetskom polju, otkrili su korelaciju u morfologiji neutralne i ionizirane materije. Na slici 3 su prikazana dva takva polja na nebu za koje je opažena spomenuta korelacija. Uočivši ovu korelaciju, odlučili su rastaviti EBHIS podatke za neutralni vodik u njegove tri faze. Ovu su analizu napravili koristeći ROHSA¹ programski paket koji radi prilagodbu više Gaussovih funkcija na spektar temperature sjaja uzimajući u obzir

prostornu koherenciju [A. Marchal et al., 2019. [4]]. Ovim se paketom nadalje faze razdvajaju stavljanjem granica za srednju standardnu devijaciju dobivenih Gaussijana jer je emisijska linija podložna termalnom širenju. Termalno širenje je proporcionalno temperaturi plina te bi stoga ovaj rastav trebao biti analogan prijašnjem.

Ponavljajući analizu za utvrđivanje korelacije sa ioniziranom materijom, ovaj put koristeći odvojene faze, najjača se korelacija dobila za hladnu fazu (CNM). Ovaj je rezultat neočekivan iz razloga što je ionizirana materija obično na višim temperaturama od neutralne (tablica 1) te bismo stoga očekivali jaču korelaciju s toplom materijom (WNM).

Dobiveni rezultat postavlja novo pitanje: je li korišteni rastav neutralnih faza konzistentan s rastavom iz promatranja tlaka plina? Moj rad se bavi upravo odgovorom na ovo pitanje. Ideja je usporediti dva načina rastava faza neutralne materije. U prvom ćemo pristupu koristiti rastav s obzirom na ovisnost tlaka i temperature o gustoći (opisan u I.1.), dok ćemo u drugom pristupu prvo izračunati temperaturu sjaja (simulirano mjerenje) te zatim primijeniti ROHSA programski paket kao što bismo napravili s pravim promatranjima.

III. SIMULACIJE

U radu se koriste 3D MHD numeričke simulacije izračunate pomoću koda RAMSES [Teyssier, 2002; Fromang et al., 2006]. Dane će simulacije biti uskoro objavljene u radu Bellomi et. al. koji je trenutno u pripremi, no više informacija o ovakvim simulacijama se može naći i u radu Bellomi et al., 2020 [5].

Simulacije se sastoje od 128^3 -piksela fizikalne veličine ekvivalentne $L = 50$ pc u svakom smjeru s efektivnom rezolucijom jednakom 0.4 pc. Srednja gustoća materije je jednaka $n_{\text{H}}^0 = 1.5 \text{ cm}^{-3}$ te je ista izložena sa svih strana izotropnom spektru UV zračenja koje oponaša međuzvezdano polje zračenja [Habing, 1968 [7]]. U ovom će se radu prezentirati analiza na jednoj od ovih simulacija, no ista se metoda može primijeniti i na ostale (trenutno u procesu). Početni uvjeti za

¹ <https://github.com/antoinemarchal/ROHSA>

ovu simulaciju su dani magnetskim poljem jačine $B_0 = 3.8 \mu\text{G}$, ultraljubičastim poljem zračenja $G_0 = 1$ Habing i tlačnim omjerom turbulentnih modova $\zeta_0 = 0.5$. Posljednja nam veličina govori o tome koliko su koji modovi turbulencije prisutni. Kada bi $\zeta_0 = 1$ imali bismo samo tlačne modove u simulaciji, dok bi za $\zeta_0 = 0$ imali samo solenoidalne modove.

U našoj će nam analizi biti potrebne sljedeće veličine iz same simulacije: brojevnja gustoća neutralnog vodika ($n_{\text{H}}(x, y, z)$), njegova temperatura ($T(x, y, z)$), polje brzina plina ($\vec{v}(x, y, z)$) i magnetsko polje ($\vec{B}(x, y, z)$).

IV. METODA

Kao što je i prije spomenuto, cilj ovog rada je proučiti rastav faza neutralne materije koristeći simulacije. Rastavu faza će se pristupiti na dva načina: prvo će se faze rastaviti direktno iz simulacija koristeći ovisnost tlaka plina o gustoći kao što je prikazano na slici 1, a zatim će se izračunati temperatura sjaja na kojoj će se primijeniti programski paket ROHSA.

IV.1. Prvi pristup

U prvom će se pristupu odrediti pripadne gustoće lokalnih ekstrema tlaka (slika 1) prilagođavanjem polinoma drugog stupnja u njihovoj okolini. Dobivene će se gustoće nadalje iskoristiti za pronalaženje pripadnih temperatura čije ćemo vrijednosti upotrijebiti za konačan rastav samih faza.

IV.2. Drugi pristup

U drugom se pristupu pomoću jednadžbe 11 napravio kod u programskom jeziku Python koji se koristio da dobivanje pripadne temperature sjaja, odnosno simuliranih opažanja. Ovdje je još važno napomenuti varijable o kojima ovisi temperatura sjaja nakon izračuna, a to su $T_{\text{b}} = T_{\text{b}}(v_{\text{lsr}}, x, y)$ gdje se za

liniju gledanja uzela z os iz simulacije. Pripadni se kod može naći na GitHubu². Pošto želimo simulirati prava mjerenja, u kodu smo uzeli opciju koja uključuje primarni odgovor teleskopa i spektralnu rezoluciju u završni rezultat. Drugim riječima, kod će izračunati sljedeće:

$$T_{\text{b}}^{\text{mjer}} = B(x, y) * T_{\text{b}}(v_{\text{lsr}}, x, y) \quad (13)$$

gdje je sada:

$$b'(x, y, z) = \sqrt{\frac{kT(x, y, z)}{m} + \sigma_{\text{psf}}^2}. \quad (14)$$

$B(x, y)$ je prostorna Gaussova funkcija koja predstavlja primarni odgovor teleskopa, a σ_{psf} uzima u obzir spektralnu rezoluciju [Miville-Deschênes et al., 2007 [8]].

Nakon dobivanja temperature sjaja, ostalo nam je rastaviti faze neutralne materije koristeći programski paket ROHSA. Prilikom korištenja ROHSA paketa potrebno je postaviti nekoliko parametara [Marchal et al., 2019 [4]]:

- N - broj Gaussovih funkcija.
- λ_a , λ_{μ} i λ_{σ} - hiperparametri modela kojima namješamo odnos amplitude, srednje vrijednosti i standardne devijacije pojedinih Gaussijana.
- λ'_{σ} - hiperparametar koji grupira Gaussijane sličnih standardnih devijacija u svrhu odvajanja triju faza neutralne materije.

Gornji se hiperparametri određuju na temelju dobre prilagodbe podataka za najmanji broj Gaussovih funkcija. Nakon rastava spektara na Gasussijane, faze se odvajaju postavljanjem granica na standardne devijacije istih.

IV.3. Usporedba

Usporedba ova dva pristupa će se obaviti proučavanjem stupčaste gustoće (eng. *column*

² <https://github.com/BarbaraSiljeg/Brightness-temperature-of-21-cm-line-from-a-simulation>

density) dane simulacije. Stupčasta gustoća se direktno iz simulacije dobiva korištenjem:

$$N_H = \int n_H dz, \quad (15)$$

a iz temperature sjaja koristeći [6] :

$$N'_H = 1.823 \cdot 10^{13} \frac{s}{\text{Kcm}^3} \int T_b dv_{\text{lsr}}. \quad (16)$$

Prvo će se usporediti ukupna stupčasta gustoća prije i nakon primjenjivanja ROHSA paketa kako bismo se uvjerali da je prilagodba konzistentna, nakon čega će se krajnji rezultat usporediti proučavanjem udjela svake faze neutralne materije u ukupnoj stupčastoj gustoći za oba pristupa rastavu faza.

V. REZULTATI I DISKUSIJA

V.1. Rezultati prvog pristupa

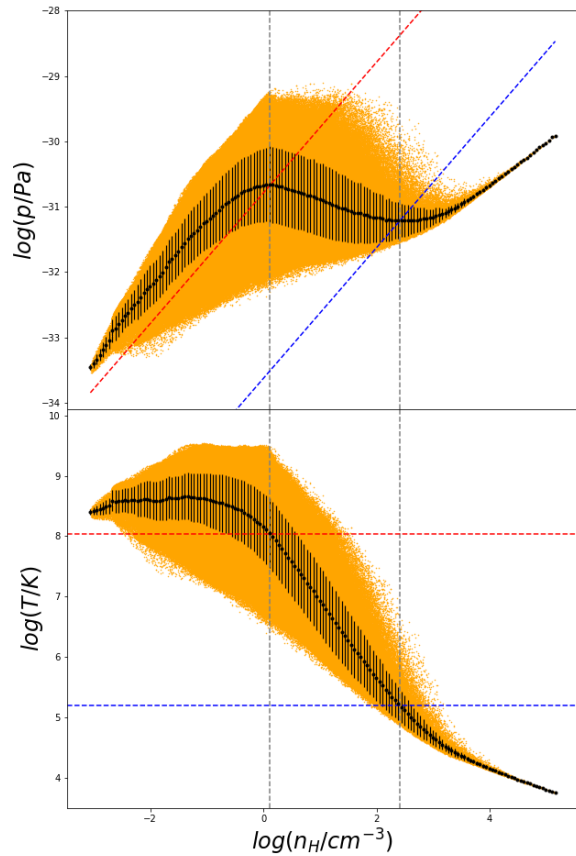
Crtanjem grafova ekvivalentnih onima na slici 1, dobio se rezultat prikazan na slici 4. Narančaste točke predstavljaju podatke, a crne točke i pripadne vertikalne linije srednje vrijednosti tlaka/temperature i pripadne standardne devijacije respektivno. Vertikalne sive linije označavaju logaritme brojne gustoće neutralnog vodika dobivene traženjem lokalnih ekstrema prilagodbom polinoma drugog stupnja na ovisnost logaritma tlaka o logaritmu brojne gustoće. Nadalje, crvena i plava linija označavaju krajnji rastav faza koristeći temperature:

$$\begin{aligned} T_{\text{WNM}} &= 3078.71 \text{ K} \\ T_{\text{CNM}} &= 180.37 \text{ K} \end{aligned} \quad (17)$$

gdje T_{WNM} predstavlja granicu mlake i tople faze (crvena linija), a T_{CNM} predstavlja granicu mlake i hladne faze (plava linija).

V.2. Rezultati drugog pristupa

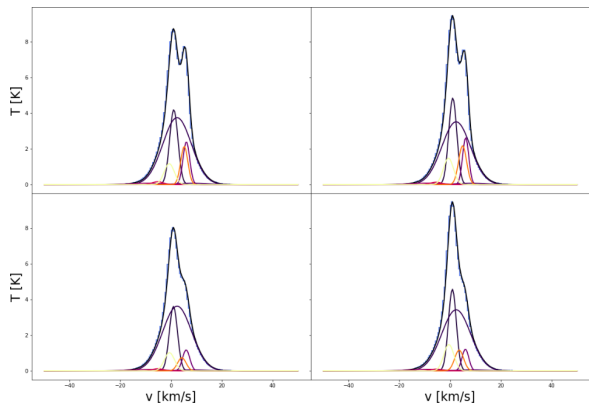
Prilikom korištenja koda za izračun temperature sjaja za raspon se v_{lsr} brzina uzelo $[-50 \text{ km/s}, 50 \text{ km/s}]$, a za pripadnu rezoluciju $\sim 0.48 \text{ km/s}$. Nadalje, za $FWHM$ Gaussove funkcije primarnog odgovora i



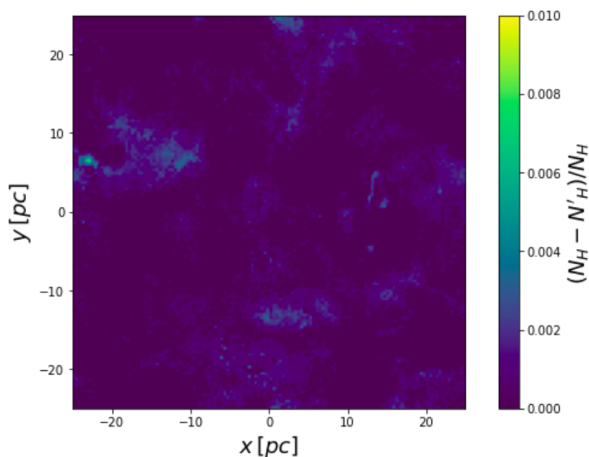
Slika 4. Logaritmi tlaka i temperature neutralnog vodika iz simulacije u ovisnosti o logaritmu brojne gustoće istog. Sive vertikalne linije predstavljaju gustoće lokalnih ekstrema logaritma tlaka korištene za pronalaženje pripadnih temperatura. Crvena i plava linija predstavljaju granice u rastavu faza neutralnog vodika ($T_{\text{WNM}} = 3078.71 \text{ K}$ i $T_{\text{CNM}} = 180.37 \text{ K}$ respektivno).

spektralne rezolucije uzelo se $FWHM_{\text{po}} = 3$ (u prostoru piksela) i $FWHM_{\text{sr}} = 1.44 \text{ km/s}$ respektivno. Ove su vrijednosti uzete po uzoru na EBHIS podatke [e.g. Bracco et al., 2020 [3]]. Rezultat ovog programa je kocka veličine $128 \times 128 \times 209$ čije vrijednosti predstavljaju temperaturu sjaja u ovisnosti o dvije prostorne koordinate i koordinati brzine v_{lsr} .

Prije primjenjivanja ROHSA paketa se još umjetno dodao šum na kocku temperature sjaja pošto ROHSA pretpostavlja postojanje šuma te ga koristi u funkciji gubitka [Marchal et al., 2019 [4]]. Maksimalne vrijednosti dodanog šuma iznose $\pm 0.01 \text{ K}$. U sljedećem se koraku primijenio sam programski paket ROHSA sa sljedećim izborom parametara:

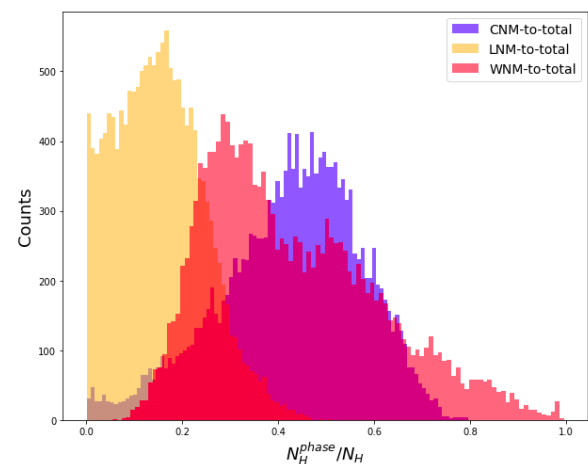
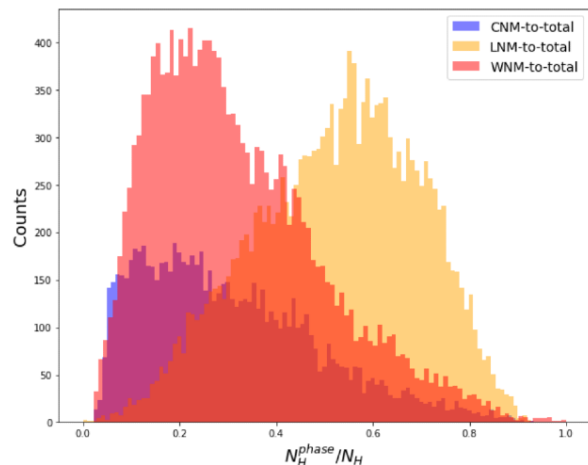


Slika 5. Rezultat primjene ROHSA paketa na kocku temperature sjaja. Slika prikazuje dio kocke veličine 2×2 piksela. Plavom je bojom označen originalni spektar temperature sjaja, dok je crnom bojom prikazan rezultat ROHSA paketa. Ispod ukupnog se spektra još vide i komponente pojedinih Gaussijana.



Slika 6. Reziduum stupčastih gustoća prije i nakon primjene ROHSA paketa na kocki temperature sjaja.

$N = 9$, $\lambda_a = 6000$, $\lambda_\mu = 6000$, $\lambda_\sigma = 6000$ i $\lambda'_\sigma = 400$. Na slici 5 se može vidjeti rezultat za dio kocke veličine 2×2 piksela. Sada možemo usporediti originalnu stupčastu gustoću prije i nakon primjene ROHSA paketa. Reziduum pripadnih stupčastih gustoća se nalazi na slici 6. Vidimo da je reziduum reda veličine 1% što je pouzdan rezultat. Za rastav faza su se koristile sljedeće granice u standardnoj devijaciji Gaussovih funkcija: 3 km/s i 6 km/s. Ovo su iste granice koje se standardno koriste prilikom rastava pravih mjerenja [e.g. Bracco et al., 2020 [3]].



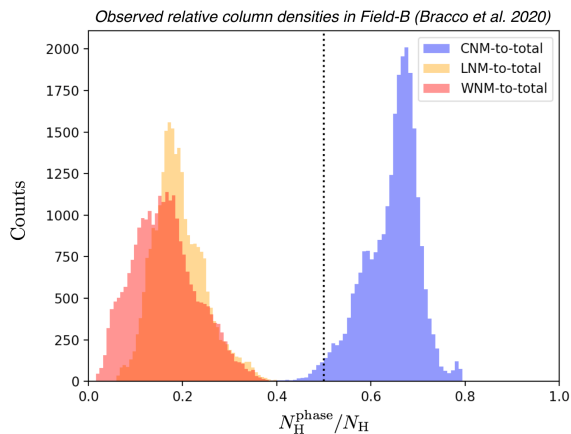
Slika 7. Omjer stupčastih gustoća svake faze i ukupne stupčaste gustoće za oba pristupa rastavu faza.

Gore: Rezultat prvog pristupa koji se temelji na ovisnosti tlaka o brojevnoj gustoći neutralne materije.

Dolje: Rezultat drugog pristupa dobiven korištenjem koda za izračun temperature sjaja i primjenom ROHSA paketa.

V.3. Usporedba rezultata

Na slici 7 vidimo omjer stupčastih gustoća svake faze i ukupne stupčaste gustoće za oba pristupa rastavu faza. Iz slike vidimo da je najveća razlika u udjelu hladne faze materije koji je puno veći u drugom pristupu. Nadalje, usporedimo li toplu komponentu, vidimo da ona zauzima otprilike jednak udio kao i primjenom prvog pristupa. Ovaj rezultat ukazuje na to da ROHSA možda rastavlja mlaku komponentu u nekoliko hladnih (jedan Gaussijan veće standardne



Slika 8. Omjer stupčastih gustoća svake faze i ukupne stupčaste gustoće dobiven primjenom ROHSA paketa na EBHIS promatranjima neutralnog vodika.

devijacije u nekoliko njih manje standardne devijacije).

Možemo još usporediti naš rezultat dobiven drugim pristupom iz temperature sjaja i primjenom ROHSA paketa s pravim EBHIS promatranjima na kojima je provedena ista analiza (slika 8). Vidimo da i prava mjerenja pokazuju velik udio hladne faze u ukupnoj stupčastoj gustoći. Postavlja se novo pitanje: je li ovaj udio hladne faze stvarno fizikalno ili je on samo posljedica naše analize podataka? U slučaju da je ovaj udio samo posljedica naše analize, on bi mogao biti uzrok pronađene

jake korelacije hladne i ionizirane materije diskutirane u II. poglavlju. U svakom slučaju, još ne možemo donijeti čvrste zaključke zbog čega se trenutno provodi daljnja analiza ovog problema.

VI. ZAKLJUČAK

U ovom se radu proučavala neutralna materija kao jedna od komponenta međuzvezdane materije. Ista se može pronaći u dvije stabilne faze (WNM i CNM) i u jednoj nestabilnoj (LNM). Uzeli smo dva pristupa rastavu ovih faza koristeći simulacije kako bismo provjerili uzrok pronalaska jake korelacije hladne faze neutralne materije sa ioniziranom materijom [Bracco et al., 2020 [3]]. U prvom smo pristupu odvojili faze proučavajući ovisnost logaritma tlaka plina o logaritmu njegove brojevnice gustoće, dok smo u drugom pristupu računali temperaturu sjaja plina na kojoj smo primijenili programski paket ROHSA za sam rastav faza. Dobiveni rezultat ukazuje na to da naša analiza mjerenih podataka možda umjetno pojačava udio hladnog plina koji nije fizikalno. Ovaj bi rezultat mogao objasniti pronađenu korelaciju hladne neutralne materije i ionizirane materije zbog čega je daljnja analiza ovog problema trenutno u tijeku.

[1] E. Saury et al., 2014, A&A 567, A16
 [2] G. B. Field, 1965, ApJ, vol. 142, p.531
 [3] A. Bracco et al., 2020, A&A 644, L3
 [4] A. Marchal et al., 2019, A&A 626, A101
 [5] E. Bellomi et al., 2020, A&A 643, A36
 [6] L. Spitzer, Jr., Physical Processes in the Inter-

stellar Medium, Princeton University Observatory
 [7] H. J. Habing, 1968, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 19, 421
 [8] M.-A. Miville-Deschênes, P. G. Martin, 2007, A&A 469, 189–199