

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Teorinės fizikos ir astronomijos institutas

Milda Valytė

Galaktinių tėkmių dinamikos ir poveikio aplinkai analizė

Teorinės fizikos ir astrofizikos studijų programa

Studentas	Milda Valytė
Leista ginti	2026-05-19
Darbo vadovas	dr. Kastytis Zubovas
Recenzentas	dr. Donatas Narbutis
Instituto vadovas	prof. Egidijus Anisimovas

Vilnius 2026

Turinys

Įvadas	3
1 Aktyvios galaktikos ir jose besiformuojančios tėkmės	6
1.1 Aktyvūs galaktikų branduoliai	6
1.2 Tėkmių varymo mechanizmų fizikinis aprašymas	6
1.2.1 Judesio kiekio varomos tėkmės	7
1.2.2 Energijos varomos tėkmės	8
1.3 Tėkmių klasifikacija ir stebėjimai	9
2 Masės pernašos spartos nustatymo problematika	10
2.1 $\dot{M}_{\text{out}}$ įvertinimas stebėjimuose	10
2.2 $\dot{M}_{\text{out}}$ įvertinimas skaitmeniniuose modeliuose	11
3 Skaitmeniniai modeliai	13
3.1 Idealizuoti izoliuoti GADGET-3 modeliai	13
3.2 Kosmologinis IllustrisTNG50 modelis	16
4 Tėkmės identifikavimas skaitmeniniuose modeliuose	18
4.1 Kinematinio kriterijaus pagrindimas	18
4.2 Temperatūrinio kriterijaus pagrindimas	19
4.3 UMAP analizė	21
5 IllustrisTNG50 modelio rezultatų analizės metodikos	24
5.1 Galaktikų atrinkimas	24
5.2 Galaktikų parametrų apskaičiavimas	25
5.3 Tėkmių paieška	27
5.4 Tėkmių savybių apskaičiavimas	28
6 Masės pernašos spartos įvertinimas	30
6.1 Masės pernašos spartos įverčių palyginimas	30
6.2 Jautrumas hiperparametrms	32
6.3 Stebėjimo krypties įtaka masės pernašos spartos įverčiams	34
6.4 $\dot{M}_{\text{out}}$ analizės išvados	35
7 Tėkmių savybės TNG50 modelyje	37
7.1 Masės pernašos spartos evoliucija	39
7.2 Parametrų nuokrypių nuo geriausiai pritaikomos vertės analizė	40
7.3 Lyginimas su stebėjimais	44
Išvados	49
Literatūra	50
Priedas	55

Įvadas

Galaktinės tēkmės - tai energingi dujų srautai, išmetami iš galaktikų ir darantys reikšmingą įtaką jų evoliucijai. Šios tēkmės gali formuotis dėl skirtingų priežasčių - supernovų sproginų arba aktyvaus galaktikos branduolio veiklos (toliau vartojamas trumpinys AGN) (Wylezalek & Morganti, 2018).

Tēkmės masės pernašos sparta yra vienas pagrindinių parametrų, apibūdinančių grįžtamojo ryšio efektyvumą. Praktikoje $\dot{M}_{\text{out}}$ vertės gali smarkiai skirtis priklausomai nuo pasirinkto įvertinimo metodo, pavyzdžiui, Eulerinio ar Lagranžinio skaičiavimo metodo, taip pat nuo to, kokie dujų elementai priskiriami pačiai tēkmei. Todėl vienas svarbiausių šio darbo tikslų yra nuosekliai atskirti skirtingus metodinio neapibrėžtumo sluoksnius ir įvertinti, kurie iš jų labiausiai veikia galutinį $\dot{M}_{\text{out}}$ įvertį.

Šiame darbe sujungiami keli ankstesni analizės etapai. Pirmiausia, naudojant idealizuoto Gadget modelio momentines nuotraukas, nagrinėjama, kaip $\dot{M}_{\text{out}}$ priklauso nuo tēkmės atrankos kriterijų, pasirinkto skaičiavimo metodo ir stebėjimo krypties. Tokia kontrolinė analizė leidžia įvertinti sistematines paklaidas gerai apibrėžtoje aplinkoje. Vėliau šios metodinės išvados pritaikomos kosmologiniam TNG50-1 modeliui, kuriame tēkmės jau analizuojamos kaip daugiafazės, realistiškesnės galaktikų sistemos. Galiausiai modelio rezultatai lyginami su stebėjimų duomenimis (Fluetsch et al., 2019), siekiant įvertinti ne tik pačių sąryšių formą, bet ir tai, kiek metodinės $\dot{M}_{\text{out}}$ paklaidos riboja tokio palyginimo tikslumą.

Šiame darbe galaktinių tēkmių poveikis aplinkai nagrinėjamas ne tiesiogiai modeliuojant visos aplinkinės terpės evoliuciją, bet per pačių tēkmių dinamines, fazines ir energetines savybes. Būtent masės, judesio kiekio ir energijos pernašos spartos leidžia įvertinti, kokį grįžtamojo ryšio poveikį tēkmės gali turėti galaktikos dujų terpei ir žvaigždėdaros aplinkai.

Darbo tikslas

Nustatyti realių ir sumodeliuotų galaktinių tēkmių dinaminių ir energetinių savybių atitikimą.

Uždaviniai

1. Sukalibruoti tēkmių atrankos ir parametrų skaičiavimo metodiką idealizuotuose modeliuose.
2. Įvertinti tēkmių, sumodeliuotų IllustrisTNG50-1 kosmologiniame skaitmeniniame modelyje, fizikines savybes skirtingose kosminėse epochose ($z \sim 0$, $z \sim 2$ ir $z \sim 6$) ir jų sąryšius su SFR, $M_{\star}$ ir L_{AGN} .
3. Palyginti IllustrisTNG50-150-1 rezultatus su stebėjimų duomenimis ir nustatyti pagrindinius modelio bei stebėjimų neatitikimų šaltinius.

Mokslinė veikla

Dalis šiame magistro baigiamajame darbe pristatomų rezultatų buvo pristatyti mokslinėse konferencijose bei mokymuose.

Žodiniai pranešimai konferencijose

1. 2025-05-14 – konferencijoje *Open Readings 2025* (Vilnius, Lietuva) skaitytas žodinis pranešimas sesijoje O5 *Comparison of Simulated and Observed Galactic Outflows* (ISSN 3030-2463). Prieiga internete: <https://openreadings.eu/>.
2. 2026-04-27 – konferencijoje *Open Readings 2026* (Vilnius, Lietuva) skaitytas žodinis pranešimas sesijoje O1 *From Simulation to Observation: Testing Compatibility of AGN Outflow Rate Estimates*. Prieiga internete: <https://openreadings.eu/>.
3. 2026-05-27 – tarptautinėje konferencijoje *The Nordic-Baltic Astronomy Days 2026* (Turku, Suomija) patvirtintas žodinis pranešimas *AGN-Driven Outflow Scaling Relations: Robust Mass-Outflow-Rate Measurements from Simulations*. Prieiga internete: <https://indico.global/event/15138/>.

Stendiniai pranešimai konferencijose

1. 2025-06-25 – tarptautinėje konferencijoje *European Astronomical Society Annual Meeting 2025* (Korkas, Airija) pristatytas trumpas žodinis pranešimas ir ePoster *Are Simulated Galactic Outflows Similar to Real Ones?* sesijoje *SS27b: Unleashing the Power: Linking the Small and the Large in Multi-phase AGN Outflows*. Prieiga internete: <https://eas.unige.ch/EAS2025/>.
2. 2025-10-09 – 46-ojoje Lietuvos nacionalinėje fizikos konferencijoje (Kaunas, Lietuva) pristatytas stendinis pranešimas *Ar kosmologiniai modeliai atkuria stebimas galaktines tėkmes? (Do Cosmological Simulations Reproduce Observed Galactic Outflows?)*. Prieiga internete: <https://lnfk.ktu.edu/>.
3. 2025-10-21 – doktorantų ir jaunųjų mokslininkų konferencijoje *FizTech2025* (Vilnius, Lietuva) pristatytas stendinis pranešimas *Ar kosmologiniai modeliai atkuria stebimas galaktines tėkmes?* Prieiga internete: <https://www.ftmc.lt/informacija-apie-fiztech2025-metu-konferencija/>.

Tyrimų rezultatų pristatymas mokymuose

1. 2025-09-18–20 – *Europlanet Astrobiology Workshop 2025 Lithuania* (Molėtai, Lietuva). Prieiga internete: https://mao.tfai.vu.lt/schools/index.php?option=com_content&task=view&id=230&Itemid=344.

2. 2025-12-02–04 – *The First Training Event of the Astronomy Competence Centre Pilot Project (Astro-CC Pilot)* (Madridas, Ispanija). Prieiga internete: <https://indico.in2p3.fr/event/36738/overview>.
3. 2026-03-25–27 – *Data Provider Forum of the Astronomy Competence Centre Pilot Project* (Heidelbergas, Vokietija). Prieiga internete: <https://indico.in2p3.fr/event/37439/>.

Mokslinis projektas Mokslinė veikla vykdyta projekte *Daugiafazių galaktinių tėkmių kilmė, raida ir poveikis* (Nr. S-MIP-24-100).

1 Aktyvios galaktikos ir jose besiformuojančios tėkmės

Žemiau aptarsime ir paaiškinsime, kas yra aktyvūs galaktik  branduoliai, kaip jie susiję su galaktinių t kmi  formavimusi, aprašysime t kmi  varymo mechanizm  fizik  bei stebėjimus. Taip pat pristatysime, kaip stebėjimuose ir skaitmeniniuose modeliuose apibrėžiama bei įvertinama masės pernašos sparta $\dot{M}_{\text{out}}$, ir kodėl šio dydžio vertės gali priklausyti nuo pasirinktos skaičiavimo metodikos, dujų atrankos kriterijų bei projekcijos (stebėjimo kampo). Šis teorinis  vadas parengtas remiantis 2024 m. apgintu bakalauro darbu bei 2025 / 2026 m. apgintais mokslo tiriamaisiais darbais magistro studijose, glaudžiai susijusiais su šio tyrimo tema (Valyt , 2024, 2025a,b, 2026).

1.1 Aktyvūs galaktik  branduoliai

Bendrai tariant, aktyviais galaktik  branduoliais (AGN) vadinama energinga spinduliuot  galaktikos centrinėje dalyje, kuri negali tiesiogiai būti priskirta  vaig dinei spinduliuotei ir yra daug reik mingesn  nei likusi galaktikos spinduliuot  (Peterson, 1997). Ma o raudonojo poslinkio AGN galaktik  populiacija gali būti išskirta į dvi pagrindines kategorijas pagal dominuojan i  energijos i eig  (Heckman & Best, 2014):

1. Seyferto galaktikos (pagrindin  energijos išeiga yra **elektromagnetin  spinduliuot **, atsiradusi dėl efektyvios dujų akrecijos   supermasyvi  juod j  skyl  (SMBH));
2. Radijo galaktikos (pagrindin  energijos išeiga - **kinetin  energija**, kuri  perduoda kolimuotos čiurkšlės, susiformavusios dėl dujų akrecijos   SMBH).

Seyferto galaktikose stebime, kad $L/L_{\text{Edd}} \gtrsim 0,01$, tuo tarpu radijo galaktikose $L/L_{\text{Edd}} \lesssim 0,01$.  ia L_{Edd} - Edingtono  viesis:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi G M c}{\kappa}, \quad (1)$$

kur G - gravitacijos konstanta, M - juodosios skylės mas , c - šviesos greitis, κ - terpės neskaidrumas laisvuj  elektronų sklaidai. $L_{\text{Edd}} = 1,3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ erg s}^{-1}$.

Ir Seyferto, ir radijo galaktikose stebime t kmes - energingus dujų srautus, išmetamus i  galaktik . Kalbant apie Seyferto galaktikose stebimas t kmes, yra išskiriami du pagrindiniai t kmi  generavimo mechanizmai - energijos ir judesio kiekio varomos tėkmės ( r. 1.2 skyrių). AGN v j  varom  t kmi  modelis yra labai perspektyvus ir gali paaiškinti steb jim  rezultatus.

1.2 T kmi  varymo mechanizm  fizikinis aprašymas

Pirm  kartą vėjo varom  t kmi  teorinis modelis aprašytas King (2003) straipsnyje. Atliekant tyrim  buvo tikima i, kad šis aprašymas padės geriau paaiškinti centrinio telkinio greičių dispersijos σ_{bulge} s ry j  su juodosios skylės mase M_{BH} .

Yra išskiriami du pagrindiniai t kmi  varymo mechanizmai - energijos ir judesio kiekio varomos tėkmės. Aprašyti šiems mechanizmams remsiuosi Zubovas & King (2019) straipsnyje pateikta medžiaga.

1.2.1 Judesio kiekio varomos tėkmės

Judesio kiekio varomos tėkmės pasižymi tuo, jog dujos, esančios prie supermasyvios juodosios skylės (toliau vartojamas trumpinys - SMBH) yra veikiamos vėjo ($v \sim 0,1c$) judesio kiekio. Šie vėjai galaktikose formuojasi SMBH aplinkoje dėl spinduliuotės slėgio įtakos aplinkinėms dujoms. Jie, sąveikaudami su tarp vaig zdine terpe (ISM), suformuoja smūgines bangas, kurios yra skirstomos į vidines (l tinan ias v j ) ir išorines (greitinan ias išmetam  med iag ). Šio proceso metu smarkiai pakyla dujų temperatūra, įkaitusios dujos plečiasi ir formuojasi didelio masto tėkmės, kurios gali išvalyti aplinkines galaktikos dujas, taip paveikdamos  vaig zd dar . Tėkmės yra stebimos net tada, kai AGN veikla yra sustabdoma.

Šiuo atveju vėjo paveiktų dujų judėjimo lygtis yra apibrėžiama kaip antrasis Niutono dėsnis:

$$\frac{d}{dt} [M(R)\dot{R}] = \tau \frac{L_{AGN}}{c} - \frac{GM(R)M_b(R)}{R^2}. \quad (2)$$

 ia kairėje pusėje yra pažymėtas besikuriančios tėkmės judesio kiekio pokytis. R - atstumas, M - tėkmės mas , $\dot{R}$ - tėkmės greitis. Pirmasis narys dešinėje pusėje žymi t km  varančių j g  (vėjo judesio kiekį), o antrasis narys - gravitacijos j g .  ia M_b - „fonin “ mas , įskaitant  vaig zdes, tamsi j  materij  ir juod j  skyl . Jeigu kalbame apie atvej , kai $R \gg R_{inf}$, kur R_{inf} - įtakos spindulys, tada SMBH gravitacijos j g  galima atmesti. Jeigu tarsime, kad visa medžiaga yra pasiskirsčiusi izotermi kai

$$\rho_{tot}(R) = \frac{\sigma^2}{2\pi GR^2}; \quad M_{tot}(R) = \frac{2\sigma^2}{G}R, \quad (3)$$

tada 2 lygtį galime perrašyti kaip

$$\frac{2f_g\sigma^2}{G} \frac{d}{dt}(R\dot{R}) = \tau \frac{L_{AGN}}{c} - \frac{4f_g(1-f_g)\sigma^4}{G}, \quad (4)$$

kur $f_g \equiv \frac{\rho_g}{\rho_{tot}}$. Jeigu abi puses padauginsime iš $R\dot{R}$ ir pertvarkysime lygtį, gausime

$$\frac{d}{dt} [(R\dot{R})^2] = \frac{G}{2f_g\sigma^2} \left[\tau \frac{L_{AGN}}{c} - \frac{4f_g(1-f_g)\sigma^4}{G} \right] \frac{d}{dt}(R^2). \quad (5)$$

I sprend   i  lygtį galime gauti naudingos informacijos apie t km  greičio profilį. Gaunamas sprendinys

$$\dot{R}^2 = \frac{G}{2f_g\sigma^2} \left[\tau \frac{L_{AGN}}{c} - \frac{4f_g(1-f_g)\sigma^4}{G} \right] + \frac{C}{R^2}, \quad (6)$$

 ia C - integravimo konstanta.

Kritinis AGN šviesis, kai $\tau = 1$ King (2010), apibrėžiamas kaip:

$$L_{AGN} > L_{crit} = 4f_g(1-f_g)\sigma^4 c/G, \quad (7)$$

O kritinė masė maksimaliam šviesiui:

$$M_{\text{BH}} > M_{\sigma} = k_{\text{es}} f_g (1 - f_g) \sigma^4 / \pi G^2. \quad (8)$$

Kad gautume kritinę masę, yra daroma $L_{\text{AGN}} = L_{\text{Edd}}$ prielaida. Taip pat tyrimuose įrodyta, kad M_{bulge} priklausomybė nuo σ gerai sutampa su stebėjimų duomenimis (King, 2010).

1.2.2 Energijos varomos tėkmės

Kitas svarbus AGN tėkmių varymo mechanizmas yra energijos varomos tėkmės. Dideliais maseliais išplitęs vėjas vėsta neefektyviai ir didžioji dalis kinetinės energijos yra perduodama aplinkinėms dujoms. Tokiu atveju judėjimo lygtis yra aprašoma kaip:

$$\frac{d}{dt} [M(R) \dot{R}] = 4\pi R^2 P - \frac{4\pi G M(R) M_{\text{tot}}(R)}{R^2}. \quad (9)$$

9 lygtyje esantys nariai turi tokią pačią reikšmę kaip ir aprašyti 2 lygtyje. Čia P - atsirandančio burbulo slėgis. Burbulo (tėkmės) energijos pokyčius einant laikui galime aprašyti energijos lygtimi:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{3}{2} P V \right] = \frac{\eta}{2} \dot{L}_{\text{AGN}} - P \frac{dV}{dt} - \frac{dE_g}{dt}. \quad (10)$$

Čia V - burbulo tūris, E_g - gravitacinio ryšio energija. Ši lygtis yra būtina norint suprasti kaip efektyviai tėkmės kinetinė energija yra perduodama aplinkinėms dujoms, ypač didelėse skalėse. Atlikus tam tikrus matematinius išvedimus galima gauti „asimptotinę“ tėkmės greitį, kuris galioja tada, kai masės pasiskirstymas yra izoterminis:

$$v_e \cong \left(\frac{2\eta l c \sigma^{2/3} f_c}{3f'_g} \right)^{1/3} \cong 930 \left(\frac{\eta_{0,1} l f_c}{f'_g} \right)^{1/3} \sigma_{200}^{2/3} \text{ km s}^{-1}. \quad (11)$$

Šis greitis yra daug didesnis, nei tipiniai dujų pabėgimo greičiai iš galaktikos, todėl energijos varomos tėkmės gali būti pilnai išstumiamos iš galaktikos. Bendruoju atveju galutinė judėjimo lygtis (Zubovas et al., 2022):

$$\ddot{R} = \frac{3(\gamma - 1)}{MR} \left(\frac{\eta}{2} L_{\text{AGN}} - A \right) - B, \quad (12)$$

čia A :

$$A = \dot{M} R^2 + M \dot{R} \ddot{R} + \frac{2G\dot{R}}{R^2} M \left(M_{\text{pot}} + \frac{M}{2} \right), \quad (13)$$

ir B :

$$B = \frac{\ddot{M} \dot{R}}{M} + \frac{\dot{M} \dot{R}^2}{MR} + \frac{2\dot{M} \ddot{R}}{M} + \frac{\ddot{R} \dot{R}}{R} + \frac{G}{R^2} \left[\frac{M_{\text{pot}} \dot{M}}{M} + \dot{M} + \dot{M}_{\text{pot}} - \left(M_{\text{pot}} + \frac{M}{2} \right) \frac{\dot{R}}{R} \right]. \quad (14)$$

Masės išvestinės pagal laiką apibrėžiamos kaip $\dot{M} \equiv \frac{\partial M}{\partial R} \dot{R}$ ir $\ddot{M} \equiv \ddot{R} \frac{\partial M}{\partial R} + \dot{R}^2 \frac{\partial^2 M}{\partial R^2}$.

1.3 Tėkmių klasifikacija ir stebėjimai

Galaktinės tėkmės gali formuotis ne tik dėl aktyvaus galaktikos branduolio (AGN) veiklos, bet ir dėl intensyvių žvaigždėdaros procesų. Tokios tėkmės vadinamos žvaigždėdaros varomomis tėkmėmis. Vis dėlto aiški riba tarp AGN varomų ir žvaigždėdaros varomų tėkmių ne visada egzistuoja, nes šie procesai gali būti glaudžiai susiję. Nauji modeliai rodo, kad žvaigždžių kuriamos tėkmės gali praturtinti aplinkgalaktinę terpę metalais ir taip sustiprinti AGN grįžamojo ryšio poveikį. Iš to seka, kad šie procesai gali sąveikauti tarpusavyje (Wylezalek & Morganti, 2018).

Pagal stebimus spektrinius indikatorius dažniausiai išskiriami trys pagrindiniai tėkmių tipai: molekulinės, neutralios atominės ir jonizuotos tėkmės. Šių fazių fizikinės savybės ir pagrindiniai stebėjimo indikatoriai susisteminti 1 lentelėje. Toliau šių tėkmių tipai aptariami remiantis Veilleux et al. (2020).

Molekulinės tėkmės yra siejamos su šaltomis dujomis (žr. 1 lentelę) ir dažnai tiesiogiai asocijuojamos su žvaigždėdara. Molekulinės tėkmės, kurių pagrindiniai indikatoriai yra CO ir OH molekulės, pirmą kartą buvo aptiktos I tipo Seiferto galaktikoje Mrk 231 (González-Alfonso et al., 2014). Šios tėkmės gali reikšmingai reguliuoti galaktikose vykstančius žvaigždėdaros procesus, nes jos pašalina arba perskirsto šaltas dujas, iš kurių formuojasi žvaigždės. Tipiniai molekulinų tėkmių greičiai siekia nuo kelių šimtų iki kelių tūkstančių km s^{-1} .

Neutralios atominės tėkmės yra sudarytos iš neutralių atomų, pavyzdžiui, H I arba Na I. Šios tėkmės atlieka svarbų vaidmenį reguliuojant galaktikos barioninės medžiagos kiekį. Įprastai stebimi jų greičiai yra keli šimtai km s^{-1} . Neutralias atominės tėkmes aptikti sudėtingiau, nes jas dažnai sunku atskirti nuo galaktikos disko dujų. Vienas dažniausiai naudojamų jų indikatorių yra Na I D absorbcijos linijos optiniame spektro ruože.

Jonizuotos tėkmės yra sudarytos iš karštų, jonizuotų dujų ir dažnai aptinkamos pagal stiprias emisijos linijas, tokias kaip [O III]. Šios tėkmės paprastai pasižymi dideliais greičiais, kurie gali siekti kelis tūkstančius km s^{-1} . Jonizuotų tėkmių stebėjimą apsunkina ekstinkcija, todėl skirtingoms jonizacijos būsenoms tirti naudojami skirtingi spektriniai ruožai. Smarkiai jonizuotos tėkmės aptinkamos rentgeno diapazone, o pagrindiniai jų indikatoriai yra Fe XXV ir Fe XXVI absorbcijos bei emisijos linijos. Šių tėkmių stebėjimas yra būtinas norint suprasti grįžamojo ryšio procesus kvazaruose (Cicone et al., 2018).

Tėkmių stebėjimas gali būti komplikotas procesas, ypač siekiant atskirti AGN ir žvaigždėdaros varomas tėkmes. Pavyzdžiui, mažo šviesio AGN turinčiose galaktikose, kai $L < 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$, abiejų mechanizmų sukuriamų tėkmių greičiai gali būti labai panašūs. Tokiais atvejais taikomi papildomi diagnostiniai metodai, pavyzdžiui, BPT diagramos (Baldwin et al., 1981) arba erdviškai išskiriama spektroskopija (Evans et al., 2010). Pastaroji leidžia tirti tėkmės geometriją, kuri tam tikrais atvejais taip pat padeda nustatyti tėkmės kilmę (Wylezalek & Morganti, 2018).

Norint nustatyti tėkmės fazinę sudėtį, naudojami skirtingi spektriniai indikatoriai. Molekulinės tėkmės dažniausiai stebimos milimetrinių ir submilimetrinių bangų teleskopais, tokiais kaip ALMA

1 lentelė. Galaktinių tėkmių tipai ir jų indikatoriai. Šaltinis: Cicone et al. (2018)

Tėkmių dujų fazė	Pagrindiniai indikatoriai	$\langle T_{\text{dujų}} \rangle$ [K]	$\langle n_{\text{dujų}} \rangle$ [e^- , HI, H ₂ cm ⁻³]
Labai jonizuotos	Rentgeno absorbcijos linijos	$10^6 - 10^7$	$10^6 - 10^8$
Jonizuotos	[O III]; H α	$10^3 - 10^4$	$10^2 - 10^4$
Neutralios atominės	H I 21 cm; Na I D; [C II]	$10^2 - 10^3$	$1 - 10^2$
Molekulinės	CO; OH; [C II]; H ₂ IR linijos	$10 - 10^2$	$\geq 10^3$

arba NOEMA, o dažniausias jų indikatorius yra CO emisijos linijos. Neutralios atominės tėkmės dažnai aptinkamos pagal Na I D absorbcijos linijas optiniame spektro ruože. Jonizuotos tėkmės dažniausiai identifikuojamos pagal [O III] emisijos linijas, o labai jonizuotos tėkmės - pagal rentgeno absorbcijos ir emisijos linijas.

Analizuojant stebėjimų duomenis taip pat pastebima, kad galaktikos ir AGN parametrai, tokie kaip juodosios skylės masė M_{BH} ir aktyvaus branduolio šviesis L_{AGN} , yra susiję su tėkmių savybėmis. Pavyzdžiui, parodyta, kad galaktikose, turinčiose didesnės masės juodąsias skyles, tėkmės pasižymi didesnėmis masės ir energijos pernašos spartomis (Rupke et al., 2017). Tuo tarpu didesnis L_{AGN} siejamas ne tik su didesne masės ar energijos pernašos sparta, bet ir su didesniu tėkmės judesio kiekiu (Fluetsch et al., 2019).

2 Masės pernašos spartos nustatymo problematika

Vienas pagrindinių parametrų, naudojamų apibūdinti galaktikinių tėkmių energingumą ir jų sąveiką su aplinkine terpe, yra masės pernašos sparta $\dot{M}_{\text{out}}$. Praktikoje šis dydis dažnai išreiškiamas per vadinamąjį masės perdavimo faktorių

$$\eta \equiv \frac{\dot{M}_{\text{out}}}{\text{SFR}}, \quad (15)$$

kuris ypač plačiai taikomas žvaigždėdaros varomų tėkmių kontekste kaip jų efektyvumo matas.

Vis dėlto pats $\dot{M}_{\text{out}}$ nėra vienareikšmis dydis. Jo vertė gali reikšmingai skirtis priklausomai nuo pasirinkto apibrėžimo, naudojamų geometrinių prielaidų, dujų fazės atrankos, taip pat nuo stebėjimo krypties ir projekcijos efektų (Chisholm et al., 2017; Harrison & Ramos Almeida, 2024; Howatson et al., 2025). Dėl šios priežasties patikimas masės pernašos spartos įvertinimas ir su juo susijusių sisteminių neapibrėžtumų supratimas yra būtini tiek interpretuojant stebėjimus, tiek lyginant juos su skaitmeninių modelių prognozėmis.

2.1 $\dot{M}_{\text{out}}$ įvertinimas stebėjimuose

Stebėjimuose masės pernašos sparta paprastai nustatoma iš spektroskopinių duomenų, kuriuose tėkmės savybės matuojamos tik regėjimo linijos projekcijoje. Todėl stebėtojas negali tiesiogiai išmatuoti tikrojo radialinio greičio v_r ir erdvinio tėkmės spindulio r , o vietoje jų remiasi projekciniais dydžiais, tokiais kaip v_{los} ir R_{proj} . Dėl to $\dot{M}_{\text{out}}$ įvertinimas neišvengiamai priklauso nuo papildomų prielaidų apie tėkmės geometriją, tankį ir erdvinį mastą (Harrison & Ramos Almeida,

2024).

Naudojant UV arba optines absorbcijos linijas, tiesiogiai išmatuojami jonų stulpelio tankiai (pvz., $N_{\text{Si II}}$) ir Doplerio poslinkiai. Tokiu atveju masės pernašos sparta gali būti įvertinama taikant plono kevalo aproksimaciją:

$$\dot{M}_{\text{thin}} = \Omega C_f \mu m_p N_H R_{\text{out}} v_{\text{out}}, \quad (16)$$

kur Ω yra tėkmės erdvinis kampas, C_f - faktorius, nusakantis foninio šaltinio dalį, uždengtą tėkmės dujų, N_H - bendras vandenilio stulpelio tankis (gaunamas taikant jonizacijos korekcijas), R_{out} - charakteristinis tėkmės spindulys, o v_{out} - iš linijos profilio nustatytas greitis (Chisholm et al., 2017). Tačiau šis metodas turi apribojimų - R_{out} nėra tiesiogiai išmatuojamas iš absorbcijos linijų. Be to, Ω ir C_f dažnai parenkami remiantis supaprastintais geometriniais modeliais, o N_H stipriai priklauso nuo jonizacijos korekcijų ir metalų gausos prielaidų. Dėl šių priežasčių $\dot{M}_{\text{out}}$ vertė gali smarkiai skirtis priklausomai nuo daromų prielaidų apskaičiuojant minėtus fizikinius parametrus (Chisholm et al., 2017; Carr et al., 2025).

Emisijos linijų (pvz., $H\alpha$, [O III]) stebėjimai, ypač naudojant integralinio lauko spektroskopiją (IFU), suteikia papildomos erdvinės informacijos apie tėkmės struktūrą. Tada dažnai taikomas paprastesnis įvertis:

$$\dot{M}_{\text{out}} = C \frac{M_{\text{gas}} v_{\text{out}}}{r_{\text{out}}}, \quad (17)$$

kur M_{gas} yra tėkmei priskiriama dujų masė, v_{out} - charakteristinis tėkmės greitis, r_{out} - vidutinis tėkmės spindulys, o koeficientas $C \in \{1, 3\}$ atspindi skirtingas prielaidas apie tėkmės geometriją (Fluetsch et al., 2019; Bischetti et al., 2019; Herrera-Camus et al., 2019). Šio apibrėžimo privalumas yra tas, kad nereikia atskirai apibrėžti kevalo storio Δr ar erdvinio kampo Ω , taip išvengiant papildomų neapibrėžtumų. Vis dėlto, M_{gas} ir r_{out} apibrėžimai taip pat įveda papildomas paklaidas ir 17 formulėje apibrėžtos masės pernašos spartos skaičiavimams.

Papildomas svarbus neapibrėžtumo šaltinis yra dujų masės nustatymas iš emisijos linijų. Jonizuotų dujų masė paprastai apskaičiuojama darant prielaidą apie elektronų tankį n_e , todėl $\dot{M}_{\text{out}}$ tampa labai jautrus pasirinktai tankio diagnostikai. Pastebimas „tankio paradokas“, kai dėl emisijos linijų įvertinimo neapibrėžtumų n_e gali būti pervertintas iki ~ 2 dex, o tai lemia iki ~ 4 dex paklaidą analizuojant $\dot{M}_{\text{out}}$ (Howatson et al., 2025). Be to, net ir esant aukštai IFU kampinei skiriamajai gebai, stebėjimo kryptis ir projekciniai efektai reikšmingai keičia išmatuojamą greitį, aptikimo tikimybę ir galutinio $\dot{M}_{\text{out}}$ įvertinimo tikslumą (Kostyuk et al., 2025; Holden & Tadhunter, 2025).

2.2 $\dot{M}_{\text{out}}$ įvertinimas skaitmeniniuose modeliuose

Hidrodinaminiai skaitmeniniai modeliai suteikia galimybę tėkmių savybes, įskaitant masės pernašos spartą $\dot{M}_{\text{out}}$, įvertinti tiesiogiai naudojant pilną trimatę dujų dalelių (ar gardelės elementų) informaciją. Vienas plačiai taikomų metodų, naudotas ir Nelson et al. (2019) darbe, remiasi masės srauto skaičiavimu per ploną sferinį kevalą, esantį pasirinktu atstumu r nuo galaktikos centro:

$$\dot{M}_{\text{Euler}}(r) = \frac{1}{\Delta r} \sum_i m_i v_{r,i}, \quad (18)$$

kur m_i yra i -osios dujų dalelės masė, Δr - sferinio kevalo storis, o

$$v_{r,i} = \frac{\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_i|} \quad (19)$$

yra radialinė greičio komponentė galaktikos centro atžvilgiu. Šis Eulerinis aprašymas nusako masės srautą konkrečiame radialiniame apvalkale ir todėl yra jautrus tiek pasirinktam spinduliui, tiek kevalo storiui.

Alternatyvus Lagranžinis metodas remiasi individualių dalelių trajektorijų sekimu tarp dviejų momentinių nuotraukų, atskirtų laiko intervalu Δt . Tokiu atveju masės pernašos sparta apibrėžiama kaip masė, kuri per Δt kerta sferinį paviršių ties pasirinktu spinduliu r :

$$\dot{M}_{\text{Lag}}(r) = \frac{\Delta M_{\text{cross}}}{\Delta t}, \quad (20)$$

kur ΔM_{cross} yra dalelių, perėjusių per pasirinktą paviršių, bendra masė. Šis apibrėžimas yra fiziškai tiesioginis, tačiau jautrus momentinių nuotraukų laiko diskretizacijai Δt . Jei intervalas per trumpas, paviršių kertančių dalelių gali būti mažai (Pandya et al., 2021). Analizuojant skaitmeninius modelius galime apibrėžti ir integralinį masės pernašos spartos analogą, artimesnį stebėjimuose dažnai naudojamam Mv/R įverčiui:

$$\dot{M}_{\text{int}} = \frac{\sum_i m_i v_{r,i}}{R_{\text{char}}}, \quad (21)$$

Čia R_{char} apibrėžiamas kaip masės svartinis atrinktų tėkmės dalelių vidutinis spindulys,

$$R_{\text{char}} = \frac{\sum_i m_i r_i}{\sum_i m_i}, \quad (22)$$

Toks pasirinkimas yra motyvuotas tuo, kad didžiausią indėlį į integralinį įvertį turi ta srities dalis, kurioje sutelkta didžioji tėkmės masės dalis.

Taigi tiek stebėjimuose, tiek skaitmeniniuose modeliuose $\dot{M}_{\text{out}}$ gali būti įvertinamas nevienareišmiškai. Skirtingi įverčiai matuoja skirtingas fizines savybes: vieni aprašo lokalų momentinį srautą konkrečiame apvalkale, kiti per baigtinį laiką paviršių kertančią masę, tretį - integralinį tėkmės stiprumo įvertį.

3 Skaitmeniniai modeliai

Skaitmeniniai kosmologiniai modeliai yra vieni pagrindinių įrankių, leidžiančių tirti struktūrų formavimąsi Visatoje, galaktikų evoliuciją ir jų sąveiką su aplinkine terpe. Istoriskai šių modelių raida glaudžiai susijusi su N -kūnų metodų plėtra, skirta savigravituojančių sistemų dinamikai tirti. Vienu ankstyviausių tokių metodų pirmtakų galima laikyti Holmberg (1941) eksperimentą, atliktą Lundo observatorijoje: dvi sąveikaujančios galaktikos buvo pavaizduotos 37 kaitrinėmis lemputėmis kiekvienoje sistemoje, o gravitacinės sąveikos analogiškai įvertintos matuojant šviesos srautą fotoelementais, pasinaudojant tuo, kad tiek šviesos intensyvumas, tiek Niutono gravitacinė jėga mažėja kaip r^{-2} . Nors šis eksperimentas dar nebuvo kosmologinis modelis šiuolaikine prasme, jis laikomas svarbiu ankstyvu žingsniu galaktikų dinamikos ir sąveikų modeliavimo istorijoje.

Vėliau, susiformavus šaltosios tamsiosios medžiagos paradigmos pagrindams, N -kūnų modeliai tapo esminiu įrankiu tiriant, kaip iš pradinių tankio netolygumų formuojasi tamsiosios medžiagos halai ir kitos didelio masto kosminės struktūros (Blumenthal et al., 1984). Didėjant skaičiavimo ištekliams ir tobulėjant skaitiniams metodams, vien tik gravitaciniai modeliai buvo išplėsti į gravitacinius-hidrodinaminius kosmologinius modelius, kuriuose kartu evoliucionuoja tamsioji medžiaga, dujos, žvaigždės ir supermasyvios juodosios skylės. Tokiuose modeliuose papildomai įtraukiami dujų vėsimo, žvaigždėdaros, cheminės evoliucijos, juodųjų skylių augimo ir AGN grįžamojo ryšio aprašymai (Vogelsberger et al., 2020). Todėl šiuolaikiniai kosmologiniai modeliai, tokie kaip *Illustris* (Vogelsberger et al., 2014) ar *IllustrisTNG* (Nelson et al., 2019b), leidžia tirti ne tik didelio masto struktūrų formavimąsi, bet ir galaktikų vidinę sandarą bei galaktines tēkmes.

Šiame darbe yra naudojami du izoliuotų tēkmių modeliai, apskaičiuoti naudojant GADGET-3 kodą. Šie modeliai nesiekia atkurti stebimų galaktikų įvairovės ir yra naudojami kaip metodologinė priemonė, padedanti nuosekliau įvertinti $\dot{M}_{\text{out}}$ skaičiavimuose daromų prielaidų įtaką galutiniam sąryšiams bei papildyti Valytė (2025b) atliktą analizę. Tēkmių savybių ir galaktikų parametrų sąryšiams tirti naudojamas *IllustrisTNG* modelis, kuris apima plačią kosmologinę galaktikų imtį ir leidžia rezultatus lyginti su stebėjimais. Nors ir šių modelių aprašymai nėra vienodi (žr. 3.1 ir 3.2 skyrius), jų derinimas tarpusavyje padeda pasiekti tikslesnių rezultatų: idealizuoti modeliai leidžia kontroliuojamomis sąlygomis aprašyti metodiką ir įvertinti sistematines paklaidas, o *IllustrisTNG50* leidžia pritaikyti šią metodiką kosmologiniame kontekste.

3.1 Idealizuoti izoliuoti GADGET-3 modeliai

Idealizuotuose modeliuose nagrinėjama AGN varoma tēkmė ir jos sąveika su aplinkinėmis dujomis galaktikos centrinėje srityje. Skaičiavimai atlikti naudojant GADGET-3 kodą, o dujų dinamika aprašoma išskleistų dalelių hidrodinamikos (SPH) metodu. Šiame metode kiekvienai dujų dalelei priskiriama masė, padėtis, greitis ir termodinaminės savybės, o tolydūs skysčio laukai aprašomi naudojant branduolio (kernelio) funkciją. Pavyzdžiui, dujų tankis taške $\mathbf{r}$ apskaičiuojamas:

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_j m_j W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|, h), \quad (23)$$

kur $\rho(\mathbf{r})$ yra dujų tankis taške $\mathbf{r}$, m_j ir $\mathbf{r}_j$ - atitinkamai j -osios SPH dalelės masė ir koordinatė, W - branduolio funkcija, o h - adaptyvus skleidimo ilgis (Springel, 2005).

Abu šiame darbe naudojami GADGET-3 modeliai yra izoliuoti ir skirti ne konkrečiai stebimai galaktikai atkartoti, o kontroliuojamomis sąlygomis testuoti, kaip apibrėžiama pati tėkmė, bei įvertinti, kaip skirtingi $\dot{M}_{\text{out}}$ apibrėžimai priklauso nuo pasirinkto skaičiavimo metodo, metodo hiperparametrų parinkimo ir projekcijos. Analizėje šie modeliai toliau vadinami **simetriniu** ir **asimetriniu** modeliais. Šie pavadinimai nėra susiję su skirtingomis pradinėmis modeliavimo sąlygomis, o naudojami tik apibūdinti susiformavusios tėkmės morfologiją. Simetriniu vadinamas modelis, kuriame tėkmė pasižymi apytikre ašine simetrija z ašies atžvilgiu ir sudaro tvarkingą ir aiškiai išskiriamą struktūrą. Asimetriniu vadinamas modelis, kuriame tėkmė nėra ašiskai simetriška, dujos pasiskirsčiusios netolygiau, o apskaičiuojami parametrai stipriau priklauso nuo pasirinktos stebėjimo krypties.

Abu idealizuoti GADGET-3 modeliai turi tą patį bendrą masės kiekį: tą pačią centrinės juodosios skylės masę, bendrą dujų masę ir dujų dalį galaktikoje. Modeliai skiriasi dujų dalelių skaičiumi ir, atitinkamai, masės skyra: asimetriniame modelyje naudojama kiek daugiau dujų dalelių, todėl vienos dalelės masė yra mažesnė. Skirtumas matomas ir AGN šviesyje: simetriniame modelyje AGN šviesis yra maždaug dviem eilėmis didesnis. Taigi, nors abiejuose modeliuose AGN aktyvumo trukmė yra panaši, jų formuojamos tėkmės vystosi esant užduotoms skirtingoms energetinėms ir geometrinėms sąlygoms.

2 lentelė. GADGET-3 idealizuotų modelių parametrai.

Parametras	Simetrinis	Asimetrinis
Juodosios skylės masė $M_{\text{BH}} [M_{\odot}]$	10^8	10^8
Bendra dujų masė $M_{\text{gas}} [M_{\odot}]$	$2,3 \times 10^9$	$2,3 \times 10^9$
Dujų dalis f_g	0,1	0,1
Dujų dalelių skaičius N_{gas}	$\simeq 8,1 \times 10^5$	$\simeq 1,0 \times 10^6$
Dujų dalelės masė $m_{\text{gas}} [M_{\odot}]$	$\simeq 2,8 \times 10^3$	$\simeq 2,3 \times 10^3$
AGN aktyvumo epizodas [Myr]	$\sim 2,0 - 3,0$	$\sim 2,0 - 3,0$
AGN šviesis epizodo metu $L_{\text{AGN}} [\text{erg s}^{-1}]$	$\simeq 1,26 \times 10^{46}$	$\simeq 6,9 \times 10^{43}$

Idealizuotų modelių radialinė dujų struktūra gali būti įvertinta nagrinėjant dydį $\rho(r) r^2$. Sferiškai simetriško ir artimo pastoviam radialiam srautui atveju masės srautas per spindulį r aprašomas:

$$\dot{M}(r) = 4\pi r^2 \rho(r) v_r(r), \quad (24)$$

kur $\rho(r)$ yra tankis, o $v_r(r)$ - radialinio greičio komponentė. Jei $\dot{M}(r)$ tam tikrame spindulių intervale kinta nedaug, o $v_r(r)$ išlieka panašus, tuomet tikimasi, kad

$$\rho(r) \propto r^{-2}, \quad \rho(r) r^2 \approx \text{const.}$$

Todėl dydis ρr^2 yra naudingas diagnostinis rodiklis, leidžiantis įvertinti modelio anisotropiškumą.

Papildomai vertinamas ir ρr^2 išsibarstymas, skaičiuojant kintamąjį

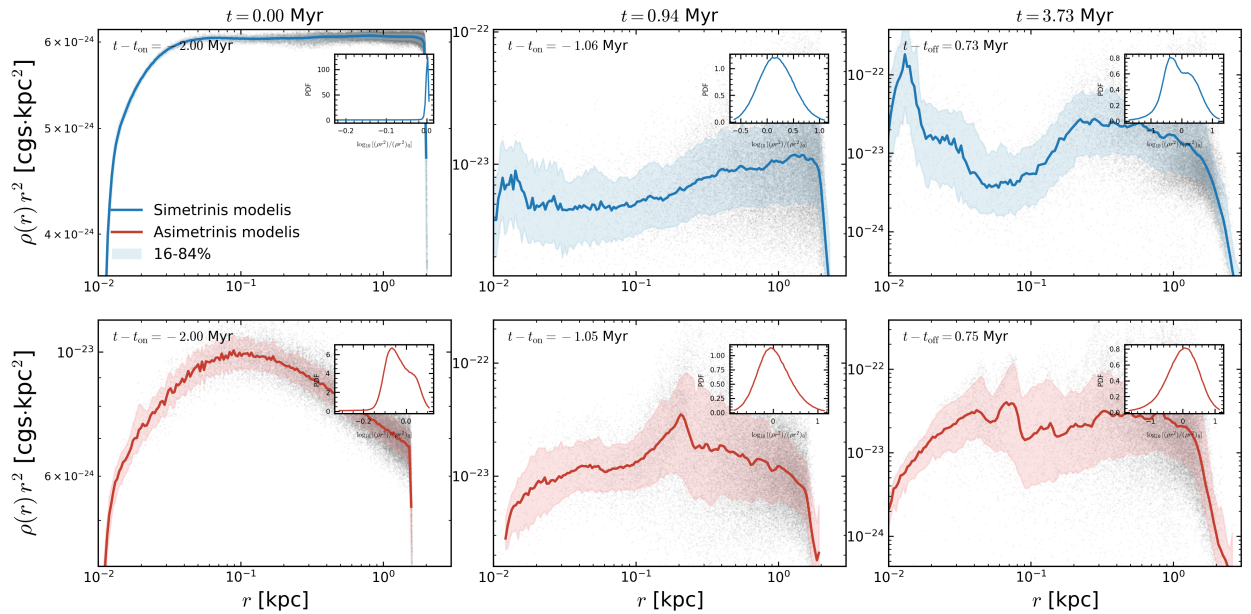
$$y_i \equiv \log_{10} \left(\frac{X_i}{X_0} \right) = \log_{10} \left(\frac{\rho_i r_i^2}{(\rho r^2)_0} \right), \quad (25)$$

kur $X_i = \rho_i r_i^2$ yra dalelės reikšmė, o $X_0 \equiv (\rho r^2)_0$ - normalizuota medianinė profilio reikšmė. Siauras y_i pasiskirstymas rodo, kad ρr^2 vertės susitelkusios arti bendros charakteringos reikšmės, t.y. terpė yra labiau vienalytė ir artimesnė sferiškai simetriškai būsenai. Tuo tarpu platus pasiskirstymas indikuoja radialinės struktūros nevienalytiškumą.

1 pav. parodyta ρr^2 struktūra abiem modeliams trimis vienodais laiko momentais. Viršutinėje eilėje pateiktas simetrinis modelis, apatinėje - asimetrinis. Kairėje matomas pradinis momentas ($t = 0,00$ Myr), viduryje - ankstyva evoliucijos stadija ($t = 0,94$ Myr), o dešinėje - vėlyvesnė stadija po AGN aktyvumo epizodo ($t = 3,73$ Myr).

Simetriniame modelyje pradinės būsenos ρr^2 profilis yra pastovus, matoma labai maža sklaida. Tuo tarpu asimetriniame modelyje jau pradiniu momentu matoma didesnė sklaida. Ankstyvoje evoliucijos stadijoje abiejuose modeliuose sklaida padidėja, tačiau asimetriniame modelyje ji išauga stipriau, rodydama greitesnį medžiagos persiskirstymą. Vėlyvoje stadijoje abiejuose modeliuose ρr^2 profilis tampa aiškiai nepastovus. Grafikuose matomi $\log_{10}[(\rho r^2)/(\rho r^2)_0]$ pasiskirstymai leidžia vizualiai įvertinti ne tik medianinę radialinę struktūrą, bet ir tai, kaip plačiai dalelės pasiskirsto aplink vidutinę ρr^2 reikšmę. Pradiniu momentu simetriniame modelyje šis pasiskirstymas yra labai siauras, o evoliucijos metu jis plėtėja. Asimetriniame modelyje pasiskirstymai visose stadijose yra platesni.

Taigi ρr^2 analizė parodo, kad simetrinis modelis išlieka idealizuoto atvejo analizės atitikmuo, o asimetrinis modelis geriau atspindi sudėtingesnę, anisotropinę terpę. Tai rodo, kad abiejų modelių struktūrinis sudėtingumas jau pradiniam lygmenyje nėra vienodas.



1 pav. GADGET-3 idealizuotų modelių dujų radialinė struktūra trimis laiko momentais: $t = 0,00$ Myr (kairėje), $t = 0,94$ Myr (viduryje) ir $t = 3,73$ Myr (dešinėje). Viršutinėje eilėje parodytas simetrinis modelis, apatinėje - asimetrinis. Pilki taškai žymi dujų dalelių pasiskirstymą, spalvotos kreivės - medianinį profilį, o užspalvintos sritys - 16-84% intervalą. Kiekviename grafike papildomai nurodytas atitinkamas laikas AGN aktyvumo pradžios arba pabaigos atžvilgiu. Įterptuose grafikuose pateikti $\log_{10}[(\rho r^2)/(\rho r^2)_0]$ pasiskirstymai, aprašantys ρr^2 verčių sklaidą apie medianinę reikšmę.

3.2 Kosmologinis IllustrisTNG50 modelis

IllustrisTNG - tai didelio masto kosmologinių gravitacinių magnetohidrodinaminių modelių rinkinys, apskaičiuotas naudojant judančios gardelės kodą AREPO (Nelson et al., 019b). AREPO sujungia klasikinius Lagranžinį (Springel, 2005) ir Eulerinį (Teyssier, 2002) aprašymus bei padeda apeiti šiuose aprašymuose esančius modelių rezultatų kokybę ribojančius veiksnius. AREPO kode implementuota Voronoi teseliacinė gardelė juda kartu su skysčiu, todėl sumažėja skaitinė difuzija ir pagerėja modelių skiriamoji geba tose srityse, kur astrofizikiniai procesai vyksta mažesnėse skalėse (Springel, 2010).

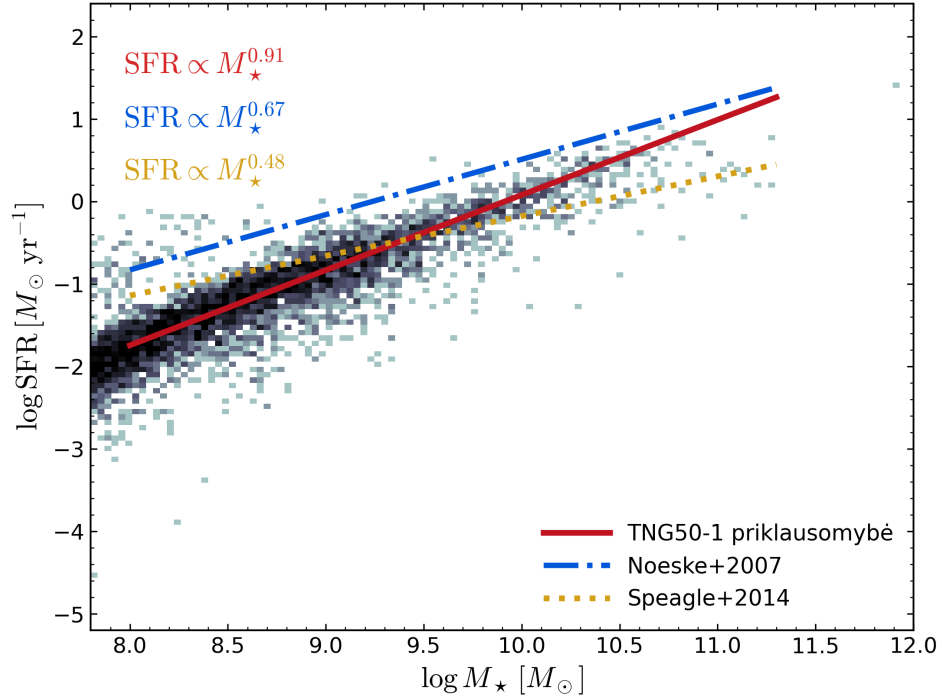
IllustrisTNG projektą sudaro trys pagrindiniai skirtingo tūrio modeliai: TNG300, TNG100 ir TNG50. Didžiausias jų, TNG300, kuriame modeliuojamos dėžutės ilgis yra 300 Mpc, leidžia analizuoti masyvius objektus, tokius kaip galaktikų spiečiai, ir suteikia didžiausią statistinį galaktikų rinkinį. Tačiau šis modelis pasižymi mažiausia skiriamąja geba, todėl apriboja smulkių galaktikų struktūrų analizę ($m_{\text{baryon}} \approx 10^7 M_{\odot}$). TNG50, priešingai, modeliuoja mažesnę, apie 50 Mpc kraštinės ilgio tūrį ir pasižymi daugiau nei 100 kartų geresne skiriamąja geba ($m_{\text{baryon}} \approx 10^5 M_{\odot}$), todėl leidžia analizuoti procesus, vykstančius mažesnėse skalėse, pavyzdžiui, galaktikų struktūrines savybes ar tėkmių formavimąsi (Nelson et al., 019a; Pillepich et al., 2021). Tuo tarpu TNG100 modelyje naudojamos pradinės sąlygos sutampa su originaliu Illustris projektu (Nelson et al., 2015). Šiame darbe naudojamas aukščiausios skyros šio rinkinio modelis - TNG50-1.

Visuose trijuose IllustrisTNG modeliuose įtraukiami pagrindiniai galaktikų formavimosi ir evoliucijos procesai. Vienas svarbiausių jų yra žvaigždžių grįžtamasis ryšys, kuris susijęs su supernovų sproginiais, žvaigždžių vėjais ir energijos bei judesio kiekio perdavimu tarpžvaigždinei terpei. Šis procesas gali sukelti galaktikos masto dujų tēkmes. Taip pat įtraukiamas supermasyvių juodųjų skylių grįžtamasis ryšys, kuris IllustrisTNG modelyje veikia dviem pagrindiniais režimais: didelės akrecijos atveju energija į aplinkines dujas perduodama kvazaro režimu, o mažos akrecijos atveju - kinetiniu režimu. Be to, AGN spinduliuotė gali keisti aplinkinių dujų vėsimo efektyvumą (Nelson et al., 019b). Šie grįžtamojo ryšio procesai yra ypač svarbūs nagrinėjant galaktines tēkmes, nes jie lemia, kaip energija ir judesio kiekis perduodami dujų terpei ir kokios tēkmių savybės susiformuoja modelyje.

IllustrisTNG modeliai geba atkurti daugelį stebimuose duomenyse randamų galaktikų savybių. Pavyzdžiui, modelis sėkmingai atkuria galaktikų spalvos - ryškio diagramą, įskaitant raudonosios sekos ir mėlynojo debesies pasiskirstymus, stebimus Sloan dangaus apžvalgoje (SDSS). Taip pat stebimas geras sutapimas lyginant galaktikų žvaigždinės masės pasiskirstymo funkciją iki $z \sim 4$. Be to, kosmologinis modelis geba atkurti ir retų cheminių elementų, tokių kaip europis, gausą į Paukščių Taką panašiuose haluose. TNG50 taip pat atkuria retus ir mažiau suprastus reiškinius, tokius kaip mažo paviršiaus ryškio (LSB) ar „medūzų“ galaktikos (Nelson et al., 019b).

2 pav. matomas TNG50-1 analizuojamų galaktikų pasiskirstymas $\log M_{\star} - \log \text{SFR}$ plokštumoje, kai $z \sim 0$. Paveiksle matyti, kad modelyje susiformuoja aiški aktyviai žvaigždės formuojančių galaktikų seka, kurią galima aproksimuoti priklausomybe $\text{SFR} \propto M_{\star}^{0,91}$. Šios priklausomybės pokrypis yra statesnis nei Speagle et al. (2014) pateiktas vietinės Visatos sąryšis, kur $\text{SFR} \propto M_{\star}^{0,48}$, tačiau artimesnis Noeske et al. (2007), kur $\text{SFR} \propto M_{\star}^{0,67}$.

Šiame darbe idealizuoti GADGET-3 modeliai ir TNG50-1 kosmologinis modelis atlieka skirtingas, tačiau viena kitą papildančias funkcijas. TNG50-1 leidžia tirti statistines tėkmių ir galaktikų savybių priklausomybes realistiškose kosmologinėse sąlygose, analizuoti skirtingas kosmines epochas ir lyginti gautus rezultatus su stebėjimais. Tuo tarpu idealizuoti GADGET-3 modeliai leidžia kontroliuojamomis sąlygomis įvertinti, kokią dalį $\dot{M}_{\text{out}}$ sklaidos lemia pats matavimo apibrėžimas, dalelių atranka, pasirinkti hiperparametrai ir stebėjimo projekcija. Taigi, idealizuoti modeliai naudojami metodikai nustatyti, o kosmologinis modelis šios metodikos taikymui ir fizikinei interpretacijai platesniame galaktikų kontekste.



2 pav. Galaktikų populiacijos pasiskirstymas $\log M_{\star} - \log \text{SFR}$ plokštumoje TNG50-1 modelyje, kai $z \sim 0$. Fono spalva žymi galaktikų tankį, raudona ištisinė kreivė - nustatytą TNG50-1 priklausomybę, o punktyrinės tiesės - Noeske et al. (2007) ir Speagle et al. (2014) pateiktas priklausomybes.

4 Tėkmės identifikavimas skaitmeniniuose modeliuose

Vienas svarbiausių galaktinių tėkmių analizės žingsnių yra pačios tėkmės apibrėžimas, t.y. kriterijų, pagal kuriuos atskiros dujų dalelės ar gardelės elementai priskiriami AGN varomai tėkmei, nustatymas. Šis žingsnis yra esminis ne tik masės pernašos spartos, bet ir kitų tėkmės savybių, tokių kaip greitis, judesio kiekio pernašos sparta ir energijos pernašos sparta, interpretacijai. Tiek stebėjimuose, tiek skaitmeniniuose modeliuose tėkmės identifikavimas remiasi kinematinėmis, termodinaminėmis ir erdvinėmis prielaidomis, kurios nėra vienareikšmiškai nusistovėjusios ir gali reikšmingai paveikti galutinius rezultatus (Cicone et al., 2018; Veilleux et al., 2020; Harrison & Ramos Almeida, 2024). Ši problema ypač aktuali nagrinėjant daugiafazes tėkmes, kai skirtingi kriterijai gali išskirti skirtingas to paties grįžtamojo ryšio proceso fazes (Pandya et al., 2021).

Šiame darbe tėkmės dalelių atrankos kriterijai pirmiausia nustatomi naudojant idealizuotus GADGET-3 modelius, kuriuose yra žinoma kiekvienos SPH dalelės trimatė informacija apie jos būseną. Analizuojami simetrinis ir asimetrinis modeliai leidžia patikrinti, ar atrankos logika išlieka stabili esant skirtingoms geometrinėms sąlygoms. Vėliau ši metodika taikoma ir TNG50-1 modelio analizei.

4.1 Kinematinio kriterijaus pagrindimas

Literatūroje yra įprasta tėkmei priskirti tas dujas, kurios pasižymi teigiamu radialiniu greičiu

$$v_r > 0,$$

kadangi šis kriterijus tiesiogiai rodo judėjimą į išorę, tolstant nuo galaktikos centro (Nelson et al., 2019b; Pandya et al., 2021). Vis dėlto, ši sąlyga turbulentinėje terpėje yra pernelyg silpna, nes teigiamas radialinis greitis stebimas ne tik AGN varomoje tėkmėje, bet ir dėl turbulentinio ar atsitiktinio aplinkos dujų judėjimo. Dėl šios priežasties ribą $v_r > 0$ reikėtų sugriežtinti. Siekiant gauti universalesnį kriterijų tėkmės dalelių priskyrimui, vietoj fiksuotos greičio ribos naudojamas normuoto radialinio greičio kriterijus

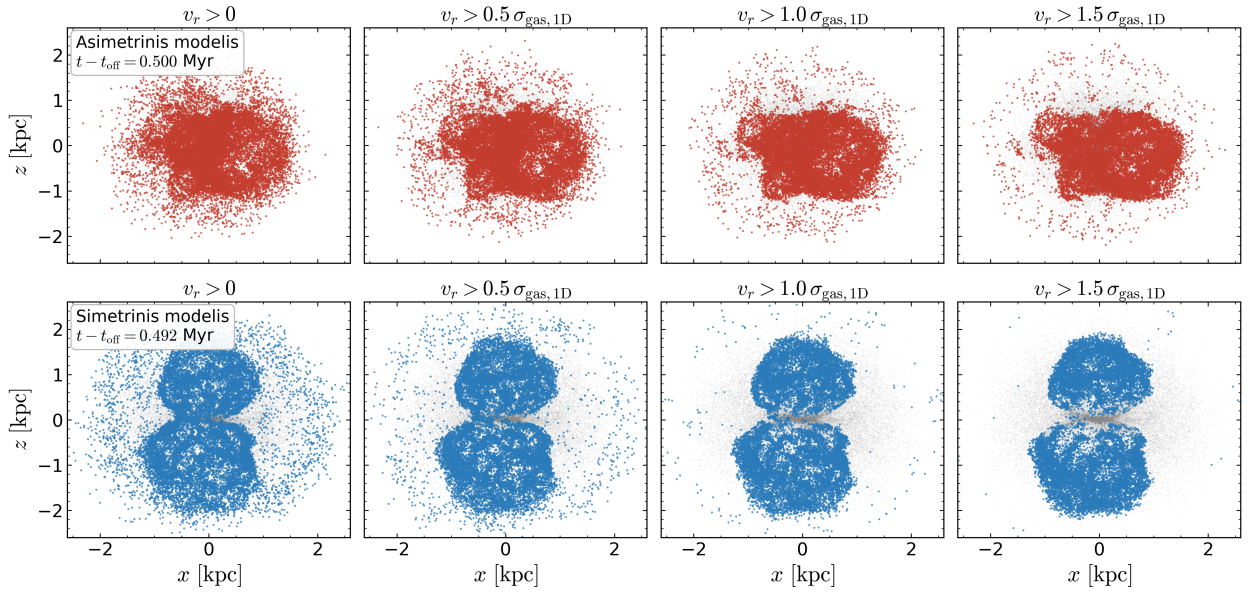
$$\frac{v_r}{\sigma_{\text{gas},1D}},$$

kur $\sigma_{\text{gas},1D}$ yra vienmatė dujų greičio dispersija. Šis atrankos kriterijus leidžia radialinį judėjimą vertinti lyginant su vietinės aplinkos greičių sklaida. $v_r/\sigma_{\text{gas},1D} \sim 0$ atitinka beveik statiškas arba silpnai radialias dujas, tuo tarpu $v_r/\sigma_{\text{gas},1D} > 1$ rodo tėkmės dalelių radialinį greitį, viršijantį tipinę galaktikos diske esančių dujų greičio dispersiją. Dėl to šis kriterijus yra fiziškai prasmingesnis nei viena universali greičio riba visiems modeliams. Toliau buvo testuojamos trys kinematinės ribos

$$v_r > k \sigma_{\text{gas},1D}, \quad k = \{0,5; 1,0; 1,5\}.$$

Šių ribų pasirinkimo įtaka tėkmės dalelių priskyrimui vertinama nagrinėjant atrinktų dalelių erdvinį pasiskirstymą x - z projekcijoje maždaug po 0,5 Myr nuo AGN aktyvumo epizodo pabaigos (žr. 3

pav.). Toks laiko momentas pasirinktas todėl, kad šiame etape „fosilinės“ tėkmės struktūra jau yra aiškiai susiformavusi ir skirtingų greičio ribų pasirinkimą galime įvertinti ir morfologiškai. Analizuojant $v_r > 0,5 \sigma_{\text{gas},1D}$ ribą matyti, kad nors ši riba šiek tiek sumažina įtraukiamų aplinkinių dujų kiekį, analizuojama struktūra lieka užteršta dujomis, kurių tiesiogiai su tėkme nesiejame. Priešingai, griežčiausia riba $v_r > 1,5 \sigma_{\text{gas},1D}$ efektyviausiai pašalina lėtesnį foną, tačiau kartu pastebimai retina ir pačią atrinktą tėkmės struktūrą. Vien iš morfologijos matyti, kad $1,5 \sigma_{\text{gas},1D}$ riba atmeta ne tik aplinkines dujas, bet ir dalį pačios tėkmės. Tarpinė sąlyga $v_r > \sigma_{\text{gas},1D}$ reikšmingai sumažina foną, tačiau tuo pat metu išlaiko morfologiškai vientisą atrinktos tėkmės struktūrą. Taigi $1,0 \sigma_{\text{gas},1D}$ atranka yra pakankamai griežta, kad sumažintų foninių dujų indėlį, bet ne tokia agresyvi kaip $1,5 \sigma_{\text{gas},1D}$, kuri jau pradeda ardyti pačią tėkmės morfologiją.



3 pav. Kinematinės tėkmės atrankos palyginimas idealizuotuose GADGET-3 modeliuose maždaug po 0,5 Myr nuo AGN aktyvumo epizodo pabaigos. Viršutinėje eilėje parodytas asimetrinis modelis, apatinėje - simetrinis modelis. Pilkas fonas žymi visas dujas, o spalvoti taškai - daleles, atrinktas pagal atitinkamą radialinio greičio kriterijų: $v_r > 0$, $v_r > 0,5 \sigma_{\text{gas},1D}$, $v_r > \sigma_{\text{gas},1D}$ ir $v_r > 1,5 \sigma_{\text{gas},1D}$.

4.2 Temperatūrinio kriterijaus pagrindimas

Vien tik kinematinio kriterijaus nepakanka patikimai apibrėžti AGN varomai tėkmei. Net ir taikant sąlygą

$$v_r > \sigma_{\text{gas},1D},$$

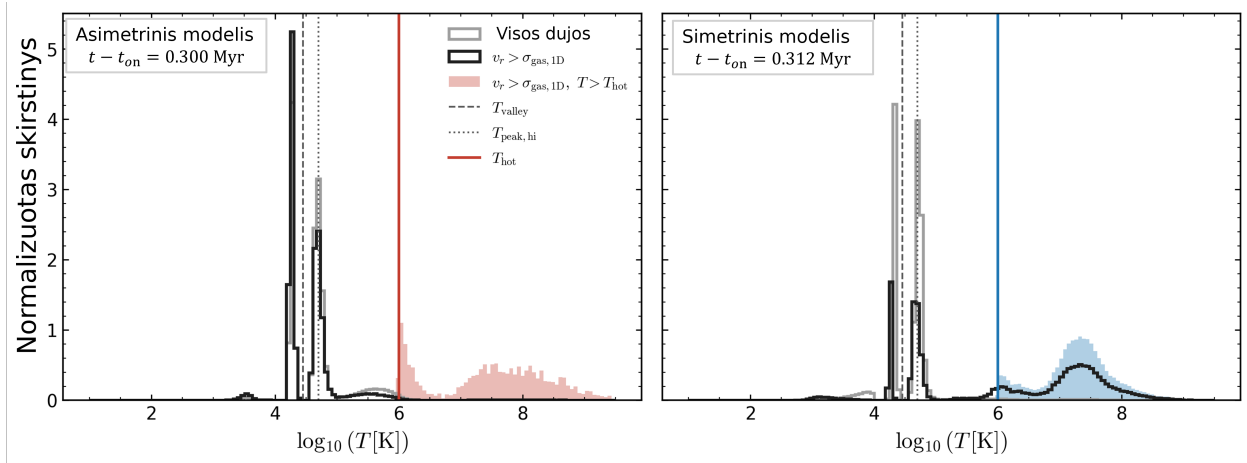
į atranką vis dar patenka dalis aplinkinių dujų. Be to, AGN varomos tėkmės yra daugiafazės: stebėjimuose ir skaitmeniniuose modeliuose aptinkamos tiek šaltosios molekulinės, šiltosios jonizuotos ir labai karštos komponentės (Costa et al., 2015; Fluetsch et al., 2019; Veilleux et al., 2020). Vis dėlto šaltesnės fazės dažnai stipriai persidengia su turbulentine terpe, todėl jų atskyrimas vien iš kinematikos tampa nevienareikšmis. Tuo tarpu labai karšta, mažo tankio komponentė yra tiesiogiau susijusi su AGN varomos tėkmės smūginių dujų kaitinimu (King, 2010; Zubovas & King, 2012). Dėl šios priežasties šiame darbe pagrindinei tėkmės identifikacijai pasirenkama

karštoji fazė, leidžianti izoliuoti AGN varomos tėkmės struktūrą nuo aplinkinių galaktikos dujų. Kadangi skirtinguose modeliuose aukštos temperatūros struktūros gali būti pasiskirsčiusios nevienodai, temperatūros riba nėra visiškai fiksuojama iš anksto - karštos tėkmės dujų fazės bazinė riba parenkama $T_{\text{hot}} \sim 10^6$ K, tačiau papildomai tikrinama, ar ši riba iš tiesų patenka į aukštos temperatūros kinematiškai atrinktų dujų sritį, t.y. ar ji nėra žemesnė už temperatūrinės smailės padėtį. Jei $T_{\text{hot}} \leq T_{\text{peak,hi}}$, tuomet temperatūros riba papildomai pastumiama į karštesnę sritį ir pasirenkama

$$\log_{10}\left(\frac{T_{\text{hot}}}{\text{K}}\right) = \log_{10}\left(\frac{T_{\text{peak,hi}}}{\text{K}}\right) + 0.5.$$

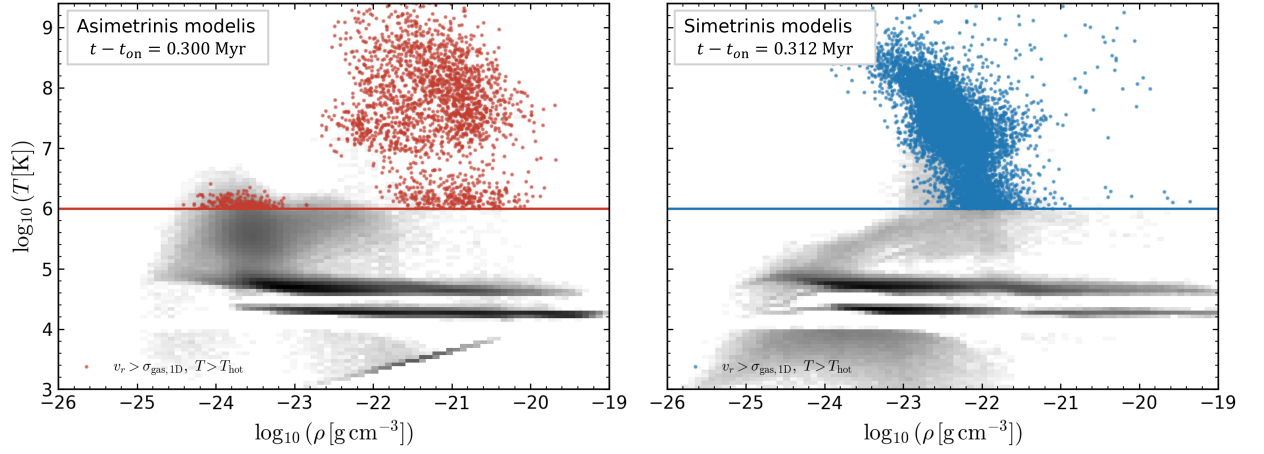
Šio pasirinkimo tikslas nėra įtraukti visas paveiktas dujas, bet patikrinti, kad pasirenkama riba iš tiesų izoliuoja karštą dujų fazę tolimesniam sisteminių paklaidų įvertinimui.

Kaip matyti 4 pav., galutinė temperatūrinė atranka išskiria tik kraštinę aukštų temperatūrų uodegą. 5 pav. matyti, kad taip atrinktos dalelės fazinėje diagramoje išsidėsto mažo tankio ir labai aukštos temperatūros srityje, kurią interpretuojame kaip karštąją AGN tėkmės fazę.

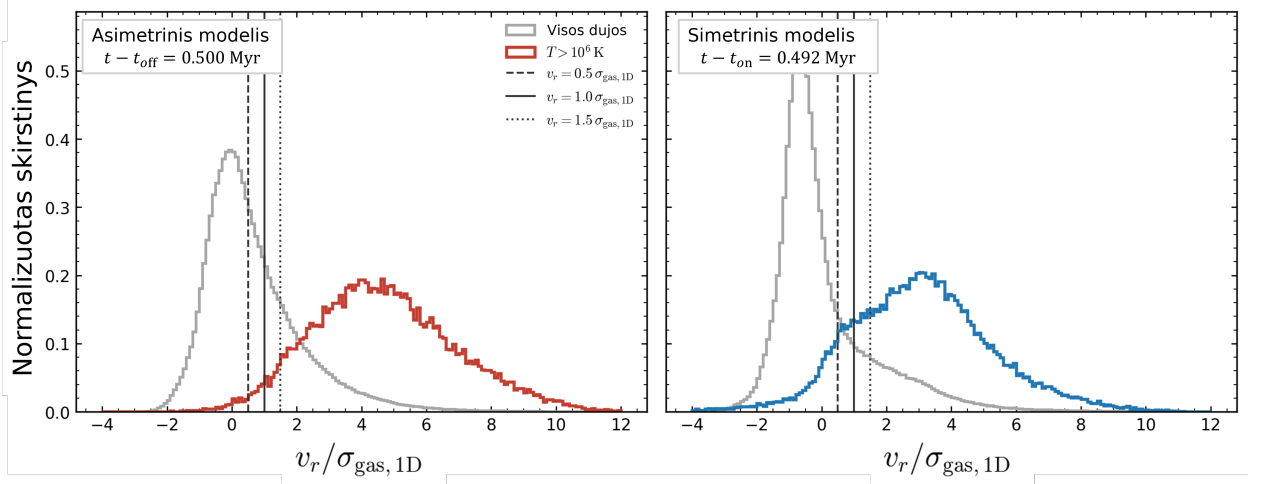


4 pav. Visų dujų ir kinematiškai atrinktų dalelių temperatūriniai pasiskirstymai idealizuotuose GADGET-3 modeliuose, kai $t - t_{\text{on}} \approx 0,30$ Myr. Pilka histograma žymi visas dujas, juoda - daleles, tenkinančias kinematinį kriterijų $v_r > \sigma_{\text{gas,1D}}$, o spalvota sritis - galutinai atrinktą karštąją tėkmės fazę, tenkinančią papildomą sąlygą $T > T_{\text{hot}}$ simetriniame ir asimetriniame modeliuose. Vertikalios linijos atitinka temperatūrinio sumažėjimo padėtį T_{valley} , aukštesniosios temperatūrinės smailės padėtį $T_{\text{peak,hi}}$ ir galutinę temperatūros ribą T_{hot} .

Įvedus papildomą temperatūros kriterijų, dar kartą grįžtame prie 4.1 poskyryje pradėtos analizės ir įvertiname, kaip skirtingi radialinio greičio pjūviai veikia jau termodinamiškai identifikuotą karštąją fazę. 6 pav. parodyti karštų dujų radialinio greičio pasiskirstymai, normuoti į vienmatę dujų greičio dispersiją $\sigma_{\text{gas,1D}}$. Simetrinio modelio atveju greičio ribos pasirinkimas gana reikšmingai keičia į analizę įtraukiamų karštų dujų kiekį: kai $k = 0,5$, išlaikoma 89,2% pasirinktų karštų dujų masės, kai $k = 1,0$, lieka 82,9%, o kai $k = 1,5$, kiekis sumažėja iki 76,0%. Asimetrinis modelis šiam pasirinkimui yra mažiau jautrus: kai $k = 0,5$, lieka 98,4% karštų dujų masės, kai $k = 1,0$, lieka 96,8%, o kai $k = 1,5$, lieka 94,1%. Kadangi siekiama naudoti kriterijų, kuris būtų taikomas abiem modeliams, pasirenkama tarpinė riba $v_r > \sigma_{\text{gas,1D}}$.



5 pav. Karštosios AGN tėkmės atranka idealizuotuose GADGET-3 modeliuose, kai $t - t_{\text{on}} \approx 0,30$ Myr. Pilkas fonas žymi visas dujas (ρ, T) fazinėje diagramoje, o spalvotai pažymėtos dalelės tenkina sąlygas $v_r > \sigma_{\text{gas},1D}$ ir $T > T_{\text{hot}}$ simetriniame ir asimetriniame modeliuose. Horizontalios linijos rodo taikomą temperatūros ribą $T_{\text{hot}} = 10^6$ K.



6 pav. Karštos fazės ($T > 10^6$ K) ir visų dujų radialinio greičio pasiskirstymai, normuoti į vienmatę dujų greičio dispersiją $\sigma_{\text{gas},1D}$, maždaug po 0,5 Myr nuo AGN epizodo pabaigos. Pilka histograma rodo visas dujas, o spalvota histograma žymi tik karštąją fazę simetriniame ir asimetriniame modeliuose. Vertikalios linijos atitinka testuojamas kinematinės ribas $v_r = 0,5 \sigma_{\text{gas},1D}$, $v_r = 1,0 \sigma_{\text{gas},1D}$ ir $v_r = 1,5 \sigma_{\text{gas},1D}$.

4.3 UMAP analizė

Kaip papildoma metodinė patikra šiame darbe buvo išbandytas netiesinis dimensijų mažinimo metodas UMAP (Uniform Manifold Approximation and Projection) kartu su neprižiūrimo mašinio mokymo klasterizavimo algoritmu HDBSCAN. UMAP paskirtis yra aukštos dimensijos duomenis atvaizduoti mažesnės dimensijos erdvėje (McInnes et al., 2018), o HDBSCAN leidžia tokioje erdvėje identifikuoti tankesnes taškų grupes be iš anksto nustatyto klasterių skaičiaus (Malzer & Baum, 2020).

Pastaraisiais metais dimensijų mažinimo ir mašininio mokymo metodai astrofizikoje taikomi vis plačiau, analizuojant sudėtingus daugiamačius duomenų rinkinius. Pavyzdžiui, Haggard et al. (2024) parodė PCA ir UMAP taikymą galaktikų spiečių dinaminių būsenų analizei, o Xu et al. (2026) pa-

naudojo konvoliucinius bei vienmačius neuroninius tinklus prožvaigždinių tėkmių savybių grupavimui. Šie mašininio mokymo metodai gali būti pritaikomi ir spektrinėje analizėje prognozuojant žvaigždinių elementų gausas ar klasifikuojant plačiųjų absorbcijos linijų kvazarus (Ambrosch et al., 2023; Pang et al., 2025).

Šios analizės tikslas buvo patikrinti, ar šis netiesinis klasterizavimo metodas randa tą pačią karštą AGN tėkmės fazę, kuri pagrindinėje analizėje apibrėžiama fiziškai motyvuotais kriterijais. Kiekviena dujų dalelė šioje analizėje buvo aprašoma keturių savybių vektoriumi

$$\mathbf{x}_i = (\log_{10} \rho_i, \log_{10} T_i, v_{r,i}, \log_{10} r_i), \quad (26)$$

kur ρ_i yra dalelės tankis, T_i - temperatūra, $v_{r,i}$ - radialinio greičio komponentė, o r_i - atstumas nuo galaktikos centro. Taigi UMAP vienu metu nagrinėjo termodinaminę, kinematinę ir erdvinę informaciją. Prieš taikant UMAP, visi požymiai buvo standartizuoti naudojant StandardScaler iš scikit-learn bibliotekos, kad nė vienas iš jų nedominuotų vien dėl skirtingų mastelių.

Siekiant apriboti skaičiavimo resursus, hiperparametrų tyrimas buvo atliktas naudojant atsitiktinį $n_{\text{sample}} = 60\,000$ dalelių poaibį. Buvo nagrinėjami UMAP parametrų deriniai $n_{\text{neighbors}} \in \{15; 30; 60\}$ ir $\text{min_dist} \in \{0; 0,1\}$, o HDBSCAN dalyje buvo testuojamos $\text{min_cluster_size} \in \{300; 500\}$ ir $\text{min_samples} \in \{20; 50\}$ reikšmės. Visais atvejais naudotas dvimatis UMAP atvaizdavimas ir euklidinis atstumas, o HDBSCAN buvo taikytas jau gautai dvimatei projekcijai.

Kiekvienam nagrinėtam scenarijui buvo apskaičiuoti klasterio ir anksčiau apibrėžtos fizinės karštos tėkmės atrankos sutapimo rodikliai: *precision*, *recall*, F1 ir Jaccard. Papildomai buvo matuojamas ir skaičiavimo laikas. Toks vertinimas leido pasirinkti ne tik fiziškai prasmingą, bet ir skaičiavimo prasme pakankamai ekonomišką hiperparametrų rinkinį. Galutiniam abiejų modelių palyginimui buvo pasirinkti parametrai

$$n_{\text{neighbors}} = 15; \quad \text{min_dist} = 0,1; \quad \text{min_cluster_size} = 300; \quad \text{min_samples} = 20.$$

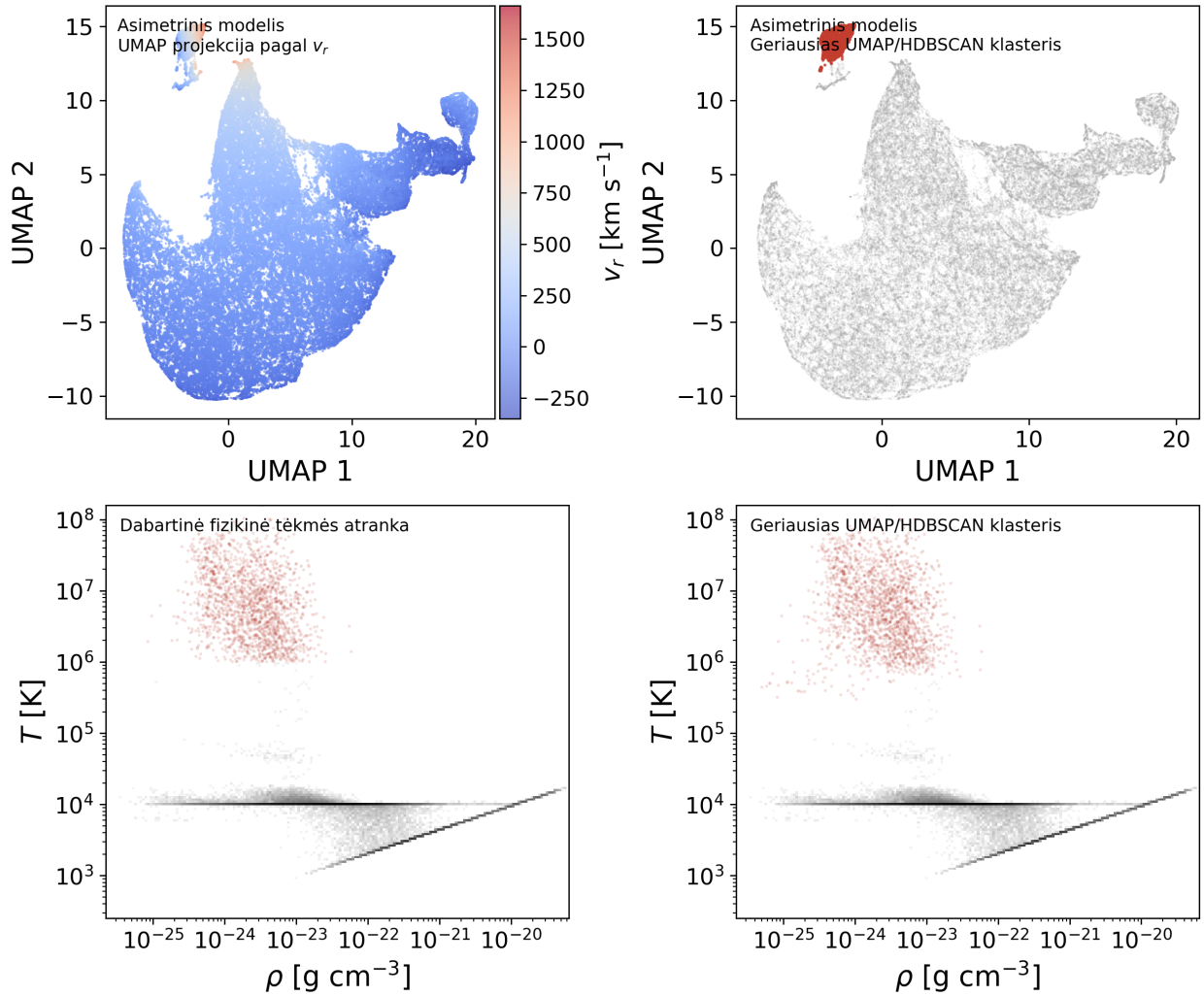
Taikant šį hiperparametrų rinkinį nustatyta, kad asimetrinio modelio atveju UMAP/HDBSCAN rastas geriausias klasteris labai gerai atitinka fiziškai apibrėžtą karštą tėkmės komponentę: gauta *precision* reikšmė lygi buvo 0,907, *recall* - 1,000, F1 - 0,951, o Jaccard - 0,907. Tai rodo, kad rastas klasteris praktiškai apima visą anksčiau identifikuotą karštą tėkmę ir tik nedidelė jo dalis yra sudaryta iš papildomų, į galutinę fizinę atranką nepatenkančių dalelių.

Pasirinkus šiuos hiperparametrus analizė buvo pakartota abiem modeliams naudojant didesnį $n_{\text{sample}} = 80\,000$ dalelių rinkinį. Gauti rezultatai parodė, kad asimetriniame modelyje UMAP/HDBSCAN rastas geriausias klasteris labai gerai atitinka anksčiau, radialinio greičio ir temperatūros kriterijais įvertintą tėkmę, tuo tarpu simetriniame modelyje jis apėmė daugiau termodinamiškai panašių, bet ne visada tai pačiai tėkmės struktūrai priklausančių dujų dalelių. Tai rodo, kad UMAP šiuo atveju geba identifikuoti karštą AGN paveiktą komponentę, tačiau ne visuomet ją išskiria pakankamai tiksliai.

Net ir naudojant sumažintą hiperparametrų gardelę bei dalelių poaibius, vienas UMAP paleidimas trunka dešimtis sekundžių, o pilnas UMAP+HDBSCAN klasterio išskyrimas yra 2 – 3 eilėmis lėtesnis

nei tėkmės išskyrimas pagal fazin  diagram . Todėl UMAP šiame darbe nėra laikomas pagrindiniu tėkmės identifikavimo metodu bei panašų rezultat  galima pasiekti naudojant fazin  diagram , nors ir šis procesas yra mažiau automatizuotas.

7 paveiksle matomas asimetrinės tėkmės identifikavimo rezultatas naudojant UMAP ir HDBSCAN bei jų palyginimas su nustatyta tėkme, remiantis anksčiau nustatytais greičio ir temperatūros kriterijais.



7 pav. Asimetrinio modelio UMAP analizės rezultatas. Viršuje kairėje parodyta dvimat  UMAP projekcija, nuspalvinta pagal radialin  greitį v_r , viršuje dešinėje - HDBSCAN rastas geriausias klasteris. Apatinėje eilėje pateiktas šio klasterio palyginimas su pagrindinėje analizėje naudota karštos tėkmės atranka fazinėje diagramoje.

5 IllustrisTNG50 modelio rezultatų analizės metodikos

Kiekvienas IllustrisTNG modelis yra suskirstytas trimis raiškos lygiais: aukštos skyros (sufiksas -1, pvz., TNG50-1), vidutinės skyros (-2) ir mažos skyros (-3) (Nelson et al., 019b). Ankstesniame Valytė (2025a) darbe buvo parodyta, kad TNG50-3 modelio raiška yra per žema patikimam galaktinių tėkmių išskyrimui ir jų savybių analizei. Dėl šios priežasties šiame darbe pasirinkta naudoti aukščiausios skyros IllustrisTNG modelį - TNG50-1. Aukštos skyros modelis leidžia analizuoti procesus, vykstančius smulkesnėse skalėse, tokius kaip tėkmių formavimasis galaktikose (žr. 3.2 skyrių). TNG50-1 baryoninės medžiagos skyra siekia $m_{\text{baryon}} = 8,0 \times 10^4 M_{\odot}$, tuo tarpu ankščiau analizuoto TNG50-3 modelio - $m_{\text{baryon}} = 5,4 \times 10^6 M_{\odot}$. Toks perėjimas prie aukštesnės raiškos buvo būtinas siekiant padidinti rezultatų patikimumą, nors kartu pareikalavo didesnių skaičiavimo bei atminties resursų. Analizuotų momentinių nuotraukų bendras dydis siekė apie 6,4 TB. IllustrisTNG duomenų analizė gali būti vykdoma trimis pagrindiniais būdais (Nelson et al., 019b; IllustrisTNG Collaboration, 2025):

1. Vietiniai duomenys ir vietinė analizė, kai neapdoroti duomenys atsisiunčiami į asmeninį kompiuterį.
2. Nuotoliniai duomenys ir vietinė analizė, kai naudojamas žiniatinkliu pagrįstas API, leidžiantis analizuoti duomenis jų pilnai neatsisiunčiant.
3. Nuotoliniai duomenys ir nuotolinė analizė, kai dirbama TNG komandos pateiktoje JupyterLab aplinkoje, veikiančioje Max Planck Computing and Data Facility centre Vokietijoje, kuriame saugomi ir patys modelio duomenys.

Dalis TNG50-1 analizės šiame darbe buvo atlikta nuotolinėje JupyterLab aplinkoje, gavus prieigą iš TNG projekto vystytojų. Tačiau dėl suteikiamos ribotos 10 GB sparčiosios atminties (RAM) tolimesnė duomenų apdorojimo ir sąryšių analizės dalis buvo perkelta į asmeninį kompiuterį su Intel(R) Core(TM) i7-8750H CPU @ 2.20GHz procesoriumi, atsisiunčiant reikiamus TNG50-1 duomenis į išorinį HDD diską (~ 6.4 TB).

5.1 Galaktikų atrinkimas

Tyrime yra pasirinkta analizuoti skirtingus Visatos raidos etapus, kai $z \sim 0$, $z \sim 2$ ir $z \sim 6$. Nors stebėjimai rodo, kad masyviausias tėkmės dažnai aptinkame kosminėje epochoje, kai žvaigždėdara galaktikose aktyviausia ($z \sim 2 - 3$) (Bischetti et al., 2017), vis dėlto jos stebimos ir šių dienų $z \sim 0$ Visatoje (Chen et al., 2010). Įtraukus aukštesnį raudonąjį poslinkį $z \sim 6$, galime įvertinti tėkmių savybes prieš $\sim 12,9$ Gyr, kai Visatos amžius buvo vos $\sim 0,9$ Gyr. Šis laikotarpis žymi rejonizacijos pabaigą, tačiau jau tada yra aptinkama masyvių kvazarų, leidžiančių analizuoti ankstyvuosius BH augimo epizodus (Yang et al., 2024).

Pirminiam galaktikų atrinkimui buvo naudojami grupių katalogai, išsaugoti HDF5 formatu, kuriuose atskiros dalelės jau yra suskirstytos į didesnes galaktikų grupes (halus) bei juose esančias smulkesnes galaktikas (subhalus). Tokiam skaidymui IllustrisTNG projekte taikomi FoF ir SUBFIND algoritmai. FoF algoritmas identifikuoja gravitaciškai susietas dalelių grupes ir taip išskiria

halus (Knebe et al., 2011), o SUBFIND šiuos halus suskaido į smulkesnes struktūras, atitinkančias individualias galaktikas (Dolag et al., 2009). Pirmasis kiekvieno halo subhalas atitinka centrinę ir masyviausią sistemos galaktiką (Nelson et al., 019b).

Prieš pradedant aktyvių galaktikų ir jose besiformuojančių tėkmių paiešką, pirmiausia duomenų imtis buvo apribota atrenkant tik tas galaktikas, kurių žvaigždinė masė tenkina sąlygą

$$M_{\star} > 10^8 M_{\odot}.$$

Žemiau šios masės tikimybė aptikti juodąją skylę reikšmingai mažėja, o ties $M_{\star} \simeq 10^8 M_{\odot}$ ji yra apie 65% ir toliau didėja artėdama prie 100%, didėjant galaktikos masei (Izquierdo-Villalba et al., 2024). Stebėjimai, atlikti analizuojant 599 galaktikas panašiam masių intervale $10^9 < M_{\star}/M_{\odot} < 10^{11}$, rodo, kad maždaug trečdalyje šių galaktikų yra aptinkamos tėkmės, susiformavusios dėl AGN arba supernovų (SN) veiklos (Förster Schreiber et al., 2019).

Antrasis atrankos kriterijus, dar sumažinantis galaktikų imtį, buvo bolometrinio šviesio L_{bol} įvertinimas. Tolimesnei analizei atrinktos tik tos galaktikos, kurių

$$L_{\text{bol}} > 10^{37} \text{ erg s}^{-1}.$$

Nors tipinės aktyvių galaktikų branduolių šviesio vertės dažniausiai siekia $10^{42} - 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$, Pillepich et al. (2021) parodė, kad dalis galaktikų, kuriose matomi tėkmių požymiai, pasižymi ir daug mažesniais bolometriniais šviesiais, $L_{\text{bol}} \sim 10^{37} - 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$. Tai gali rodyti, kad stebimos tėkmės yra praeities aktyvumo epizodo rezultatas. Taigi, siekiant neatmesti šių praeities aktyvumo požymius indikuojančių „fosilinių“ tėkmių, atrinktos $L_{\text{bol}} > 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ galaktikos.

Pritaikius abu kriterijus grupių katalogams, galutinė pirminė galaktikų imtis reikšmingai sumažėjo. Kai $z \sim 0$, iš 5 688 113 galaktikų 3653 (0,06%) tenkino $M_{\star} > 10^8 M_{\odot}$ ir $L_{\text{bol}} > 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ sąlygas. Kai $z \sim 2$, iš 7 639 891 galaktikų atrinktos 2837 (0,04%), o kai $z \sim 6$, iš 8 861 273 galaktikų liko 212 (0,002%). Taigi skirtingose kosmologinėse epochose pradinė imtis buvo susiaurinta maždaug $10^3 - 10^4$ kartų, tolimesnei tėkmių analizei, pritaikius realistiškus atrankos kriterijus (Pillepich et al., 2021; Izquierdo-Villalba et al., 2024).

Modeliuojamoje jaunesnėje Visatoje yra randamas mažesnis skaičius galaktikų, kuriose galime aptikti supermasyvią juodąją skylę dėl to, kad SMBH, kurių pradinė masė yra $1,18 \times 10^6 M_{\odot}$, modelyje atsiranda tik tuomet, kai FoF halo masė viršija $7,38 \times 10^{10} M_{\odot}$ (Weinberger et al., 2018).

5.2 Galaktikų parametrų apskaičiavimas

Susiaurinus tėkmių paieškos sritį naudojantis grupių katalogais ($M_{\star} > 10^8 M_{\odot}$ ir $L_{\text{bol}} > 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, žr. 5.1 skyrių), atrinktų galaktikų ID susiejame su momentinės nuotraukos galaktikų ID. Momentinės sistemų nuotraukos leidžia analizuoti bei išskirti atskiras daleles, kurios sudaro nagrinėjamą galaktiką (dujos, tamsioji materija, žvaigždės ir juodosios skylės). Šios dalelių informacijos grupių kataloguose pasiekti negalėjome. Būtent iš šių duomenų toliau buvo apskaičiuoti analizėje naudojami galaktikų parametrai, tokie kaip L_{AGN} , M_{bulge} ir σ_{bulge} .

Juodosios skylės TNG modelyje auga pagal Bondi akrecijos modelį, tačiau neviršydamos Edingtono akrecijos ribos (Weinberger et al., 2018):

$$\dot{M}_{\text{Bondi}} = \frac{4\pi G^2 M_{\text{BH}}^2 \rho}{c_s^3}, \quad (27)$$

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{4\pi G M_{\text{BH}} m_p}{\eta \sigma_T c}, \quad (28)$$

$$\dot{M} = \min(\dot{M}_{\text{Bondi}}, \dot{M}_{\text{Edd}}), \quad (29)$$

kur G yra gravitacinė konstanta, M_{BH} - juodosios skylės masė, ρ - aplinkos aplink SMBH tankis, c_s - garso greitis, įskaitant ir magnetinio signalo sklaidimo greitį. TNG modelyje BH greitis aplinkinių dujų atžvilgiu yra nereikšmingas, todėl klasikiniame Bondi-Hoyle-Lyttleton aprašyme esantis narys $(c_s^2 + v^2)^{3/2}$, kur v yra BH greitis aplinkinių dujų atžvilgiu, supaprastėja. Toliau lygtyje m_p - protono masė, c - šviesos greitis, $\eta = 0,2$ - juodosios skylės spinduliavimo efektyvumas, σ_T - Tomsono sklaidos skerspjūvis.

AGN bolometrinis šviesis buvo apskaičiuotas pagal Nelson et al. (019a) pateiktą ryšį:

$$L_{\text{AGN}} = \begin{cases} \eta \dot{M} c^2, & \lambda_{\text{Edd}} \geq 0,1 \\ 10 \lambda_{\text{Edd}}^2 L_{\text{Edd}}, & \lambda_{\text{Edd}} < 0,1 \end{cases} \quad (30)$$

kur $\lambda_{\text{Edd}} = \dot{M} / \dot{M}_{\text{Edd}}$ yra Edingtono faktorius, $L_{\text{Edd}} = \eta \dot{M}_{\text{Edd}} c^2$ - Edingtono šviesis, o $\dot{M}_{\text{Edd}}$ - Edingtono akrecijos sparta su 28 lygtyje aptartomis konstantomis. L_{AGN} yra bolometrinis aktyvios galaktikos šviesis, kai neatsižvelgiame į pritemdymą.

Baldžo masė M_{bulge} ir dispersijos greitis σ_{bulge} buvo apskaičiuoti remiantis žvaigždžių orbitų elipsiškumais (Müller & Crosby, 2023). Žvaigždžių dalelių koordinatės ir greičiai buvo transformuoti į galaktikos centro atžvilgiu apibrėžtą atskaitos sistemą:

$$\mathbf{r}'_i = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{\text{gal}}, \quad \mathbf{v}'_i = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_{\text{gal}}, \quad (31)$$

kur $\mathbf{r}_{\text{gal}}$ ir $\mathbf{v}_{\text{gal}}$ žymi galaktikos centro padėtį ir greitį. Tuomet apskaičiuotas bendras žvaigždžių judesio kiekio momentas:

$$\mathbf{J}_{\text{tot}} = \sum_i m_i (\mathbf{r}'_i \times \mathbf{v}'_i), \quad (32)$$

kur m_i yra dalelės masė. Disko ašis apibrėžta normalizuojant bendrą judesio kiekio momentą:

$$\hat{\mathbf{J}}_{\text{tot}} = \frac{\mathbf{J}_{\text{tot}}}{|\mathbf{J}_{\text{tot}}|}. \quad (33)$$

Kiekvienai žvaigždžių dalelei apskaičiuotas orbitos eliptiškumas ϵ :

$$\epsilon_i = \frac{j_{z,i}}{j_{\text{circ},i}}, \quad (34)$$

kur

$$j_{z,i} = \frac{\mathbf{J}_i \cdot \hat{\mathbf{J}}_{\text{tot}}}{m_i}, \quad j_{\text{circ},i} = |\mathbf{r}'_i| |\mathbf{v}'_i|, \quad \mathbf{J}_i = m_i (\mathbf{r}'_i \times \mathbf{v}'_i).$$

Baldžo masę apskaičiuota kaip dalelių, turinčių $\epsilon_i < 0$, masių dviguba suma, įskaitant ir žvaigždes priešingose sukimosi orbitose:

$$M_{\text{bulge}} = 2 \sum_{\epsilon_i < 0} m_i.$$

Remiantis baldžo masės skaičiavimo metodika, galime nustatyti žvaigždžių dalelių, priskiriamų baldžui, greičių dispersiją:

$$\sigma_{\text{bulge}} = \sqrt{\frac{\sum_i m_i |v_i - v_{\text{bulge}}|^2}{\sum_i m_i}}, \quad (35)$$

čia m_i yra dalelės masė, v_i – dalelės greitis galaktikos centro atžvilgiu, o v_{bulge} – vidutinis greitis baldžo dalelėms.

$$v_{\text{bulge}} = \frac{\sum_i m_i v_i}{\sum_i m_i}. \quad (36)$$

Ši formulė taikoma tik toms dalelėms, kurių elipsiškumas $\epsilon < 0$.

5.3 Tėkmių paieška

Tolimesnei tėkmių analizei papildomai buvo taikytas aktyvumo kriterijus

$$\lambda_{\text{Edd}} > 0,01,$$

kadangi yra žinoma, kad masyvesnėse galaktikose su $f_{\text{Edd}} > 0,01$, tikimybė atrasti tėkmes taip pat yra didesnė (Weinberger et al., 2017). Čia Edingtono faktorius apibrėžiamas kaip

$$\lambda_{\text{Edd}} = \frac{\dot{M}_{\text{BH}}}{\dot{M}_{\text{Edd}}}, \quad (37)$$

kur $\dot{M}_{\text{BH}}$ - masės pernašos sparta į juodąją skylę, o $\dot{M}_{\text{Edd}}$ - Edingtono akrecijos sparta, apskaičiuojama pagal 28 formulę.

Atrinktomis galaktikoms buvo apskaičiuotos vienmatės dujų ir žvaigždžių greičių dispersijos:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (v_i - \langle v \rangle)^2}, \quad (38)$$

kur v_i yra atskiros dalelės greitis, $\langle v \rangle$ - analizuojamų dalelių vidutinis greitis, o N - atitinkamų dalelių skaičius. Vidutinis greitis apskaičiuojamas kaip

$$\langle v \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i. \quad (39)$$

Toliau tėkmės dujų paieška buvo atliekama remiantis 4 skyriuje aptarta metodologija. Atsižvelgiant į idealizuotų modelių analizėje gautus rezultatus, kinematiniumi kriterijumi pasirinkta sąlyga

$$v_r > \sigma_{\text{gas,1D}}.$$

Toks kriterijus leidžia išskirti dujų daleles (ląsteles), kurių judėjimas į išorę viršija tipinę dujų dispersijos greitį. Siekiant atmesti daleles, priklausančias aplinkinėms sistemoms, atranka papildomai buvo apribota nagrinėjamos galaktikos virialiniu spinduliu.

Kadangi galaktinėms t km ms yra būdinga daugi fazė sandara, vien kinematinės atrankos nepakanka pilnai apibūdinti jų termodinaminei struktūrai. Todėl TNG50 dujų dalelių temperatūra buvo apskaičiuota tiesiogiai iš TNG50 modelyje pateiktų InternalEnergy ir ElectronAbundance laukų:

$$T = (\gamma - 1) u \mu \frac{m_p}{k_B}, \quad (40)$$

kur $\gamma = 5/3$, u - savitoji vidinė energija, m_p - protono masė, k_B - Boltzmanno konstanta, o μ - vidutinis molekulinis svoris, kuris apskaičiuojamas pagal

$$\mu = \frac{4}{1 + 3X_H + 4X_H x_e}, \quad (41)$$

kur $X_H = 0,76$ yra vandenilio masės dalis, o x_e - elektronų gausa.

Tolimesnei analizei atrinktos dujų ląstelės buvo suskirstytos į tris temperatūrines fazes:

$$T < 10^5 \text{ K}, \quad (42)$$

$$10^5 \text{ K} \leq T < 10^6 \text{ K}, \quad (43)$$

$$T \geq 10^6 \text{ K}, \quad (44)$$

kurios šiame darbe atitinkamai vadinamos šaltąja, šiltąja ir karštąja fazėmis. Toks skaidymas leidžia įvertinti skirtingų dujų fazių priklausomybes nuo pagrindinių galaktikos parametrų.

Šiame etape atrinkus galaktikai priklausančias tėkmės dujų ląsteles, kiekvienai galaktikai toliau buvo apskaičiuoti pagrindiniai tėkmės parametrai: radialinis greitis, masės pernašos sparta $\dot{M}_{\text{out}}$, judesio kiekio pernašos sparta $\dot{p}_{\text{out}}$ ir energijos pernašos sparta $\dot{E}_{\text{out}}$.

5.4 T kmių savybių apskaičiavimas

Pirmiausia buvo nustatoma bendra t kmei priskirtų dujų masė

$$M_{\text{out}} = \sum_i m_i, \quad (45)$$

kur suma atliekama toms dujų dalelėms, kurios tenkina pasirinktą tėkmės atrankos kriterijų. Toliau buvo skaičiuojamas vidutinis radialinis tėkmės greitis

$$\langle v_{\text{rad}} \rangle = \frac{\sum_i m_i v_{r,i}}{\sum_i m_i}, \quad (46)$$

bei charakteringas tėkmės spindulys

$$r_{\text{out}} = \frac{\sum_i m_i r_i}{\sum_i m_i}, \quad (47)$$

kur r_i yra dujų dalelės atstumas nuo galaktikos centro. Masės pernašos spartai įvertinti buvo naudotas integralinis Mv/R tipo įvertis:

$$\dot{M}_{\text{out}} = \sum_i \frac{m_i v_{r,i}}{r_i}. \quad (48)$$

Toks įvertis buvo pasirinktas todėl, kad jis nereikalauja papildomų geometrinių prielaidų ir pasižymi mažiausiomis parametrinėmis variacijomis (žr. 6 skyriuje). Žinant $\dot{M}_{\text{out}}$ toliau buvo skaičiuojama judesio kiekio pernašos sparta:

$$\dot{p}_{\text{out}} = \dot{M}_{\text{out}} \langle v_{\text{rad}} \rangle, \quad (49)$$

ir energijos pernašos sparta:

$$\dot{E}_{\text{out}} = \frac{1}{2} \dot{M}_{\text{out}} \langle v_{\text{rad}} \rangle^2. \quad (50)$$

Tokiu būdu kiekvienai atrinktai galaktikai buvo gautas nuoseklus tėkmės parametrų rinkinys, leidžiantis analizuoti pagrindinius sąryšius tarp tėkmės ir galaktikos savybių bei įvertinti skirtingų dujų fazių indėlį.

6 Masės pernašos spartos įvertinimas

4 skyriuje buvo suformuluota galutinė AGN varomos karštos tėkmės dalelių atranka, paremta kinematiniais ir temperatūriniais kriterijais. Tolimesnis žingsnis yra įvertinti, kaip šioms atrinktoms dalelėms apskaičiuojama masės pernašos sparta $\dot{M}_{\text{out}}$, ir kaip gautos vertės priklauso nuo pasirinkto skaičiavimo būdo, jo hiperparametrų bei stebėjimo geometrijos.

Šiame skyriuje praplėčiama Valytė (2026) atlikta analizė, įtraukiant asimetrinį modelį, kuris čia veikia kaip griežtesnis metodinis testas, parodantis, kaip $\dot{M}_{\text{out}}$ įverčiai kinta, kai tėkmė nėra geometriškai tvarkinga. Nagrinėjami trys pagrindiniai masės pernašos spartos įverčiai: Eulerinis, Lagranžinis ir integralinis Mv/R analogas. Pirmiausia įvertinami vien dėl metodo pasirinkimo atsirandantys skirtumai, laikant dalelių atrankos kriterijų ir evoliucijos stadiją fiksuotais, vėliau nagrinėjamas kiekvieno metodo jautrumas hiperparametrms, o galiausiai į analizę įtraukiami projekcijos ir stebėtojiškos atrankos efektai.

6.1 Masės pernašos spartos įverčių palyginimas

Pirmiausia lyginami skirtingi masės pernašos spartos $\dot{M}_{\text{out}}$ įverčiai, nagrinėjant tėkmę toje pačioje evoliucijos stadijoje. Eulerinis srautas apskaičiuojamas pagal 18 formulę, Lagranžinis pagal 20 formulę ir stebėtojiško įverčio analogas integralinis Mv/R pagal 21 formulę. Euleriniam ir Lagranžiniam įvertinimui r skaičiuojamas intervale

$$r \in [0,05; 2,0] \text{ kpc},$$

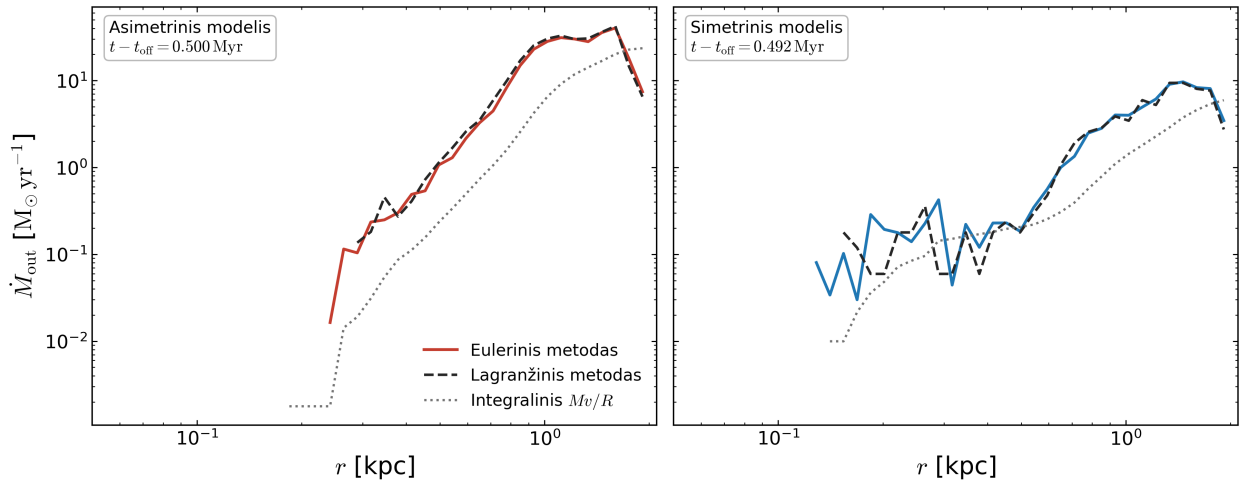
intervalą suskirstant į 42 ribas. Apvalkalo storis Δr taip pat nėra fiksuotas, o kinta priklausomai nuo pasirinkimo spindulio dydžio. Lagranžiniam metodui naudoti gretimų momentinių nuotraukų laiko intervalai yra $\Delta t = 0,049 \text{ Myr}$ asimetriniame ir $\Delta t = 0,047 \text{ Myr}$ simetriniame modelyje. Viršutinė pasiekama r riba apribota iki 2,0 kpc įvertinus tėkmės išplitimo spindulį.

8 pav. parodyti gauti radialiniai profiliai. Rezultatai rodo, kad asimetriniame modelyje Eulerinio ir Lagranžinio metodų maksimalios vertės skiriasi tik apie 5%, o simetriniame modelyje - apie 3%. Tuo tarpu integralinis Mv/R analogas sistemingai pateikia mažesnes vertes: asimetriniame modelyje jis yra mažesnis už Eulerinį maksimumą maždaug 40%, o simetriniame - apie 37%. Apibendrintus rezultatus galima matyti 3 lentelėje.

3 lentelė. Masės pernašos spartos įverčiai abiem idealizuotiems modeliams. Čia r_{max} žymi radialinio profilio maksimalios reikšmės padėtį, o R_{char} - integraliniam Mv/R analogui naudotą charakteringą spindulį, apibrėžtą kaip masės svertinį atrinktų tėkmės dalelių vidutinį spindulį (žr. 22 formulę).

Modelis	$\dot{M}_{\text{Euler}}^{\text{max}}$ [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$]	$r_{\text{max,E}}$ [kpc]	$\dot{M}_{\text{Lag}}^{\text{max}}$ [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$]	$r_{\text{max,L}}$ [kpc]	$\dot{M}_{\text{int}}$ [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$]	R_{char} [kpc]
Asimetrinis	40,3	1,6	42,3	1,6	24,0	1,3
Simetrinis	9,7	1,5	9,4	1,3	6,1	1,3

Kadangi vienas iš nagrinėjamų modelių yra asimetrinis, papildomai buvo įvertinta, ar apsi-



8 pav. Masės pernašos spartos radialinių profilių palyginimas, taikant karštos tėkmės komponentės atranką maždaug po 0,5 Myr nuo AGN epizodo pabaigos. Pavaizduoti trys skirtingi įverčiai: Eulerinis metodas, Lagranžinis metodas ir integralinis Mv/R tipo analogas.

brėžus pagrindinę tėkmės ašį $\hat{\mathbf{a}}$, apskaičiuotą iš kovariacinės matricos, bei padalinus tėkmę į dvi atskiras dalis ašies atžvilgiu (teigiamą ir neigiamą), gausime panašius $\dot{M}_{\text{out}}$ įverčius. Asimetrinio modelio atveju ašis yra:

$$\hat{\mathbf{a}}_{\text{asym}} = (0,900; -0,301; -0,316)$$

tuo tarpu simetrinio modelio:

$$\hat{\mathbf{a}}_{\text{sym}} = (0,098; 0,090; 0,991)$$

Simetrinio modelio pagrindinė tėkmės kryptis iš esmės sutampa su z ašimi, tuo tarpu asimetrinis modelis yra nuo jos nukrypęs. Dėl šios priežasties tėkmės struktūrinių dalių skaidymas pagal $z > 0$ ir $z < 0$ nėra bendrai pritaikomas, todėl toliau naudojamas skaidymas pagal projekcijos į pagrindinę tėkmės ašį ženklą.

Šio atskyrimo rezultatai pateikti 4 lentelėje. Asimetriniame modelyje teigiamoji ašies pusė dominuoja visiems trims masės pernašos spartos įverčiams. Priklausomai nuo pasirinkto $\dot{M}_{\text{out}}$ apibrėžimo, teigiamosios ir neigiamosios pusės įverčiai skiriasi maždaug 3,3 - 3,8 karto. Tai rodo, kad karštosios tėkmės masės pernaša šiame modelyje yra stipriai vienvpusė, o bendras $\dot{M}_{\text{out}}$ įvertis tokį geometrijos efektą gali užmaskuoti. Simetriniame modelyje pusių skirtumas yra gerokai mažesnis. Neigiamoji pusė išlieka kiek stipresnė, tačiau skirtumas siekia maždaug 1,5 - 1,7 karto. Tai rodo, kad net ir idealizuotame simetriniame modelyje tobula simetrija nėra pasiekama, tačiau abiejų pusių energingumas išlieka panašus. Svarbu tai, kad integralinis Mv/R įvertis, nors ir duoda sistemingai mažesnius įverčius, nei Euleris ar Lagranžinis metodai, visgi tos pačios kokybinės tendencijos yra atkuriamos.

4 lentelė. Masės pernašos spartos įverčiai skirtingose pagrindinės tėkmės ašies pusėse.

Modelis ir pusė	$\dot{M}_{\text{Euler}}^{\text{max}}$ [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$]	$\dot{M}_{\text{Lag}}^{\text{max}}$ [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$]	$\dot{M}_{\text{int}}$ [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$]
Asimetrinis, teigiamoji ašies pusė	40,3	42,3	19,2
Asimetrinis, neigiamoji ašies pusė	11,7	12,2	5,0
Simetrinis, teigiamoji ašies pusė	3,8	4,2	2,4
Simetrinis, neigiamoji ašies pusė	6,8	7,2	3,6

6.2 Jautrumas hiperparametrams

Ankstesniame poskyryje parodyta, kad vien dėl $\dot{M}_{\text{out}}$ apibrėžimo pasirinkimo masės pernašos spartos vertės gali skirtis iki 40%. Papildomas neapibrėžtumo sluoksnis atsiranda dar ir dėl to, kad kiekvienas metodas turi savo vidinius nustatomus hiperparametrus. Taigi, šiame skyriuje toliau vertinama, kaip keičiasi masės pernašos spartos įvertis priklausomai nuo hiperparametrų pasirinkimo.

Kadangi masės pernašos spartos reikšmės gali skirtis keliomis eilėmis, sklaida vertinama logaritminėje erdvėje:

$$\sigma_{\text{var}} = \frac{P_{84}(\log_{10} \dot{M}) - P_{16}(\log_{10} \dot{M})}{2}, \quad (51)$$

kur P_{16} ir P_{84} žymi atitinkamai 16-ąjį ir 84-ąjį procentilius. Šis dydis nusako tipinę sklaidą dex vienetais. Patogiai interpretacijai taip pat naudojamas daugiklinės variacijos dydis

$$f_{\text{var}} = 10^{\sigma_{\text{var}}}, \quad (52)$$

rodantis, kiek kartų tipiškai gali pasikeisti $\dot{M}_{\text{out}}$, keičiant metodo hiperparametrus. Euleriniam metodui varijuojami apvalkalo spindulys ir storis:

$$r_{\text{shell}} \in \{0,3; 0,5; 0,8; 1,0; 1,3; 1,6; 1,9\} \text{ kpc}, \quad \Delta r \in \{0,05; 0,10; 0,15; 0,20\} \text{ kpc}.$$

Taigi sudaroma 28 kombinacijų gardelė, o reikšmė laikoma nepatikima, jei į atitinkamą apvalkalą patenka mažiau nei $N_{\text{min}} = 20$ atrinktų dalelių. Lagranžinio metodo atveju vien erdvinės padėties nepakanka, nes šis įvertis priklauso ir nuo laiko diskretizacijos. Todėl čia keičiami tiek dalelių kirtimo spinduliai

$$r_{\text{shell}} \in \{0,3; 0,5; 0,8; 1,0; 1,3; 1,6; 1,9\} \text{ kpc},$$

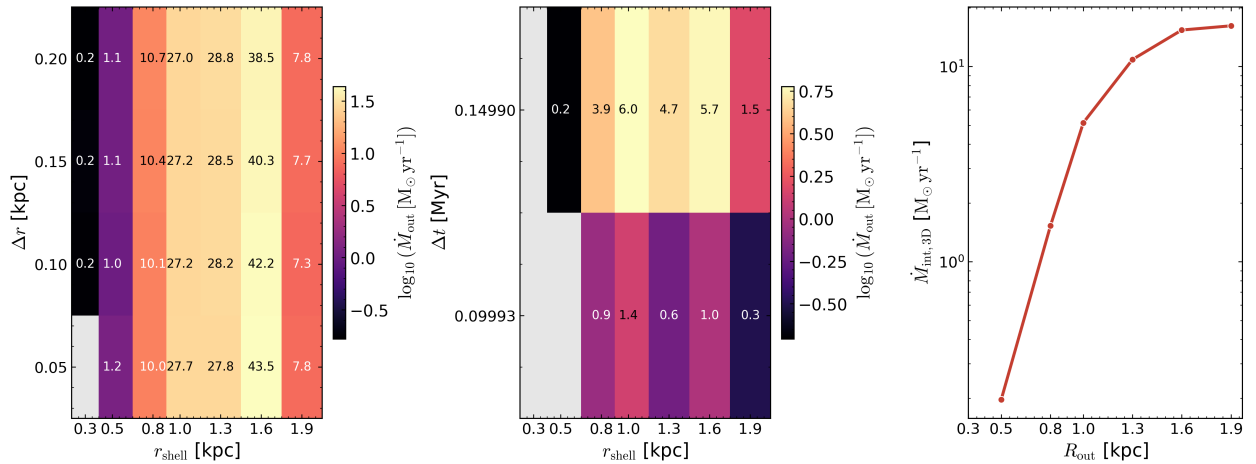
tiek momentinių nuotraukų žingsnių skaičius

$$\Delta n \in \{1; 2; 3\}.$$

Šie žingsniai atitinka laiko intervalus $\Delta t = 0,049; 0,099; 0,149$ Myr asimetriniame modelyje ir $\Delta t = 0,047; 0,094; 0,141$ Myr simetriniame modelyje. Trečiajam metodui naudojamas integralinis 3D apertūrinis Mv/R analogas, kuriame vienintelis varijuojamas hiperparametras yra apertūros spindulys:

$$R_{\text{out}} \in \{0,3; 0,5; 0,8; 1,0; 1,3; 1,6; 1,9\} \text{ kpc}.$$

Šis įvertis dar nėra projekcinis stebėtojiškas dydis, o tik integralinis trimatis analogas, leidžiantis tiesiogiai palyginti skirtingų metodų stabilumą 3D erdvėje. 9 pav. parodyta, kaip $\dot{M}_{\text{out}}$ kinta keičiant šiuos hiperparametrus, analizuojant asimetrinį modelį. Į Lagranžinio metodo analizės atvaizdavimą spalvų intensyvumo žemėlapyje (centre) nėra įtrauktas laiko žingsnis $\Delta n = 1$, dėl to, kad visos vertės neatitiko reikalaujamo $N_{\text{min}} = 20$ kriterijaus.



9 pav. Masės pernašos spartos $\dot{M}_{\text{out}}$ priklausomybė nuo metodo hiperparametrų analizuojant asimetrinį modelį, kai $t - t_{\text{off}} \simeq 0,5$ Myr. Kairėje pavaizduota Eulerinio metodo gardelė, centre - Lagranžinio metodo gardelė, o dešinėje - integralinio apertūrinio Mv/R įverčio priklausomybė nuo R_{out} . Skaičiai langeliuose žymi $\dot{M}_{\text{out}}$ reikšmės tiesinėje skalėje, o šviesiai pilkos sritys atitinka statistiškai nepatikimas hiperparametrų kombinacijas.

Dėl hiperparametrų pasirinkimo atsirandantis sklaidos įverčiai pateikti 5 lentelėje. Matyti, kad Eulerinis metodas yra jautriausias tiek asimetriniame, tiek simetriniame modeliuose. Gaunama beveik tokia pati sklaida, $\sigma_{\text{var}} \simeq 0,72$ dex. Tai reiškia, kad keičiant apvalkalo padėtį ir storį gaunama $\dot{M}_{\text{out}}$ vertė gali pasikeisti apie penkis kartus. Analizė rodo, kad pagrindinis variacijų šaltinis yra ne pats apvalkalo storis Δr , o pasirinktas r_{shell} . Keičiant Δr ties fiksuotu r_{shell} , $\dot{M}_{\text{out}}$ kinta santykinai mažai, tuo tarpu keičiant patį apvalkalo spindulį gaunami gerokai didesni skirtumai. Tai rodo, kad Eulerinis metodas jautriausias tam, kurioje tėkmės vietoje atliekamas matavimas.

Lagranžinis metodas stabilesnis, tačiau jo rezultatai vis dar reikšmingai priklauso nuo pasirinktų hiperparametrų. Asimetriniame modelyje gaunama $\sigma_{\text{var}} = 0,620$ dex, o simetriniame modelyje - $\sigma_{\text{var}} = 0,496$ dex, taigi šiuo metodu skaičiuojami įverčiai gali skirtis nuo 3,1 iki 4,2 karto.

Mažiausią sklaidą šiame palyginime gauname analizuojant integralinį 3D apertūrinį Mv/R analogą. Asimetriniame modelyje gaunama $\sigma_{\text{var}} = 0,593$ dex, o simetriniame modelyje - $\sigma_{\text{var}} = 0,480$ dex, kas atitinka maždaug 3,9 ir 3,0 karto variaciją. Nors šis metodas yra stabiliausias iš trijų, jo sklaida vis tiek išlieka reikšminga, todėl net ir integralinis įvertis nėra nepriklausomas nuo pasirinktos geometrijos.

Leidus kisti kiekvieno metodo vidiniams hiperparametrams, gaunama $\sigma_{\text{var}} \simeq 0,48-0,72$ dex sklaida, atitinkanti maždaug 3-5 kartų pokyčius. Rezultatai rodo, kad Eulerinis metodas yra jautriausias hiperparametrms, todėl jo taikymui būtinas aiškus fizinis pasirinkto apvalkalo spindulio ir storio pagrindimas. Lagranžinis metodas negali būti analizuojamas vien kaip funkcija nuo kirtimo spindulio, nes reikšmingą įtaką rezultatui daro ir pasirinktas Δt . Trečia, integralinis 3D apertūrinis

M_V/R analogas šiame palyginime yra stabiliausias metodas, tačiau net ir jo sklaida išlieka kelių kartų dydžio.

5 lentelė. Masės pernašos spartos įverčių jautrumas metodo hiperparametrų pasirinkimui. Čia σ_{var} žymi sklaidą logaritminėje erdvėje, o f_{var} - atitinkamą daugiklį tiesinėje skalėje.

Modelis	Metodas	σ_{var} [dex]	f_{var}
Asimetrinis	Eulerinis metodas	0,715	5,19
Asimetrinis	Lagranžinis metodas	0,620	4,17
Asimetrinis	3D apertūrinis M_V/R analogas	0,593	3,91
Simetrinis	Eulerinis metodas	0,716	5,21
Simetrinis	Lagranžinis metodas	0,496	3,13
Simetrinis	3D apertūrinis M_V/R analogas	0,480	3,02

6.3 Stebėjimo krypties įtaka masės pernašos spartos įverčiams

Stebėjimuose galaktikų ir AGN tėkmių savybės nustatomos pagal dydžius, projektuojamus į regėjimo liniją (LOS, angl. line of sight), todėl iš jos išvesti masės pernašos spartos $\dot{M}_{\text{out}}$ įverčiai neišvengiamai priklauso nuo stebėjimo krypties. Ši orientacijos priklausomybė yra vienas svarbiausių sisteminių neapibrėžtumų šaltinių, ypač kai tėkmė yra anizotropinė ir daugiakomponentė (Veilleux et al., 2020; Fluetsch et al., 2019). Dėl šios priežasties šiame poskyryje vertinama, kaip $\dot{M}_{\text{out}}$ kinta projektuojant tą pačią tėkmę iš daugelio skirtingų regėjimo krypčių.

Regėjimo kryptys šiame darbe generuojamos kaip apytikriai tolygiai sferoje pasiskirsčiusių vienetinių vektorių aibė, naudojant Fibonacci rutulio schemą (Hannay & Nye, 2004; González, 2010). Kiekvienai kryptiai $\hat{\mathbf{n}}$ apibrėžiamas kampas tarp regėjimo krypties ir pagrindinės tėkmės ašies:

$$\cos \theta_{\text{out}} = \hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{a}}_{\text{out}}, \quad (53)$$

kur $\hat{\mathbf{a}}_{\text{out}}$ yra iš identifikuotų kaip priklausančių tėkmei tėkmės dalelių nustatyta pagrindinė ašis. Tai yra Valytė (2026) darbe pateiktos metodikos patikslinimas, nes kampas skaičiuojamas ne modelio z ašies, o pačios tėkmės ašies atžvilgiu. Toks pasirinkimas ypač svarbus asimetriniam modeliui, kurio tėkmė yra aiškiai pakrypusi koordinačių sistemos atžvilgiu. Kiekvienai regėjimo kryptiai apskaičiuojami projekciniai dydžiai

$$v_{\text{los}} = \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{n}}, \quad R_{\text{proj}}^2 = |\mathbf{r}|^2 - (\mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{n}})^2. \quad (54)$$

Kadangi šiame etape siekiama įvertinti bendrą masės pernašos spartą, naudojamas greičio modulis $|v_{\text{los}}|$. Toliau lyginami du projekciniai įverčiai. Pirmasis yra projekcinis lokalaus srauto analogas, apskaičiuojamas projekciniame žiede ties pasirinktu R_{ref} (žr. 18 formulę), antrasis - integralinis projekcinis M_V/R tipo įvertis (žr. 21 formulę).

Kampinė sklaida vertinama analogiškai kaip ir ankstesniuose poskyriuose, t.y. iš $\log_{10} \dot{M}$ pasiskirstymo skirtingose regėjimo kryptyse apskaičiuojant 16-ąją ir 84-ąją procentilius. Gautos reikšmės rodo, kad projekcinio lokalaus srauto metodas yra gerokai jautresnis orientacijai negu integralinis projekcinis M_V/R įvertis. Projekcinio žiedinio srauto atveju gaunama $\sigma_{\text{ang}} = 0,231$ dex

asimetriniam ir $\sigma_{\text{ang}} = 0,240$ dex simetriniam modeliui, o integralinio projekcinio M_V/R analogo atveju - tik $\sigma_{\text{ang}} = 0,093$ dex ir $\sigma_{\text{ang}} = 0,089$ dex. Tai reiškia, kad projekcinis žiedinis srautas tipiškai kinta apie 1,7 karto, o integralinis projekcinis įvertis - apie 1,2 karto.

10 paveiksle parodyta, kaip integralinis projekcinis $\dot{M}_{\text{int,proj}}$ įvertis kinta priklausomai nuo pasirinkto $\cos \theta_{\text{out}}$. Abiejuose modeliuose matyti, kad stebint arčiau pagrindinės tėkmės ašies $\hat{\mathbf{a}}_{\text{out}}$ gaunamos didesnės projekcinės masės pernašos spartos vertės, o artėjant prie pusiaujinių kryptių įvertis sistemingai mažėja. Tai rodo, kad vien dėl orientacijos stebėtojas gali nuvertinti masės pernašos spartą, jei sistema stebima ne išilgai pagrindinės tėkmės ašies.

Paveiksle taip pat palyginama fiksuotos 3D atrankos projekcija ir papildoma imitacinio stebėtojo atranka (angl. „mock-observer“), kai kiekvienai regėjimo kryptiai dalelės iš naujo atrenkamos pagal projekcinius dydžius, taikant $|v_{\text{los}}| > v_{\text{cut}}$ ir tą pačią temperatūros ribą. Asimetriniame modelyje abi kreivės beveik sutampa, todėl papildoma LOS pagrįsta atranka bendrą rezultatą pakeičia tik silpnai. Tai atitinka ir nedidelį sklaidos padidėjimą nuo $\sigma_{\text{ang}} = 0,093$ dex iki $\sigma_{\text{ang}} = 0,100$ dex.

Simetriniame modelyje situacija kitokia. Nors bendra kampinė sklaida taip pat padidėja tik nežymiai, nuo $\sigma_{\text{ang}} = 0,089$ dex iki $\sigma_{\text{ang}} = 0,097$ dex, imitacinio stebėtojo analizės kreivė beveik visame $\cos \theta_{\text{out}}$ intervale yra sistemingai aukščiau už tikrąją projekcijos kreivę. Tai rodo ne tik papildomą sklaidą, bet ir sisteminį poslinkį, nes LOS atrankoje paliekamos tik tos dalelės, kurių projekciniai greičiai yra didesni. Dėl to integralinis projekcinis $\dot{M}_{\text{int,proj}}$ įvertis tampa didesnis nei naudojant tą pačią fiksuotą 3D dalelių atranką.

Skirtumą tarp asimetrinio ir simetrinio modelio lemia tai, kad projekcinis M_V/R įvertis vienu metu keičia ir greičio, ir atstumo informaciją. Projekcijoje greitis visada matomas tik per regėjimo linijos komponentę, todėl $|v_{\text{los}}| \leq |\mathbf{v}|$, tačiau projektuotas charakteringas spindulys taip pat sumažėja. Todėl projekcinis įvertis gali būti mažesnis priklausomai nuo to, ar dominuoja greičio komponentės sumažėjimas ar charakteringo spindulio sumažėjimas.

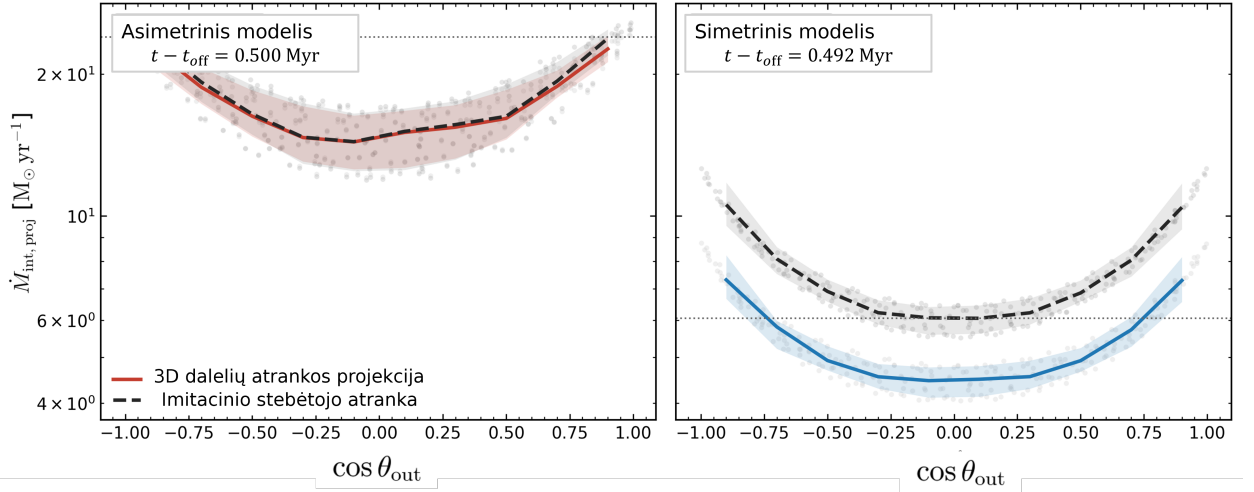
6.4 $\dot{M}_{\text{out}}$ analizės išvados

Atlikta analizė parodė, kad masės pernašos spartos įvertinimas priklauso nuo trijų pagrindinių metodinių sluoksnių: pasirinkto formalizmo, jo hiperparametrų ir stebėjimo krypties. Leidus kisti metodo vidiniams hiperparametrms, gaunama 0,48 – 0,71 dex sklaida, projekcijos efektai taip pat daro įtaką parametro įvertinimui. Taigi, didžiausia $\dot{M}_{\text{out}}$ variacijos dalis kyla ne iš paties formalizmo pasirinkimo, bet iš to, kaip konkretus metodas įgyvendinamas geometriškai.

Kadangi tolesniam ryšiui su stebėjimais tinkamiausiu kandidatu šiame darbe laikomas integralinis M_V/R tipo įvertis, 6 lentelėje pateiktas būtent šio metodo jautrumas nustatytoms sąlygoms. Nagrinėjant abu modelius, aiškiai matyti ta pati tendencija:

$$\sigma_{\text{hyp}} \gg \sigma_{\text{ang}}.$$

Tai reiškia, kad hiperparametrų ir geometrijos pasirinkimas išlieka dominuojančiu neapibrėžtumo šaltiniu, o orientacijos efektas yra antrinis, bet reikšmingas.



10 pav. Integruoto projekcinio $\dot{M}_{\text{int,proj}}$ įverčio priklausomybė nuo regėjimo krypties. Punktyrinė horizontali linija žymi tikrąją 3D masės pernašos spartos vertę $\dot{M}_{\text{int,3D}}$, apskaičiuotą iš pilnos trimatės dalelių informacijos. Pilki taškai rodo masės pernašos spartos vertes, gautas skirtingomis regėjimo kryptimis, o spalvotos kreivės ir šešėliuoti intervalai - medianas bei 16-84 procentilių intervalą. Ištinė kreivė atitinka fiksuotos 3D dalelių atrankos projekciją, o brūkšniuota - papildomą imitacinio stebėtojo atranką, kai kiekvienai kryptčiai dalelės iš naujo atrenkamos pagal $|v_{\text{los}}| > v_{\text{cut}}$ ir tą pačią temperatūros ribą.

6 lentelė. $\dot{M}_{\text{out}}$ jautrumo integraliniam Mv/R įverčiui analizė. Čia σ_{hyp} žymi sklaidą dėl integralinio metodo hiperparametrų, σ_{ang} - sklaidą dėl projekcijos efektų, o $\sigma_{\text{tot,ind}}$ - galutinis sklaidos įvertinimas.

Modelis	σ_{hyp} [dex]	σ_{ang} [dex]	$\sigma_{\text{tot,ind}}$ [dex]	$f_{\text{tot,ind}}$
Asimetrinis	0,593	0,100	0,60	4,0
Simetrinis	0,480	0,097	0,49	3,1

Formaliai šias dedamąsias būtų galima sujungti kaip

$$\sigma_{\text{tot,ind}} \simeq \sqrt{\sigma_{\text{hyp}}^2 + \sigma_{\text{ang}}^2}, \quad (55)$$

tačiau tai neturėtų būti interpretuojama griežtai, kadangi šios dedamosios darbe nusako skirtingų prielaidų jautrumą, todėl $\sigma_{\text{tot,ind}}$ geriau laikyti orientaciniu bendru variacijos mastu, o ne formalia galutine paklaida.

Apibendrinant, Eulerinis metodas šiame darbe yra naudingiausias kaip lokalaus srauto ir radialinės struktūros diagnostikos metodas, bet dėl šios priežasties jis yra jautriausias hiperparametrams. Lagranžinis metodas yra fiziškai tiesioginis, bet išlieka priklausomas nuo pasirinkto Δt . Tuo tarpu integralinis Mv/R analogas, nors ir nėra visiškai nepriklausomas nuo geometrijos, pasirodo stabiliausias tiek 3D hiperparametrų, tiek projekcijos atžvilgiu. Dėl šios priežasties būtent jis yra tinkamiausias pagrindiniam modelių palyginimui su stebėjimais, o Eulerinis ir Lagranžinis įverčiai turėtų būti naudojami kaip papildomi diagnostiniai metodai.

7 Tėkmių savybės TNG50 modelyje

Atlikus idealizuotų modelių analizę, buvo atnaujinta Valytė (2025b) tėkmių atrankos metodika *IllustrisTNG50-1* duomenims (detaliau žr. 5 skyrių). Tėkmei priskiriamos dalelės buvo atrinktos naudojant kinematinę ir termodinaminę atranką bei įvestas papildomas temperatūrinis dalelių skaidymas į tris fazes.

Šiame skyriuje analizuojami trys kosmologiniai laikotarpiai: dabartinė Visata ($z \sim 0$, Visatos amžius $\sim 13,8$ mlrd. metų), „kosminis vidurdienis“ ($z \sim 2$, Visatos amžius $\sim 3,3$ mlrd. metų) ir ankstyvoji Visata ($z \sim 6$, Visatos amžius $\sim 0,9$ mlrd. metų). Atitinkamai kiekvienam kosmologiniam laikotarpiui buvo rasta 483, 2709 ir 211 aktyvių galaktikų. Darbe įvestas temperatūrinis skaidymas, kai dujos suskirstytos į šaltąją, šiltąją ir karštąją fazes:

$$T < 10^5 \text{ K} \quad (\text{šaltoji fazė}),$$

$$10^5 \text{ K} \leq T < 10^6 \text{ K} \quad (\text{šiltoji fazė}),$$

$$T \geq 10^6 \text{ K} \quad (\text{karštoji fazė}).$$

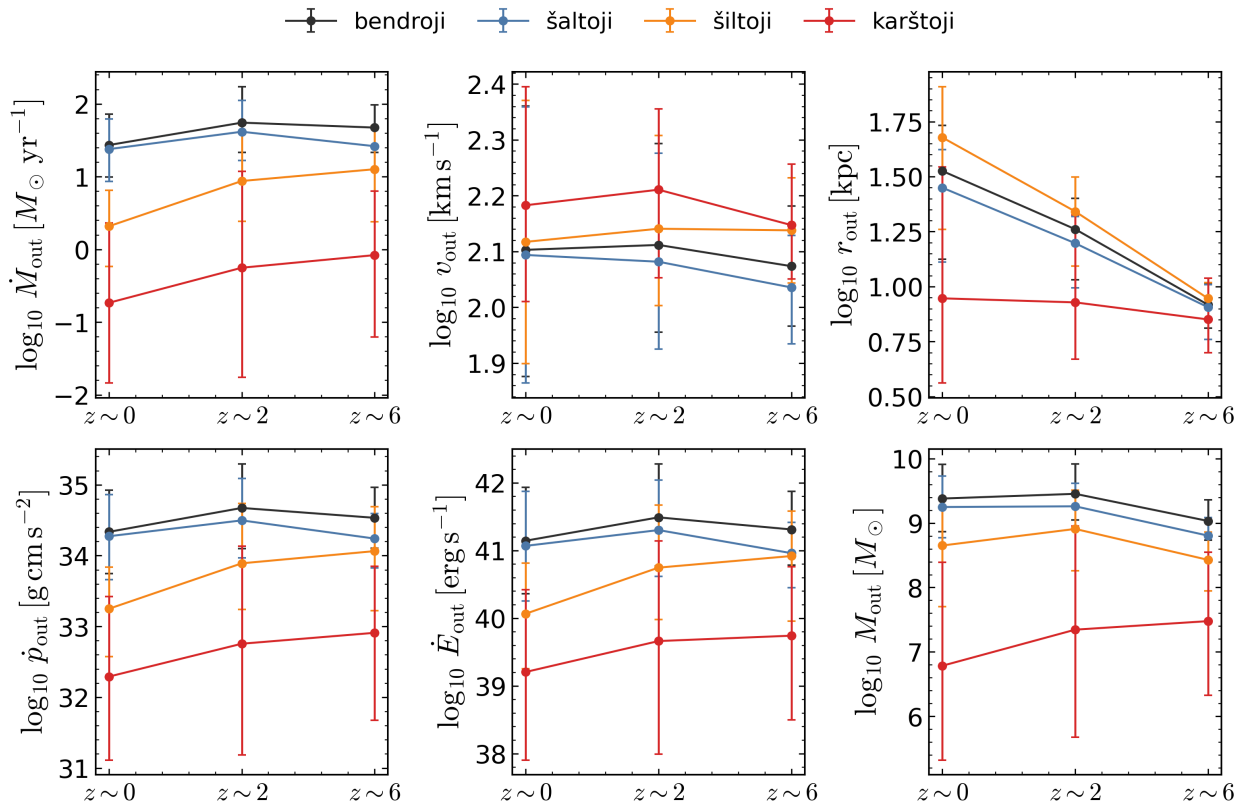
Šio temperatūrinio skaidymo nereikėtų interpretuoti kaip tiesioginio molekulinų, neutralių, jonizuotų ir labai jonizuotų stebimų fazių pakaitalo (Cicone et al., 2018; Veilleux et al., 2020). Vis dėlto tokia klasifikacija leidžia tirti, kaip atskiros temperatūrinės komponentės prisideda prie bendro tėkmių savybių įvertinimo.

Rezultatai rodo, kad šaltoji ir šiltoji fazės aptinkamos beveik visose sistemose visose trijose epochose, o karštoji fazė - tik dalyje jų. Vis dėlto karštosios fazės aptikimo dažnis didėja su raudonuju poslinkiu: nuo 56,7% ties $z \sim 0$ iki 73,1% ties $z \sim 2$ ir 90,1% ties $z \sim 6$. Tai reiškia, kad ankstyvesnėje Visatoje karštoji komponentė tampa vis dažnesnė, nors vien aptikimo dažnis dar nepasako jos masės indėlio.

11 paveiksle palyginamos tėkmių savybės skirtingais kosmologiniais laikotarpiais. Nors medianinės kai kurių parametrų vertės kinta tarp $z \sim 6$, $z \sim 2$ ir $z \sim 0$, daugeliu atvejų šie pokyčiai yra mažesni už imties sklaidą. 16-84 procentilių intervalai reikšmingai persidengia, todėl šių parametrų evoliucijos negalima laikyti statistškai aiškia. Pavyzdžiui, bendroji masės pernašos sparta yra didžiausia „kosminio vidurdienio“ epochoje. Medianinė $\dot{M}_{\text{out}}$ vertė padidėja nuo $47,3 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ties $z \sim 6$ iki $55,3 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ties $z \sim 2$. Vis dėlto, įvertinus sklaidos intervalus, šis skirtumas yra suderinamas su silpna arba visai nereikšminga $\dot{M}_{\text{out}}$ evoliucija. Ryškiausias sisteminis pokytis matomas analizuojant tėkmės spindulį, kurio medianinė vertė nuosekliai kinta tarp skirtingų raudonųjų poslinkių.

Temperatūrinis skaidymas rodo, kad pagal masę visuose trijuose laikotarpiuose dominuoja šaltoji fazė. Vis dėlto jos santykinė svarba mažėja didėjant raudonajam poslinkiui, o šiltoji fazė tampa vis reikšmingesnė. Medianinis santykis $\dot{M}_{\text{šiltoji}}/\dot{M}_{\text{šaltoji}}$ padidėja nuo maždaug 0,09 ties $z \sim 0$ iki 0,21 ties $z \sim 2$ ir beveik 0,48 ties $z \sim 6$. Tai rodo, kad ankstyvesnėje Visatoje šiltoji fazė turi vis daugiau indėlio bendram tėkmės energingumui, nors didžioji masės dalis vis dar išlieka susitelkusi šaltojoje fazėje.

Karštosios fazės masės dalies medianinis santykis $\dot{M}_{\text{karštoji}}/\dot{M}_{\text{bendroji}}$ padidėja nuo $4,6 \times 10^{-3}$ ties $z \sim 0$ iki $8,0 \times 10^{-3}$ ties $z \sim 2$ ir $1,8 \times 10^{-2}$ ties $z \sim 6$, tačiau net ir šiam santykiui pasiekus maksimumą, ji sudaro tik mažą bendros masės dalį. Vis dėlto karštosios fazės dujos pasižymi sistemingai didesniais tipiniais greičiais nei visa tėkmė: medianiniai $v_{\text{karštoji}}$ greičiai yra apie 152, 162 ir 140 km s^{-1} , atitinkamai didėjant raudonajam poslinkiui, kai bendrosios tėkmės medianiniai greičiai siekia apie 127, 129 ir 118 km s^{-1} . Tai rodo, kad karštoji fazė nėra dominuojanti pagal masę, tačiau ji geriau atspindi greitesnę ir energingesnę tėkmės komponentę. Tokia interpretacija dera su daugiafazių tėkmių samprata, pagal kurią skirtingos dujų fazės gali nevienodai prisidėti prie bendro masės, judesio kiekio ir energijos indėlio (Cicone et al., 2018; Veilleux et al., 2020).



11 pav. Medianinės TNG50–1 tėkmių savybės trijose kosmologinėse epochose, išskaidytos į bendrąją, šaltąją, šiltąją ir karštąją fazes. Taškai žymi medianines vertes, o paklaidų juostos atitinka 16–84 procentilių intervalą.

Judesio kiekio ir energijos pernašos spartos rodo panašias medianinių verčių tendencijas kaip ir masės pernašos sparta. Medianinės $\dot{p}_{\text{out}}$ ir $\dot{E}_{\text{out}}$ vertės yra didžiausios ties $z \sim 2$, t.y. „kosminio vidurdienio“ epochoje, kai bendras galaktikų žvaigždėdaros ir AGN aktyvumas taip pat yra didžiausias (Behroozi et al., 2013). Vis dėlto, įvertinus 16–84 procentilių intervalus, šių dydžių skirtumai tarp nagrinėjamų raudonųjų poslinkių nėra pakankamai ryškūs, kad būtų galima tvirtai teigti apie reikšmingą kosmologinę evoliuciją. Šių parametrų interpretacijai taip pat svarbu tai, kad jie yra išvestiniai dydžiai, apskaičiuojami iš masės pernašos spartos ir tėkmės greičio (žr. 49 ir 50 lygtis). Todėl jų fazinė struktūra priklauso ne tik nuo to, kuri dujų fazė perneša daugiausia masės, bet ir nuo to, kuri fazė pasižymi didžiausiais greičiais.

Būtent dėl šios priežasties karštosios fazės indėlis judesio kiekio ir energijos kiekio pernašoje

yra santykinai didesnis nei vien masės pernašos spartos analizėje. Vis dėlto net ir šiuose išvestiniuose parametruose karštoji fazė netampa dominuojančia komponente, nes jos didesni greičiai tik iš dalies kompensuoja labai mažą masės srautą. Tuo tarpu šaltoji fazė, nors ir lėtesnė, dėl savo masės indėlio išlieka dominuojanti. Tai rodo, kad TNG50-1 tėkmėse skirtingos fazės atlieka nevienodus vaidmenis: šaltoji fazė daugiausia neša masę, o karštoji fazė geriau atspindi greitesnę ir labiau energetiškai sužadintą tėkmės komponentę.

Lyginant su anksčiau nagrinėtu mažesnės raiškos TNG50-3 modeliu (Valytė, 2025a), šiame darbe gautos tėkmių savybės yra sistemingai didesnės. Tam įtakos turėjo tiek didesnė modelio skiriamoji geba, tiek atnaujinta dalelių atrankos metodika.

7.1 Masės pernašos spartos evoliucija

Tolimesnei analizei pasirinkta nagrinėti TNG50-1 modelyje apskaičiuotos masės pernašos spartos $\dot{M}_{\text{out}}$ sąryšius su trimis pagrindiniais galaktikos ir AGN parametrais: AGN šviesiu L_{AGN} , žvaigždėdaros sparta SFR ir galaktikos žvaigždine mase $M_{\star}$. $\dot{M}_{\text{out}}$ sąryšiai analizuojami trijose skirtingose kosmologinėse epochose (likusių analizuojamų tėkmės ir galaktikos savybių sąryšiai pateikti priede). Kadangi ankstesnė temperatūrinė analizė parodė, jog bendroji ir karštoji komponentės gali skirtis savo dėsningumais vertinant skirtingas tėkmės savybes, 12 paveiksle parodytos bendrosios ir karštosios fazės priklausomybės.

$\dot{M}_{\text{out}}$ ir L_{AGN} sąryšis. 12 paveikslo kairiajame stulpelyje parodytos masės pernašos spartos priklausomybės nuo AGN šviesio. Bendrosios fazės atveju visose trijose kosminėse epochose gaunami panašūs laipsninės priklausomybės pokrypiai: $\alpha = 0,34^{+0,03}_{-0,03}$ ties $z \sim 0$, $\alpha = 0,38^{+0,01}_{-0,01}$ ties $z \sim 2$ ir $\alpha = 0,36^{+0,05}_{-0,05}$ ties $z \sim 6$. Reikšmingiausias sąryšis gaunamas „kosminio vidurdienio“ epochoje, kai Pearsono koeficientas lygus $r = 0,71$.

Svarbu tai, kad visais atvejais gaunama $\alpha < 1$, t. y. $\dot{M}_{\text{out}}$ didėja augant L_{AGN} , tačiau lėčiau nei tiesiškai. Toks rezultatas rodo, kad masės pernašos spartos augimą analizuojant bendrąją fazę lemia ne vien AGN šviesio augimas, bet ir papildomi dujas stabdantys veiksniai, tokie kaip galaktikos dujų daugi fazė struktūra, jų vėsimas, turbulencija ar gravitacinis galaktikos potencialas.

Analizuojant karštąją tėkmės fazę, priklausomybė visose trijose epochose tampa gerokai statėsnė: gaunami pokrypiai $\alpha = 1,28^{+0,14}_{-0,15}$, $\alpha = 1,16^{+0,02}_{-0,02}$ ir $\alpha = 1,07^{+0,10}_{-0,07}$ atitinkamai ties $z \sim 0$, $z \sim 2$ ir $z \sim 6$. Taigi, stebimas beveik tiesinis augimas. Šis rezultatas gali būti aiškinamas tuo, jog būtent karštoji komponentė yra glaudžiausiai susijusi su smūginiu kaitinimu (Cicone et al., 2018; Veilleux et al., 2020).

$\dot{M}_{\text{out}}$ ir SFR sąryšis. 12 paveikslo viduriniame stulpelyje matomos $\dot{M}_{\text{out}}$ priklausomybės nuo žvaigždėdaros spartos. Bendrosios fazės atveju jos yra stipresnės nei sąryšiai su L_{AGN} . Pearsono koeficientai lygūs $r = 0,64$, $0,82$ ir $0,68$, o pokrypiai yra $\alpha = 0,50^{+0,03}_{-0,03}$, $\alpha = 0,54^{+0,01}_{-0,01}$ ir $\alpha = 0,47^{+0,04}_{-0,05}$ atitinkamai ties $z \sim 0$, $z \sim 2$ ir $z \sim 6$. Vėlgi, reikšmingiausias sąryšis tarp masės pernašos spartos ir žvaigždėdaros spartos išryškėja, kai $z \sim 2$, o SFR intervalas apima tris eiles verčių: nuo $\sim 10^{-1}$ iki $10^{2,3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

Karštosios fazės atveju ryšiai su SFR tampa dar stipresni: gaunami pokrypiai $\alpha = 1,63^{+0,14}_{-0,20}$ ties $z \sim 0$, $\alpha = 1,83^{+0,03}_{-0,02}$ ties $z \sim 2$ ir $\alpha = 1,59^{+0,16}_{-0,10}$ ties $z \sim 6$, o Pearsono koeficientai siekia atitinkamai $r = 0,74, 0,89$ ir $0,81$. Toks rezultatas rodo, kad karštosios fazės masės pernašos sparta labai jautriai reaguoja į bendrą sistemos SFR. Kadangi SFR tiesiogiai siejasi su šaltų dujų rezervuaru, o aukštesniuose raudonuosiuose poslinkiuose galaktikos vidutiniškai yra dujomis turtingesnės, intensyvesnė žvaigždėdara reiškia palankesnes sąlygas masyvių žvaigždžių formavimuisi, didesnam supernovų ir jų sukeltų smūginių bangų indėliui. Taigi, sistemose su didesne žvaigždėdaros sparta natūraliai susidaro palankesnės sąlygos formuotis ir energetiškai intensyvesnei karštajai tėkmės komponentei. Tokia interpretacija dera su stebėjimais, rodančiais, kad vietinėje Visatoje šaltų dujų kiekis yra mažesnis negu ankstyvesniais laikotarpiais (Tacconi et al., 2018).

$\dot{M}_{\text{out}}$ ir $M_{\star}$ sąryšis. Dešiniajame 12 paveikslo stulpelyje parodyti sąryšiai tarp masės pernašos spartos ir galaktikos žvaigždinės masės. Bendrosios fazės atveju visose trijose epochose stebimas teigiamas ryšys: gaunami pokrypiai $\alpha = 0,46^{+0,02}_{-0,02}$ ties $z \sim 0$, $\alpha = 0,58^{+0,01}_{-0,01}$ ties $z \sim 2$ ir $\alpha = 0,53^{+0,05}_{-0,05}$ ties $z \sim 6$. Reikšmingiausia koreliacija gaunama „kosminio vidurdienio“ epochoje, kai Pearsono koeficientas siekia $r = 0,80$, o modelio atkuriamos žvaigždinės masės apima daugiau nei trijų eilių intervalą, nuo maždaug 10^8 iki $10^{11,2} M_{\odot}$.

Lyginant skirtingas epochas matyti, kad ankstyvesnėje Visatoje tos pačios žvaigždinės masės galaktikos paprastai pasižymi didesnėmis masės pernašos spartomis negu vietinėje Visatoje. Tai vėlgi fiziškai dera su tuo, kad aukštesniuose raudonuosiuose poslinkiuose galaktikos vidutiniškai turi didesnius dujų rezervuarus ir pasižymi intensyvesne žvaigždėdara.

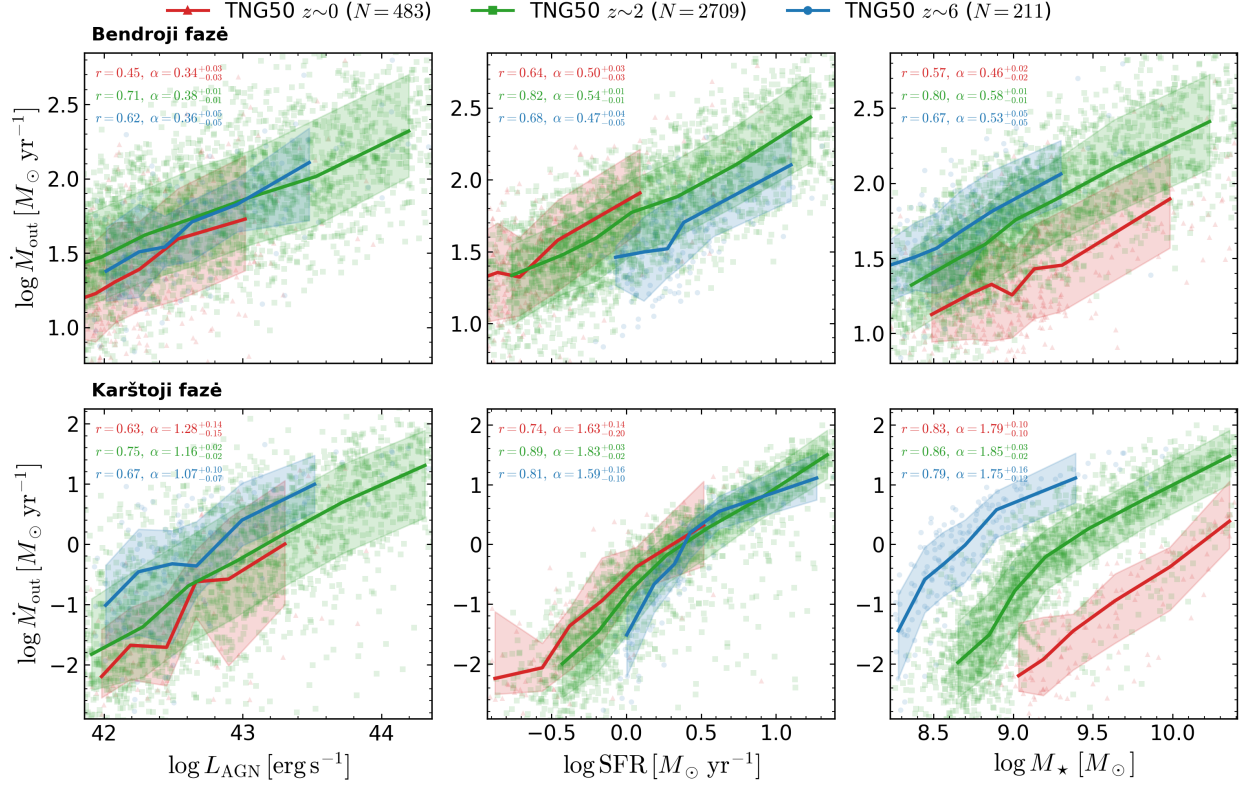
Karštoji fazė ir šiuo atveju išsiskiria gerokai statesne priklausomybe. Gauti pokrypiai yra $\alpha = 1,79^{+0,10}_{-0,10}$, $\alpha = 1,85^{+0,03}_{-0,02}$ ir $\alpha = 1,75^{+0,16}_{-0,12}$, o Pearsono koeficientai siekia atitinkamai $r = 0,83, 0,86$ ir $0,79$ ties $z \sim 0$, $z \sim 2$ ir $z \sim 6$. Skirtingai nei bendrosios fazės atveju, čia gaunama $\alpha > 1$, todėl karštosios fazės masės pernašos sparta su žvaigždine mase didėja greičiau nei tiesiškai.

Toks rezultatas rodo, kad karštosios fazės tėkmės yra jautresnės globalioms sistemos savybėms nei bendroji daugiafazė tėkmė. Šiuo atveju $M_{\star}$ indikuoja, kad masyvesnės galaktikos paprastai turi didesnę barioninės medžiagos rezervuarą, stipresnę gravitacinę potencialą ir dažnai masyvesnės centrinės juodąsias skyles. Šie veiksniai gali būti susiję su didesniu energijos indėliu aplinkinėms dujoms ir taip formuoti karštąją tėkmės komponentę.

7.2 Parametrų nuokrypių nuo geriausiai pritaikomos vertės analizė

Norint įvertinti, kuris galaktikos parametras yra svarbiausias aiškinant masės pernašos spartos $\dot{M}_{\text{out}}$ pokyčius, nepakanka nagrinėti vien tiesioginių dviejų dydžių koreliacijų. Pavyzdžiui, $\dot{M}_{\text{out}}$ gali koreliuoti su L_{AGN} , SFR ir $M_{\star}$, tačiau šie parametrai taip pat gali koreliuoti tarpusavyje. Taigi, tokiu būdu patikrinsime, ar SFR TNG50–1 duomenyse yra pagrindinis tėkmę valdantis parametras. Analizei pasirenkame kosmologinį laikotarpį, kai $z \sim 2$, kadangi būtent tame laikotarpyje parametrų aibė yra plačiausia ir stebimas didžiausias galaktikų skaičius ($N = 2709$).

Šiai problemai spręsti taikoma nuokrypių nuo geriausiai pritaikomų sąryšių analizė. Tokia analizės logika buvo naudota, pavyzdžiui, Bernardi et al. (2005) ir Shankar et al. (2016) darbuose,



12 pav. TNG50-1 modelyje išmatuotos masės pernašos spartos priklausomybės nuo L_{AGN} , SFR ir $M_{\star}$. Viršutinėje eilutėje parodyta bendroji tėkmė, apatinėje - karštoji fazė. Permatomi taškai žymi atskirus objektus, spalvotos kreivės - medianas, o šešėliuotos sritys - 16-84 procentilių intervalus. Pateikti Pearsono koreliacijos koeficientai r ir logaritminių priklausomybių pokrypiai α su bootstrap paklaidomis.

siekiant nustatyti, kuris iš kelių tarpusavyje koreliuojančių parametrų yra fundamentalesnis nagrinėjamam sąryšiui aprašyti. Šiame darbe metodas pritaikomas $\dot{M}_{\text{out}}$ priklausomybei nuo aktyvaus branduolio šviesio L_{AGN} , žvaigždėdaros spartos SFR ir žvaigždinės masės $M_{\star}$. Ši analizė buvo pritaikyta ir Valytė (2024) darbe, tik siekiant atsakyti į kitą klausimą: kuris parametras, L_{AGN} ar M_{BH} fundamentaliau aprašo varomos tėkmės savybes. Dalis žemiau aprašytos teorijos remiasi būtent Valytė (2024) darbu. Apibrėžkime lygtis naudojantis x , y ir z sąryšiais:

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{X - X_*}{\sigma_{XX}}, \\
 y &= \frac{Y - Y_*}{\sigma_{YY}}, \\
 z &= \frac{Z - Z_*}{\sigma_{ZZ}},
 \end{aligned}$$

čia N_* - dydžių $N = X, Y, Z$ vidurkis, σ_{NN} - standartinis nuokrypis.

Panagrinėsime modelį, kuriame tiriama fundamentali priklausomybė su z :

$$p(x, y, z) = p(z)p(x|z)p(y|z). \quad (56)$$

Koreliacijos tarp x ir z aprašomos integralais:

$$\langle xz \rangle = \int dx dz dy (xz) p(z, x, y). \quad (57)$$

Tarkime, kad $\langle x|z \rangle = \xi_{xz}z$, tada:

$$\langle xz \rangle = \xi_{xz}, \quad \langle yz \rangle = \xi_{yz}. \quad (58)$$

Šis išvedimas gaunamas iš to, kad $\langle zz \rangle = 1$. Ta pati normalizavimo prielaida galioja ir kitiems kintamiesiems. Tarkime, kad $\sigma_{x|z}$ žymi x verčių išsibarstymą aplink $\langle x|z \rangle$. Jeigu $\sigma_{x|z}$ nepriklauso nuo z , tada:

$$\langle z^2 \rangle = \int dx p(x) \langle z^2|x \rangle = \int dx p(x) \left[\sigma_{z|x}^2 + \xi_{zx}^2 x^2 \right] = \sigma_{z|x}^2 + \xi_{zx}^2. \quad (59)$$

Analizuojant priklausomybes, kuriose nėra parametro z , pavyzdžiui, y fiksuotame x :

$$\langle y|x \rangle = \int dz dy y p(y|z) p(z|x) = \int dz \xi_{yz} z p(z|x) = \xi_{yz} \xi_{xz} x. \quad (60)$$

60 lygtis parodo, kad $y-x$ sąryšio pokrypis gali būti aprašytas kitų dydžių pokrypiais: $\xi_{yx} = \xi_{yz} \xi_{xz}$. Matome, kad nuokrypiai ($R_{x|z}$ ir $R_{y|z}$) nuo geriausiai pritaikomų verčių tarpusavyje nekoreliuoja (remiantis 56 lygtį padaryta prielaida):

$$\langle R_{x|z} R_{y|z} \rangle = \langle (x - \xi_{xz} z)(y - \xi_{yz} z) \rangle = 0. \quad (61)$$

Tačiau nuokrypiai nuo geriausiai pritaikomos vertės $R_{y|x}$ ir $R_{z|x}$ tarpusavyje koreliuoja:

$$\langle R_{y|x} R_{z|x} \rangle = \langle (y - \xi_{yx} x)(z - \xi_{zx} x) \rangle = \xi_{yz} - \xi_{yx} \xi_{xz} = \xi_{yz} (1 - \xi_{xz}^2). \quad (62)$$

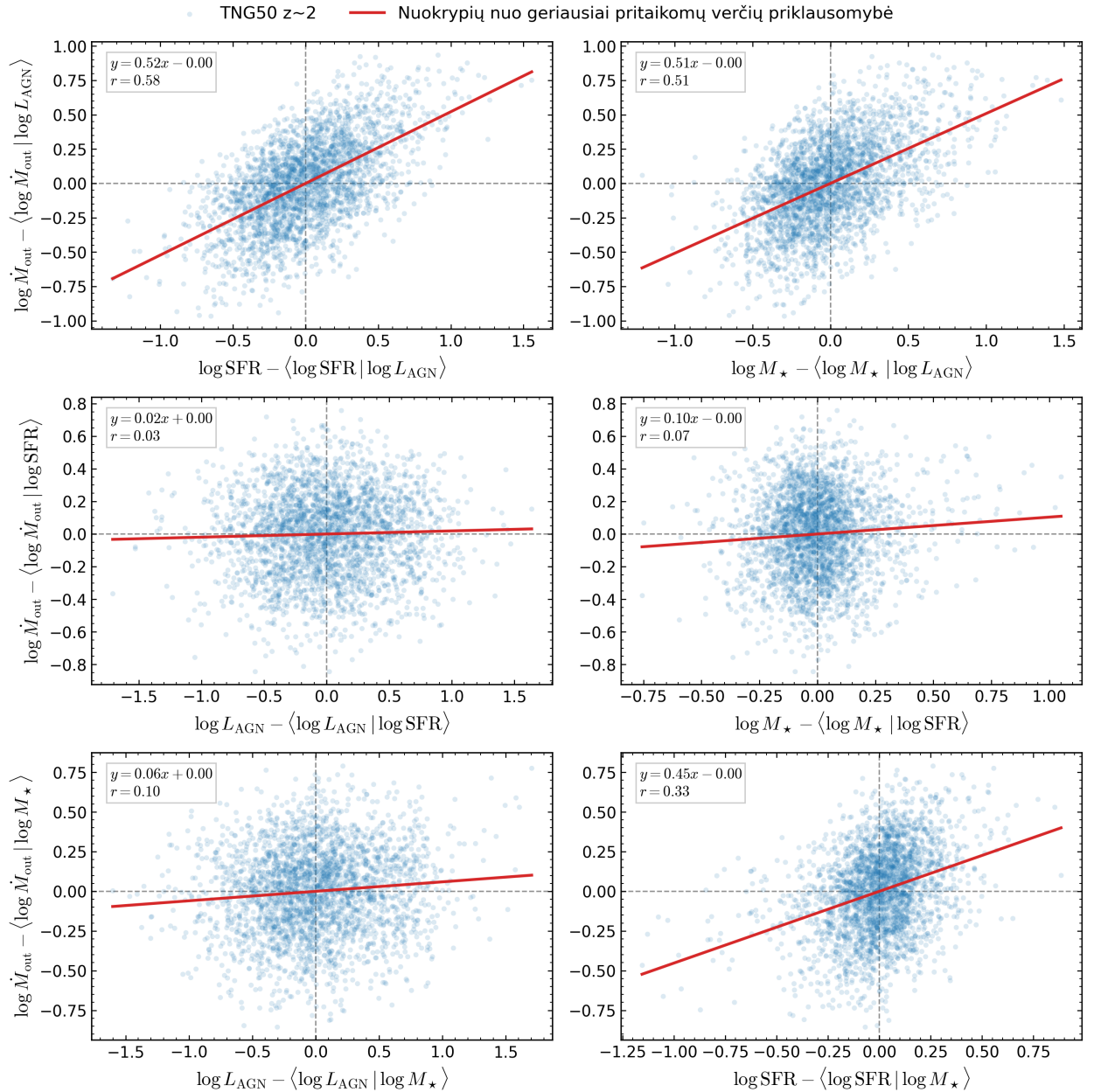
Iš to galima daryti išvadą, kad kintamasis z yra svarbesnis parametras, aprašantis y . Koreliacijos reikšmingumui įvertinti yra naudojamas Pearsono koeficiento r skaičiavimu.

13 paveiksle matomi nuokrypių nuo geriausiai pritaikomų verčių analizės rezultatai TNG50-1 galaktikoms, kai $z \sim 2$. Viršutinė paveikslo eilutė vaizduoja atvejį, kai yra pašalina parametro L_{AGN} priklausomybė. Matoma, kad net ir pašalinus L_{AGN} įtaką masės pernašos spartai $\dot{M}_{\text{out}}$, sąryšiai išlieka gana reikšmingi ir su SFR, ir su $M_{\star}$ nuokrypiais. Atitinkamai gautos vertės lygios $r = 0,58$ ir $r = 0,51$. Rezultatas rodo, kad L_{AGN} nėra pagrindinis $\dot{M}_{\text{out}}$ aprašantis parametras bei gaunamas

SFR ir $M_\star$ reikšmingumas priklausomybei yra didesnis.

Tai matoma centrinėje 13 paveikslo eilutėje. Šiuo atveju, apribojus SFR įtaką $\dot{M}_{\text{out}}$, priklausomybė su L_{AGN} praktiškai išnyksta ir yra lygi $r = 0,03$. Analizuojant $\dot{M}_{\text{out}} - M_\star$ sąryšį, ji yra neženkliai didesnė $r = 0,07$.

Apatinėje 13 paveikslo eilutėje pašalinus priklausomybę nuo $M_\star$, ryšys $\dot{M}_{\text{out}} - L_{\text{AGN}}$ išlieka labai silpnas ir lygus $r = 0,10$, tačiau ryšys su SFR yra ženkliai stipresnis ir lygus $r = 0,33$. Tai rodo, kad $M_\star$ įtakos pašalinimas iš priklausomybės $\dot{M}_{\text{out}} - \text{SFR}$ sąryšį susilpnina, tačiau SFR įtakos nepašalina. Taigi, rezultatas leidžia daryti išvadą, kad SFR yra pagrindinis kontroliuojantis $\dot{M}_{\text{out}}$ parametras, o L_{AGN} įtaka yra silpna.



13 pav. Nuokrypiai nuo geriausiai pritaikomų verčių TNG50-1 galaktikoms, kai $z \sim 2$. Kiekvienoje grafiko eilutėje yra pašalinama priklausomybė nuo pasirinkto dydžio. Viršutinėje eilutėje nuo L_{AGN} , vidurinėje - nuo SFR, apatinėje - nuo $M_\star$. Mėlyni taškai žymi TNG50-1 galaktikas, raudonos linijos - tiesinės regresijos linijas.

7.3 Lyginimas su stebėjimais

Tėkmių parametrus, tokius kaip masės pernašos sparta, tėkmės greitis, judesio kiekio ir energijos pernašos spartos, galima lyginti su stebėjimais. Vis dėlto šiame darbe pagrindinis dėmesys skiriamas būtent masės pernašos spartai $\dot{M}_{\text{out}}$. Tėkmės greičio įverčiai stebėjimuose dažnai pasižymi didesnėmis sisteminėmis paklaidomis, o išvestiniai dydžiai $\dot{p}_{\text{out}}$ ir $\dot{E}_{\text{out}}$ papildomai priklauso nuo pasirinkto greičio apibrėžimo bei geometrijos prielaidų. Dėl šios priežasties toliau daugiausia nagrinėjamas $\dot{M}_{\text{out}}$ palyginimas su vietinės Visatos stebėjimų imtimi, pateikta Fluetsch et al. (2019) darbe.

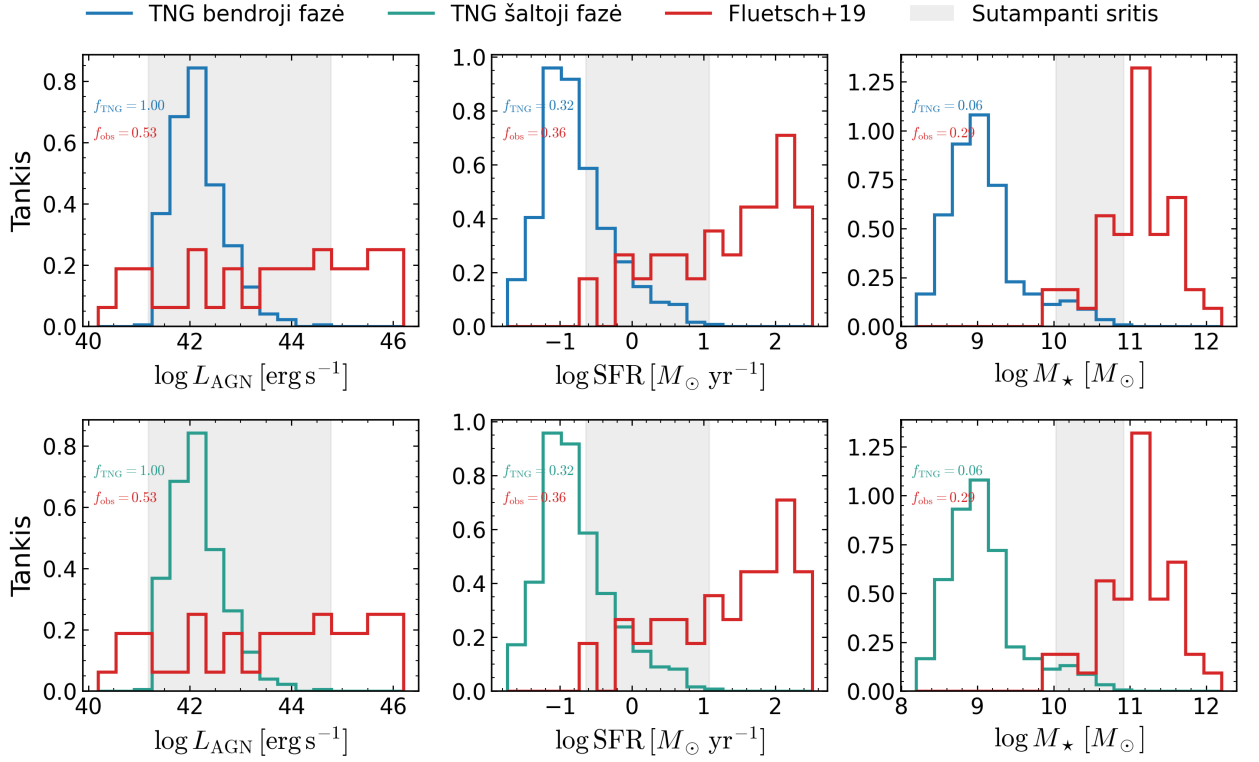
Lyginant TNG50–1 rezultatus su stebėjimais svarbu atsižvelgti ir į ankstesniuose skyriuose įvertintą metodinę $\dot{M}_{\text{out}}$ sklaidą. Idealizuotų modelių analizė parodė, kad stebėtojiško tipo M_V/R įvertis yra jautriausias hiperparametrų pasirinkimui, o metodo pasirinkimo ir projekcijos indėlis yra mažesnis, tačiau vis tiek reikšmingas. Kadangi įvertinti TNG50 parametrai yra ne stebėtojiški projektuoti dydžiai, šiame etape jiems priskiriama $\pm 0,55$ dex sisteminė sklaida. Ši vertė pasirinkta kaip vidutinė simetrinio ir asimetrinio modelio gautų bendrų metodinių neapibrėžtumų vertė. Paveiksluose parodyta juosta atspindi $\dot{M}_{\text{out}}$ metodinį neapibrėžtumą.

Pirmiausia svarbu įvertinti, kiek TNG50–1 ir stebėjimų imtys persidengia vertinant pagrindinius galaktikų parametrus. 14 paveiksle parodyta, kad lyginant vietinės Visatos TNG50 aktyvias galaktikas su Fluetsch et al. (2019) imtimi geriausias sutapimas matomas lyginant AGN šviesį: visa TNG50 imtis patenka į bendrą stebimą L_{AGN} intervalą, tuo tarpu į TNG50 rezultatų imtį patenka tik apie 53% stebimų objektų. SFR intervalų persidengimas jau mažesnis ir panašus abiejose imtyse ($f_{\text{TNG}} \simeq 0,32$, $f_{\text{obs}} \simeq 0,36$), analizuojant žvaigždinę masę, persidengiančiame $M_\star$ intervale atsiduria tik 6% TNG50 objektų ir 29% stebėjimų imties. Tai reiškia, kad patikimiausias tiesioginis palyginimas galimas pagal L_{AGN} . Tuo tarpu SFR ir ypač $M_\star$ atvejais rezultatų interpretacijoje būtina atsižvelgti į stiprų imčių nesutapimą.

15 paveiksle parodytas tiesioginis $\dot{M}_{\text{out}}$ sąryšių palyginimas su Fluetsch et al. (2019) vietinės Visatos duomenimis. Viršutinėje eilutėje matomas stebėjimo duomenų ir TNG50–1 sąryšių palyginimas, kai į tėkmės analizę įtrauktos visos dujų fazės, apatinėje – tik šaltoji fazė, kuri gali būti siejama su dažniausiai stebėjimuose aptinkamomis molekulinėms ir žemesnės temperatūros dujomis. TNG50 taškai ir jų medianinės kreivės šiame paveiksle gauti iš trimatės erdvės (neprojektuotų) verčių, o aplink medianą parodyta $\pm 0,55$ dex paklaidų juosta, žyminti ankstesniuose skyriuose įvertintą sisteminį $\dot{M}_{\text{out}}$ neapibrėžtumą.

$\dot{M}_{\text{out}}$ ir L_{AGN} sąryšis. Lyginant masės pernašos spartos priklausomybę nuo AGN šviesio matyti, kad TNG50–1 ir Fluetsch et al. (2019) pokrypiai yra labai panašūs. Bendrosios fazės atveju gaunama $r = 0,45$ ir $\alpha = 0,34^{+0,03}_{-0,03}$, o stebėjimų imčiai – gaunama $r = 0,65$ ir $\alpha = 0,35^{+0,06}_{-0,06}$. Taigi pokrypiai sutampa pasikliautinų intervalų ribose, nors stebėjimų imtyje koreliacija yra stipresnė. Šis rezultatas rodo, kad vietinės Visatos TNG50–1 modelis gana tiksliai atkuria bendrą $\dot{M}_{\text{out}}$ ir L_{AGN} sąryšio pokrypį.

Iš 14 paveikslo matyti, kad TNG50–1 vietinėje Visatoje atkuria siauresnį L_{AGN} intervalą nei stebėjimai. Dauguma modelinių galaktikų pasiskirsčiusios ties $\log L_{\text{AGN}} \sim 41,5 - 43,0$, tuo tarpu



14 pav. Pagrindinių parametru intervalų palyginimas tarp vietinės Visatos TNG50-1 aktyvių galaktikų imties ir Fluetsch et al. (2019) stebėjimų rinkinio. Mėlyna ir žalsva histogramos žymi atitinkamai bendrąją ir šaltąją TNG50 tėkmės fazes, raudona - stebėjimų imtį, o pilka sritis nurodo tarpusavyje persidengiantį parametru intervalą. Pažymėti f_{TNG} ir f_{obs} dydžiai nusako, kokia kiekvienos imties dalis patenka į bendrą palyginimo sritį.

Fluetsch et al. (2019) imtyje įtraukti ir gerokai ryškesni AGN, siekiantys $\log L_{\text{AGN}} \gtrsim 46$. Taigi, modelis neatkuria didžiausių L_{AGN} verčių, o bendras TNG50 verčių pasiskirstymas išlieka siauresnis. Šaltoji fazė rodo dar silpnesnį ryšį ($\alpha = 0,28^{+0,03}_{-0,03}$, $r = 0,36$), todėl analizuojant $\dot{M}_{\text{out}} - L_{\text{AGN}}$ sąryšį būtent suminė dujų imtis geriau dera su stebėjimais.

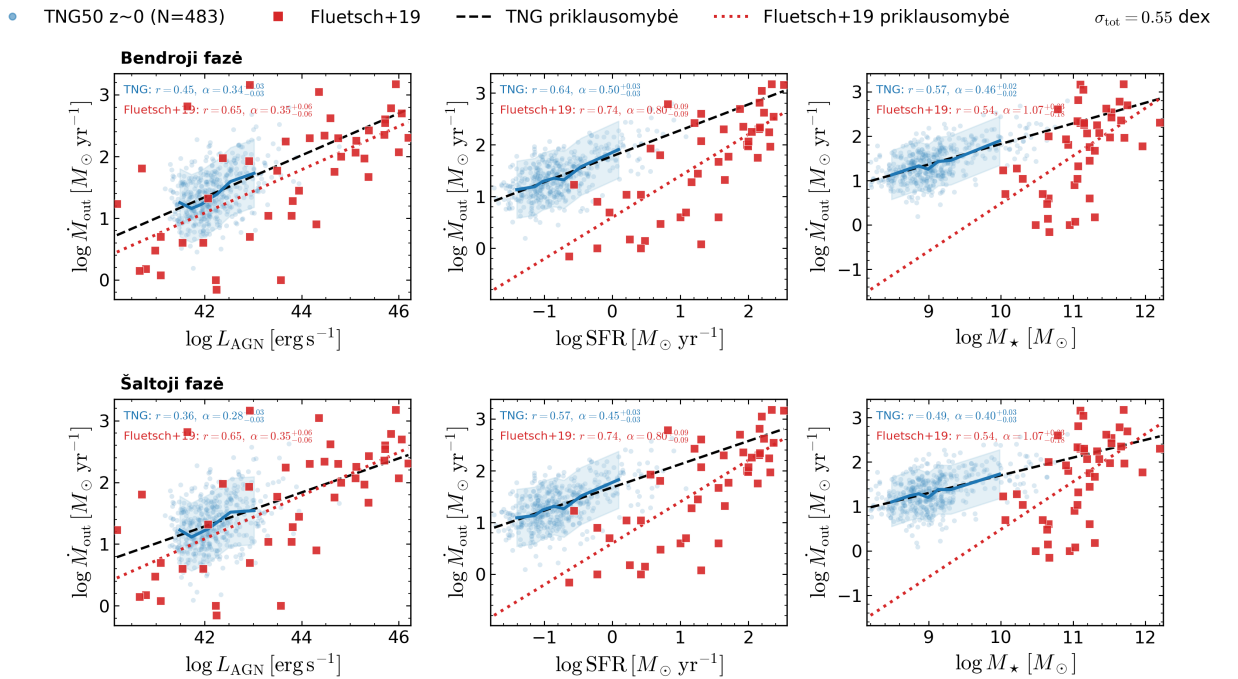
$\dot{M}_{\text{out}}$ ir SFR sąryšis. Analizuojant $\dot{M}_{\text{out}}$ priklausomybę nuo žvaigždėdaros spartos, nesutapimai tarp modelio ir stebėjimų tampa ryškesni. Bendrosios fazės atveju TNG50-1 duoda $r = 0,64$ ir $\alpha = 0,50^{+0,03}_{-0,03}$, tuo tarpu Fluetsch et al. (2019) imčiai gaunama statesnė priklausomybė: $r = 0,74$ ir $\alpha = 0,80^{+0,09}_{-0,09}$. Taigi modelyje $\dot{M}_{\text{out}}$ priklausomybė nuo SFR yra silpnesnė nei stebėjimuose.

Šis skirtumas negali būti paaiškinamas vien tuo, kad TNG50 neapima pačių didžiausių stebimų SFR verčių. Nors parametru intervalų persidengimas čia mažesnis nei L_{AGN} atveju, net ir bendroje SFR srityje stebėjimų duomenys rodo sistemingai statesnį $\dot{M}_{\text{out}}$ augimą. Tai leidžia daryti išvadą, kad TNG50-1 modelis, kai analizuojama vietinė Visata, prasčiau atkuria stebimą masės pernašos spartos priklausomybę nuo žvaigždėdaros spartos. Šaltoji fazė čia nekeičia bendros išvados: jos ryšys su SFR taip pat išlieka silpnesnis ($\alpha = 0,45^{+0,03}_{-0,03}$, $r = 0,57$) ir tebėra silpnesnis už stebėjimų pokrypį.

$\dot{M}_{\text{out}}$ ir $M_{\star}$ sąryšis. Didžiausias nesutapimas gaunamas lyginant $\dot{M}_{\text{out}}$ ir žvaigždinės masės sąryšį. Į analizę įtraukus visų fazių TNG50-1 dujas, gaunama $r = 0,57$ ir $\alpha = 0,46^{+0,02}_{-0,02}$, o Fluetsch et al.

(2019) imtyje gaunama daug statesnė priklausomybė: $r = 0,54$ ir $\alpha = 1,07^{+0,23}_{-0,18}$. Nors koreliacijų stiprumas abiem atvejais yra panašus, jų pokryptai aiškiai skiriasi. Tai reiškia, kad modelis ir stebėjimai pasižymi panašaus lygio sklaida, tačiau sistemingai skirtinga $\dot{M}_{\text{out}}$ priklausomybe nuo galaktikos masės.

Šioje vietoje labai svarbi ir imčių aprėptis. Fluetsch et al. (2019) galaktikų žvaigždinės masės daugiausia telkiasi intervale, kai $\log M_{\star} \sim 10 - 12$, tuo tarpu TNG50-1 vietinės Visatos aktyvių galaktikų imtyje dauguma objektų yra gerokai mažesnės masės, o persidengiančiame intervale atsiduria tik labai maža modelio dalis. Todėl skirtumą tarp stebėjimų ir modelio greičiausiai lemia šis imčių intervalų nesutapimas. Šaltoji fazė rodo panašias priklausomybes ($\alpha = 0,40^{+0,03}_{-0,03}$ ir $r = 0,49$), todėl pagrindinė išvada nesikeičia: TNG50-1 vietinėje Visatoje nepasiekia tokio stipraus $\dot{M}_{\text{out}}$ augimo didėjant žvaigždinei masei, koks kad matomas stebėjimuose.



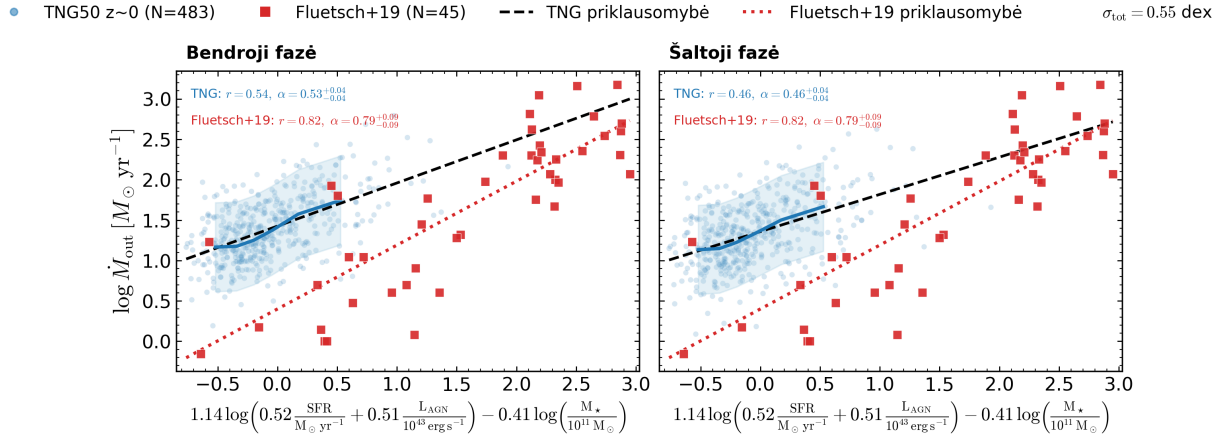
15 pav. Masės pernašos spartos priklausomybių palyginimas tarp vietinės Visatos TNG50-1 aktyvių galaktikų imties ir Fluetsch et al. (2019) stebėjimų duomenų. Viršutinėje eilutėje parodyta bendroji TNG50 tėkmės fazė, apatinėje - šaltoji fazė. Mėlyni taškai žymi trimatės erdvės (neprojektuotus) TNG50 įverčius, raudoni kvadratai - stebėjimų imtį, juodos brūkšninės linijos - TNG50 aproksimacijas, o raudonos taškuotos linijos - Fluetsch et al. (2019) aproksimacijas. Mėlyna juosta žymi šiame darbe taikomą $\pm 0,55$ dex metodinę $\dot{M}_{\text{out}}$ sklaidą.

Fluetsch et al. (2019) parodo, kad masės pernašos spartą galima aprašyti analitiškai išvedant tiesinės regresijos lygtį, taigi įvertiname, ar stebėjimuose nustatytas $\dot{M}_{\text{out}}$ priklausomybės nuo SFR, L_{AGN} ir $M_{\star}$ aprašymas yra tinkamas ir TNG50-1 modelio imčiai:

$$\log \left(\frac{\dot{M}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} \right) = 1,14 \log \left(0,52 \frac{\text{SFR}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} + 0,51 \frac{L_{\text{AGN}}}{10^{43} \text{ erg s}^{-1}} \right) - 0,41 \log \left(\frac{M_{\star}}{10^{11} M_{\odot}} \right) \quad (63)$$

SFR ir L_{AGN} sudėtis pirmajame regresijos naryje įskaito žvaigždėdaros grįžtamojo ryšio procesus (pavyzdžiui, SN grįžtamojo ryšio įtaką) bei aktyvaus galaktikos branduolio įtaką tėkmių forma-

vimuisi, o $M_\star$ narys - galaktikos gravitacinį potencialą. Pritaikius Fluetsch et al. (2019) koeficientus TNG50-1 duomenims, koreliacija bendrosios fazės atveju lygi $r = 0,54$, o šaltosios fazės atveju - $r = 0,46$ (16 pav.). Tai reiškia, kad stebėjimams išvesta formulė nėra tiesiogiai pritaikoma TNG50-1 vietinės Visatos aktyvių galaktikų imčiai.



16 pav. Masės pernašos spartos priklausomybė nuo Fluetsch et al. (2019) pasiūlytos kombinuotos funkcijos, apjungiančios SFR, L_{AGN} ir $M_\star$, naudojant originalius stebėjimuose nustatytus koeficientus. Parodyti tiek bendrosios, tiek šaltosios fazės TNG50-1 duomenys bei Fluetsch et al. (2019) stebėjimų imtis. Juoda brūkšninė linija žymi TNG50 priklausomybę, o raudona taškuota - stebėjimų aproksimaciją.

Kadangi parodėme, kad Fluetsch et al. (2019) išvesta lygtis nėra sėkmingai suderinama su TNG50-1 rezultatais, nustatome koeficientus lygčiai:

$$\log \left(\frac{\dot{M}_{\text{out}}}{M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right) = x \log \left(\alpha \frac{\text{SFR}}{M_\odot \text{ yr}^{-1}} + \beta \frac{L_{\text{AGN}}}{10^{43} \text{ erg s}^{-1}} \right) + y \log \left(\frac{M_\star}{10^{11} M_\odot} \right), \quad (64)$$

naudojantis emcee MCMC peketu. Sąryšiui įvertinti pasirinkti laisvieji parametrai $\log_{10} \alpha$, $\log_{10} \beta$, x , y , konstanta c ir papildomos sklaidos narys $\ln \sigma_{\text{int}}$. Geriausiais įverčiais laikyti posteriorinių pasiskirstymų medianiniai dydžiai, o neapibrėžtumai apskaičiuoti iš 16 ir 84 procentilių.

Bendrosios fazės atveju gauti masės pernašos spartą aprašantys koeficientai bei jų pasikliautiniai intervalai:

$$\alpha = 26,15^{+1703,60}_{-26,05}, \quad \beta = 0,11^{+40,53}_{-0,11}, \quad x = 0,45^{+0,06}_{-0,05}, \\ y = 0,07^{+0,06}_{-0,05}, \quad c = 1,14^{+1,15}_{-0,81}, \quad \sigma_{\text{int}} = 0,30^{+0,01}_{-0,01} \text{ dex}.$$

Galutinė bendrosios fazės lygtis yra

$$\log \left(\frac{\dot{M}_{\text{out}}}{M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right) = 0,45 \log \left(26,15 \frac{\text{SFR}}{M_\odot \text{ yr}^{-1}} + 0,11 \frac{L_{\text{AGN}}}{10^{43} \text{ erg s}^{-1}} \right) + 0,07 \log \left(\frac{M_\star}{10^{11} M_\odot} \right) + 1,14. \quad (65)$$

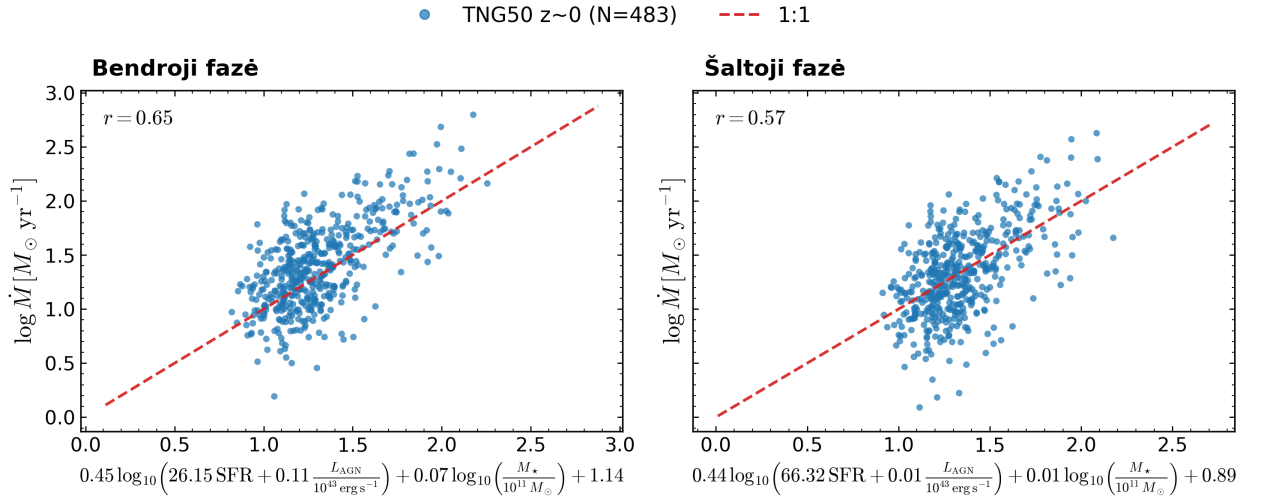
Šaltosios fazės atveju gaunami koeficientai:

$$\alpha = 66,32^{+2308,56}_{-66,00}, \quad \beta = 0,01^{+2,06}_{-0,01}, \quad x = 0,44^{+0,06}_{-0,06}, \\ y = 0,01^{+0,06}_{-0,06}, \quad c = 0,89^{+1,03}_{-0,72}, \quad \sigma_{\text{int}} = 0,33^{+0,01}_{-0,01} \text{ dex}.$$

Atitinkama lygtis:

$$\log \left(\frac{\dot{M}_{\text{out}}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} \right) = 0,44 \log \left(66,32 \frac{\text{SFR}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} + 0,01 \frac{L_{\text{AGN}}}{10^{43} \text{ erg s}^{-1}} \right) + 0,01 \log \left(\frac{M_{\star}}{10^{11} M_{\odot}} \right) + 0,89. \quad (66)$$

Gautos lygtys rodo, kad tokia kombinuota funkcinė forma TNG50–1 duomenims yra tinkama tik iš dalies. Bendrosios fazės atveju gaunama $r = 0,65$, o šaltosios fazės atveju $r = 0,57$. Šis rezultatas yra geresnis nei taikant originalius Fluetsch et al. (2019) koeficientus, tačiau ryšys išlieka tik vidutinio stiprumo (žr. 17 pav.).



17 pav. Masės pernašos spartos priklausomybė nuo išvestos kombinuotos funkcijos, apjungiančios SFR, L_{AGN} ir $M_{\star}$, naudojant MCMC modeliavimo metu nustatytus koeficientus. Parodyti tiek bendrosios, tiek šaltosios fazės TNG50–1 duomenys. Raudona linija žymi 1:1 priklausomybę.

Svarbu pabrėžti, kad TNG50–1 duomenims pritaikyti koeficientai reikšmingai skiriasi nuo Fluetsch et al. (2019) verčių, gautų analizuojant stebėjimus. Medianinės α vertės yra daug didesnės už β , ypač šaltosios fazės atveju, todėl kombinuotame naryje dominuoja SFR indėlis, o L_{AGN} indėlis tampa labai mažas. Vis dėlto α ir β pasižymi labai plačiais pasisklidimais, todėl atskirų SFR ir L_{AGN} svorių negalima laikyti tiksliais. Patikimiausiai nustatomas bendras kombinuoto nario pokrypis x , o ne individualūs α ir β koeficientai.

Taigi, TNG50–1 rezultatai rodo, kad Fluetsch et al. (2019) tipo kombinuota formulė gali būti naudojama kaip forma, leidžianti įvertinti AGN šviesio, SFR ir žvaigždinės masės indėlius masės pernašos spartos rezultatui, tačiau gauti koeficientai skiriasi nuo stebėjimuose gautų verčių, o pats ryšys išlieka tik vidutinio stiprumo.

Išvados

1. Idealizuotiuose modeliuose nustatyta t kmi  atrankos ir parametrų skaičiavimo metodika parodė, kad $\dot{M}_{\text{out}}$ įvertis stipriai priklauso nuo pasirinkto metodo, hiperparametrų ir stebėjimo krypties. Nustatyta, kad didžiausią neapibr  tum  sukelia ne pats formalus metodo pasirinkimas, o jo konkretus geometrinis įgyvendinimas.
2. Pritaikius atnaujint  metodik  IllustrisTNG50–1 duomenims skirtingose kosminėse epochose ($z \sim 0$, $z \sim 2$ ir $z \sim 6$), parodyta, kad pagal mas  visose kosminėse epochose dominuoja šaltoji faz , tačiau šiltoji ir karštoji komponentės tampa vis reik smingesn s did ejant raudonajam poslinkiui.
3. Įvertinus t kmi  fizikines savybes ir j  s ry sius su SFR, $M_\star$ ir L_{AGN} , nustatyta, kad bendroji masės pernašos sparta stipriausiai koreliuoja su SFR ir $M_\star$, ypač „kosminio vidurdienio“ epochoje. Tuo tarpu karštoji faz  pasižymi reik smingesniais s ry isiais vertinant $\dot{M}_{\text{out}}$ priklausomybes su SFR, $M_\star$ ir L_{AGN} .
4. Nuokrypių nuo geriausiai pritaikomų verčių analiz  parodė, kad pagrindinis t kmes kontroliuojantis parametras analizuojant IllustrisTNG50–1 duomenis yra  vaig  daros sparta SFR, o ryšiai su AGN  viesiu L_{AGN} išlieka labai silpni.
5. Lyginant IllustrisTNG50–1 rezultatus su steb jimi  duomenimis, nustatyta, kad modelis geriausiai atkuria $\dot{M}_{\text{out}}$ priklausomybės nuo L_{AGN} pokrypį, tačiau prasčiau aprašo s ry sius su SFR ir ypač su $M_\star$. Šis neatitikimas iš dalies gali būti susijęs su tuo, kad IllustrisTNG50–1 aktyvių galaktik  imtis apima siauresnius L_{AGN} , SFR ir $M_\star$ verčių intervalus negu steb jimi  imtis.

Literatūra

- Ambrosch M., et al., 2023, A&A, 672, A46
- Baldwin J. A., Phillips M. M., Terlevich R., 1981, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 93, 5
- Behroozi P. S., Wechsler R. H., Conroy C., 2013, ApJ, 770, 57
- Bernardi M., Sheth R. K., Nichol R. C., Schneider D. P., Brinkmann J., 2005, AJ, 129, 61
- Bischetti M., et al., 2017, A&A, 598, A122
- Bischetti M., et al., 2019, A&A, 628, A118
- Blumenthal G. R., Faber S. M., Primack J. R., Rees M. J., 1984, Nature, 311, 517
- Carr C. A., Smith A., Pandya V., Hayward C. C., Huberty M., Scarlata C., Cen R., 2025, ApJ, 990, 220
- Chen Y.-M., Tremonti C., Heckman T., Kauffmann G., Weiner B., Brinchmann J., Wang J., 2010, AJ, 140, 445
- Chisholm J., Tremonti C. A., Leitherer C., Chen Y., Wofford A., 2017, MNRAS, 469, 4831
- Cicone C., Brusa M., Ramos Almeida C., Cresci G., Husemann B., Mainieri V., 2018, Nature Astronomy, 2, 176
- Costa T., Sijacki D., Haehnelt M. G., 2015, MNRAS Letters, 448, L30
- Dolag K., Borgani S., Murante G., Springel V., 2009, MNRAS, 399, 497
- Evans D. A., et al., 2010, in Maraschi L., Ghisellini G., Della Ceca R., Tavecchio F., eds, Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 427, Accretion and Ejection in AGN: a Global View. p. 97
- Fluetsch A., et al., 2019, MNRAS, 483, 4586
- Förster Schreiber N. M., et al., 2019, ApJ, 875, 21
- González Á., 2010, Mathematical Geosciences, 42, 49
- González-Alfonso E., et al., 2014, A&A, 561, A27
- Haggar R., et al., 2024, MNRAS, 532, 1031
- Hannay J. H., Nye J. F., 2004, Journal of Physics A Mathematical General, 37, 11591
- Harrison C. M., Ramos Almeida C., 2024, Galaxies, 12, 17
- Heckman T. M., Best P. N., 2014, ARAA, 52, 589

Herrera-Camus R., et al., 2019, ApJ, 871, 37

Holden L. R., Tadhunter C. N., 2025, MNRAS, 536, 1857

Holmberg E., 1941, ApJ, 94, 385

Howatson E. L., et al., 2025, MNRAS, 543, 3428

IllustrisTNG Collaboration 2025, The IllustrisTNG Project, <https://www.tng-project.org>

Izquierdo-Villalba D., Colpi M., Volonteri M., Spinoso D., Bonoli S., Sesana A., 2024, in EAS2024, European Astronomical Society Annual Meeting. p. 329

King A., 2003, ApJ, 596, L27

King A. R., 2010, MNRAS, 402, 1516

Knebe A., et al., 2011, MNRAS, 415, 2293

Kostyuk I., Carniani S., Kohandel M., Pallottini A., 2025, arXiv e-prints

Malzer C., Baum M., 2020, in 2020 IEEE International Conference on Multisensor Fusion and Integration for Intelligent Systems (MFI).

McInnes L., Healy J., Melville J., 2018, arXiv e-prints, p. arXiv:1802.03426

Müller O., Crosby E., 2023, A&A, 678, A92

Nelson D., et al., 2015, Astronomy and Computing, 13

Nelson D., et al., 2019, MNRAS, 490, 3234

Nelson D., et al., 2019a, MNRAS, 490, 3234

Nelson D., et al., 2019b, Computational Astrophysics and Cosmology, 6, 2

Noeske K. G., et al., 2007, ApJ, 660, L43

Pandya V., et al., 2021, MNRAS, 508, 2979

Pang S., Kong H., Li Z., Kao W., Zhang Y., 2025, Applied Sciences (2076-3417), 15, 1024

Peterson B. M., 1997, An Introduction to Active Galactic Nuclei

Pillepich A., Nelson D., Truong N., Weinberger R., Martin-Navarro I., Springel V., Faber S. M., Hernquist L., 2021, MNRAS, 508, 4667

Rupke D. S. N., Gültekin K., Veilleux S., 2017, ApJ, 850, 40

Shankar F., et al., 2016, MNRAS, 460, 3119

Speagle J. S., Steinhardt C. L., Capak P. L., Silverman J. D., 2014, ApJS, 214, 15

- Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
- Springel V., 2010, MNRAS, 401, 791
- Tacconi L. J., et al., 2018, ApJ, 853, 179
- Teyssier R., 2002, A&A, 385, 337
- Valytė M., 2024, Pagrindinių studijų bakalauro darbas, Vilniaus universitetas
- Valytė M., 2025a, Magistro studijų mokslo tiriamasis darbas I/III, Vilniaus universitetas
- Valytė M., 2025b, Magistro studijų mokslo tiriamasis darbas II/III, Vilniaus universitetas
- Valytė M., 2026, Magistro studijų mokslo tiriamasis darbas III/III, Vilniaus universitetas
- Veilleux S., Maiolino R., Bolatto A. D., Aalto S., 2020, Astron. Astrophys. Rev., 28, 2
- Vogelsberger M., et al., 2014, MNRAS, 444, 1518
- Vogelsberger M., Marinacci F., Torrey P., Puchwein E., 2020, Nature Reviews Physics, 2, 42
- Weinberger R., et al., 2017, MNRAS, 465, 3291
- Weinberger R., et al., 2018, MNRAS, 479, 4056
- Wylezalek D., Morganti R., 2018, Nature Astronomy, 2, 181
- Xu D., Stelea I., Speagle J., Zhang Y., Tan J., 2026, The Astrophysical Journal, 1001, 120
- Yang D.-M., et al., 2024, MNRAS, 528, 2679
- Zubovas K., King A., 2012, ApJL, 745, L34
- Zubovas K., King A. R., 2019, General Relativity and Gravitation, 51
- Zubovas K., Bialopetravičius J., Kazlauskaitė M., 2022, MNRAS, 515, 1705

Galaktinių tėkmių dinamikos ir poveikio aplinkai analizė

Milda Valytė

Santrauka

Galaktinės tėkmės - tai energingi dujų srautai, išmetami iš galaktikų bei galintys reikšmingai paveiktų jų evoliuciją. Šios tėkmės formuojasi dėl skirtingų priežasčių - supernovų sprogimų arba aktyvaus galaktikos branduolio (AGN) veiklos. Vienas pagrindinių parametrų, apibūdinančių galaktinių tėkmių grįžamojo ryšio efektyvumą, yra masės pernašos sparta $\dot{M}_{\text{out}}$. Šiame darbe dėmesys sutelkiamas ne tik į pačių tėkmių fizikines savybes, bet ir į metodinę problemą - kaip apskaičiuojama masės pernašos sparta ir kokie veiksniai lemia jos neapibrėžtumą. Darbe sujungiami keli analizės etapai. Pirmiausia, naudojant idealizuoto Gadget modelio momentines nuotraukas, nustatoma tėkmių atrankos ir parametrų skaičiavimo metodika. Ši kontrolinė analizė leidžia atskirai įvertinti skirtingų veiksnių sukeltas sistematines paklaidas. Vėliau metodika pritaikoma kosmologiniam IllustrisTNG50-1 modeliui, kuriame tėkmės analizuojamos trimis kosmologinėmis epochomis ($z \sim 0$, $z \sim 2$ ir $z \sim 6$). Galiausiai modelio rezultatai lyginami su stebėjimų duomenimis, siekiant įvertinti, kiek TNG50-1 atkuria stebimus masės pernašos spartos sąryšius.

Šio darbo **tikslas** yra nustatyti realių ir sumodeliuotų galaktinių tėkmių dinaminių ir energetinių savybių atitikimą. Tai įvertinus daromos **išvados**:

1. Idealizuotuose modeliuose sukalibruota tėkmių atrankos ir parametrų skaičiavimo metodika parodė, kad $\dot{M}_{\text{out}}$ įvertis stipriai priklauso nuo pasirinkto metodo, hiperparametrų ir stebėjimo krypties. Nustatyta, kad didžiausią neapibrėžtumą sukelia ne pats formalus metodo pasirinkimas, o jo konkretus geometrinis įgyvendinimas.
2. Pritaikius atnaujintą metodiką IllustrisTNG50-1 duomenims skirtingose kosminėse epochose ($z \sim 0$, $z \sim 2$ ir $z \sim 6$), parodyta, kad pagal masę visose kosminėse epochose dominuoja šaltoji fazė, tačiau šiltoji ir karštoji komponentės tampa vis reikšmingesnės didėjant raudonajam poslinkiui.
3. Įvertinus tėkmių fizikines savybes ir jų sąryšius su SFR, $M_{\star}$ ir L_{AGN} , nustatyta, kad bendroji masės pernašos sparta stipriausiai koreliuoja su SFR ir $M_{\star}$, ypač „kosminio vidurdienio“ epochoje. Tuo tarpu karštoji fazė pasižymi reikšmingesniais sąryšiais vertinant $\dot{M}_{\text{out}}$ priklausomybes su SFR, $M_{\star}$ ir L_{AGN} .
4. Nuokrypių nuo geriausiai pritaikomų verčių analizė parodė, kad pagrindinis tėkmės kontroliuojantis parametras analizuojant IllustrisTNG50-1 duomenis yra žvaigždėdaros sparta SFR, o ryšiai su AGN šviesiu L_{AGN} išlieka labai silpni.
5. Lyginant IllustrisTNG50-1 rezultatus su stebėjimų duomenimis nustatyta, kad modelis geriausiai atkuria $\dot{M}_{\text{out}}$ priklausomybės nuo L_{AGN} pokrypį, tačiau prasčiau aprašo sąryšius su SFR ir ypač su $M_{\star}$. Šis neatitikimas iš dalies gali būti susijęs su tuo, kad IllustrisTNG50-1 aktyvių galaktikų imtis apima siauresnius L_{AGN} , SFR ir $M_{\star}$ verčių intervalus negu stebėjimų imtis.

Analysis of galactic outflow dynamics and effect on their surroundings

Milda Valytė

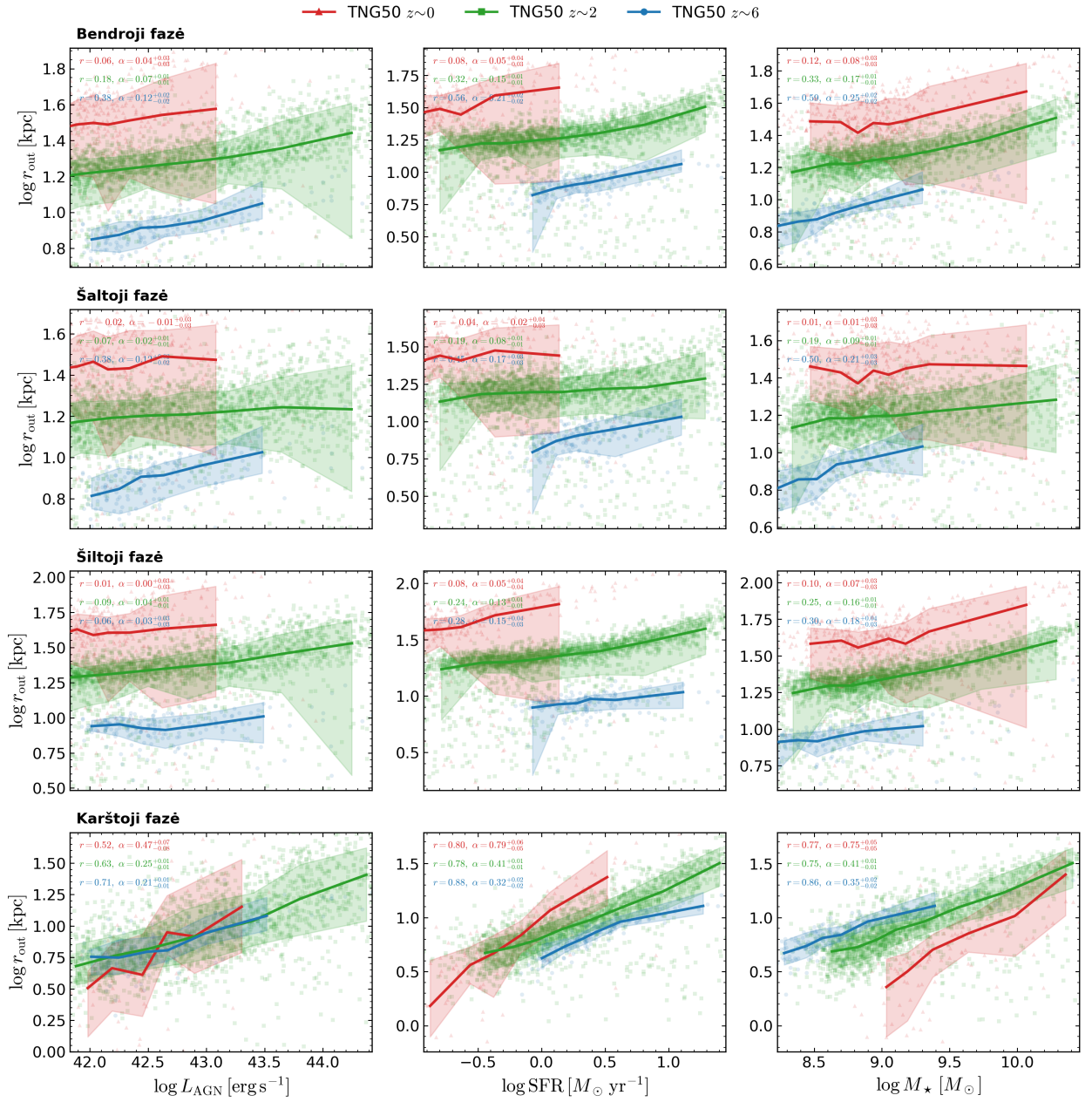
Summary

Galactic outflows are energetic streams of gas expelled from galaxies, where they can regulate gas content, star formation and therefore galaxy evolution. A key quantity used to describe the efficiency of this feedback is the mass outflow rate, $\dot{M}_{\text{out}}$. This work focuses both on the physical properties of galactic outflows and on the methodological problem of how $\dot{M}_{\text{out}}$ is estimated and what determines its uncertainty. The analysis is carried out in several steps. First, snapshots from an idealized Gadget model are used to calibrate the outflow selection and parameter-estimation methodology, allowing different systematic uncertainties to be tested separately. The method is then applied to the cosmological IllustrisTNG50-1 simulation at three epochs: $z \sim 0$, $z \sim 2$, and $z \sim 6$. Finally, the simulation results are compared with observational data to assess how well TNG50-1 reproduces observed $\dot{M}_{\text{out}}$ scaling relations.

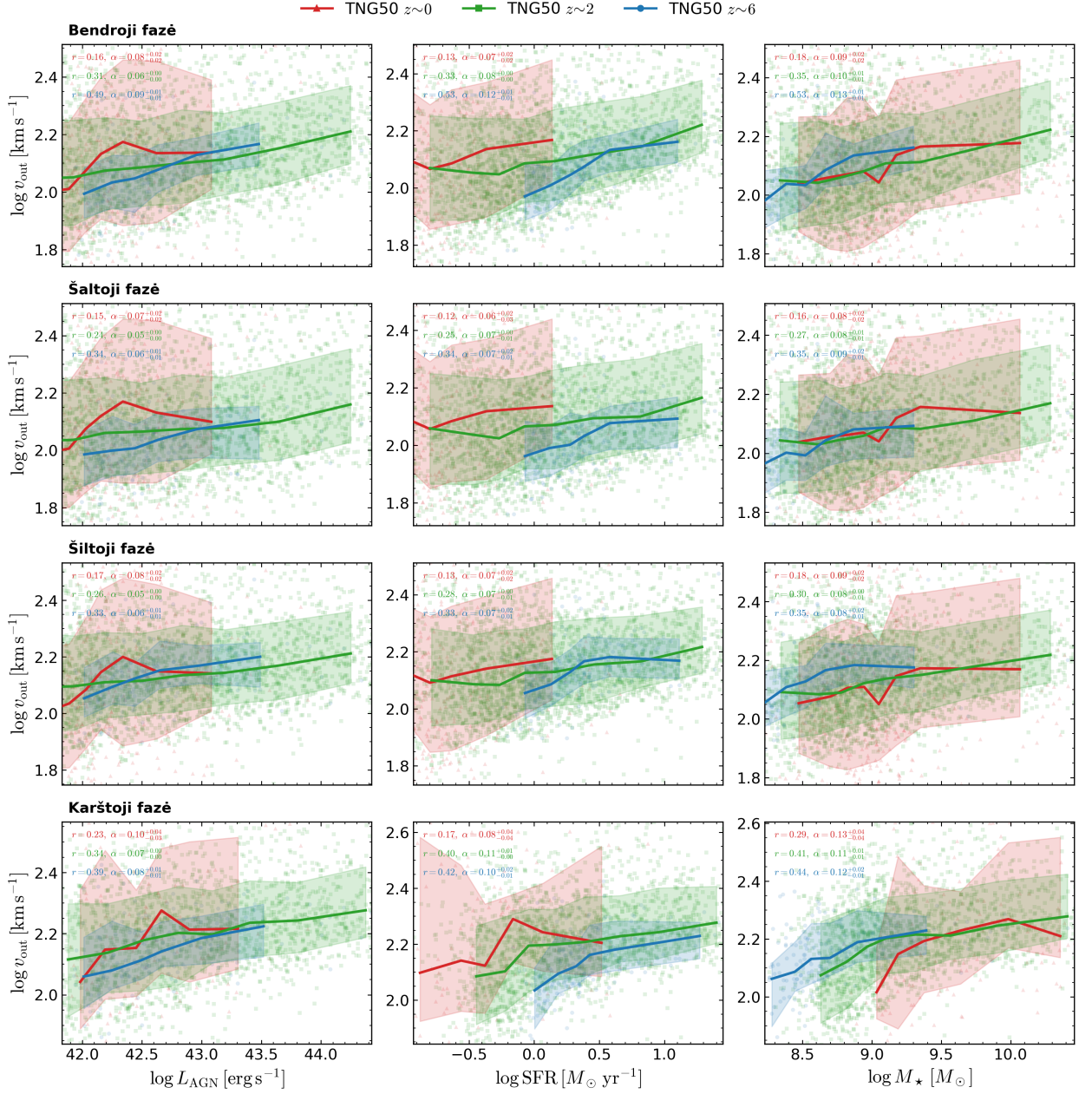
The **aim** of this work is to investigate how well the dynamical and energetic properties of simulated galactic outflows agree with those inferred from observations. The main **conclusions** are:

1. Calibration with idealized models shows that $\dot{M}_{\text{out}}$ depends strongly on the chosen estimator, its hyperparameters and the viewing direction. The largest uncertainty is caused not by the formal estimator itself, but by its geometrical implementation.
2. Applying the updated method to IllustrisTNG50-1 shows that the cold phase dominates the outflow mass at all analysed epochs, while the warm and hot components become more important at higher redshift.
3. The total mass outflow rate correlates most strongly with SFR and $M_{\star}$, especially at $z \sim 2$. The hot phase shows stronger scaling relations with SFR, $M_{\star}$, and L_{AGN} than the total multiphase outflow.
4. Residual analysis shows that, in the IllustrisTNG50-1 active galaxy sample, the main parameter associated with $\dot{M}_{\text{out}}$ is SFR, while residual correlations with the AGN luminosity L_{AGN} remain weak. This suggests that the selected outflows are more closely linked to star formation and the multiphase gas content than to the direct effect of instantaneous AGN activity.
5. Comparison with observations shows that IllustrisTNG50-1 best reproduces the slope of the $\dot{M}_{\text{out}}-L_{\text{AGN}}$ relation, but less successfully reproduces the relations with SFR and especially $M_{\star}$. This mismatch may partly reflect the narrower ranges of L_{AGN} , SFR, and $M_{\star}$ covered by the simulated active-galaxy sample.

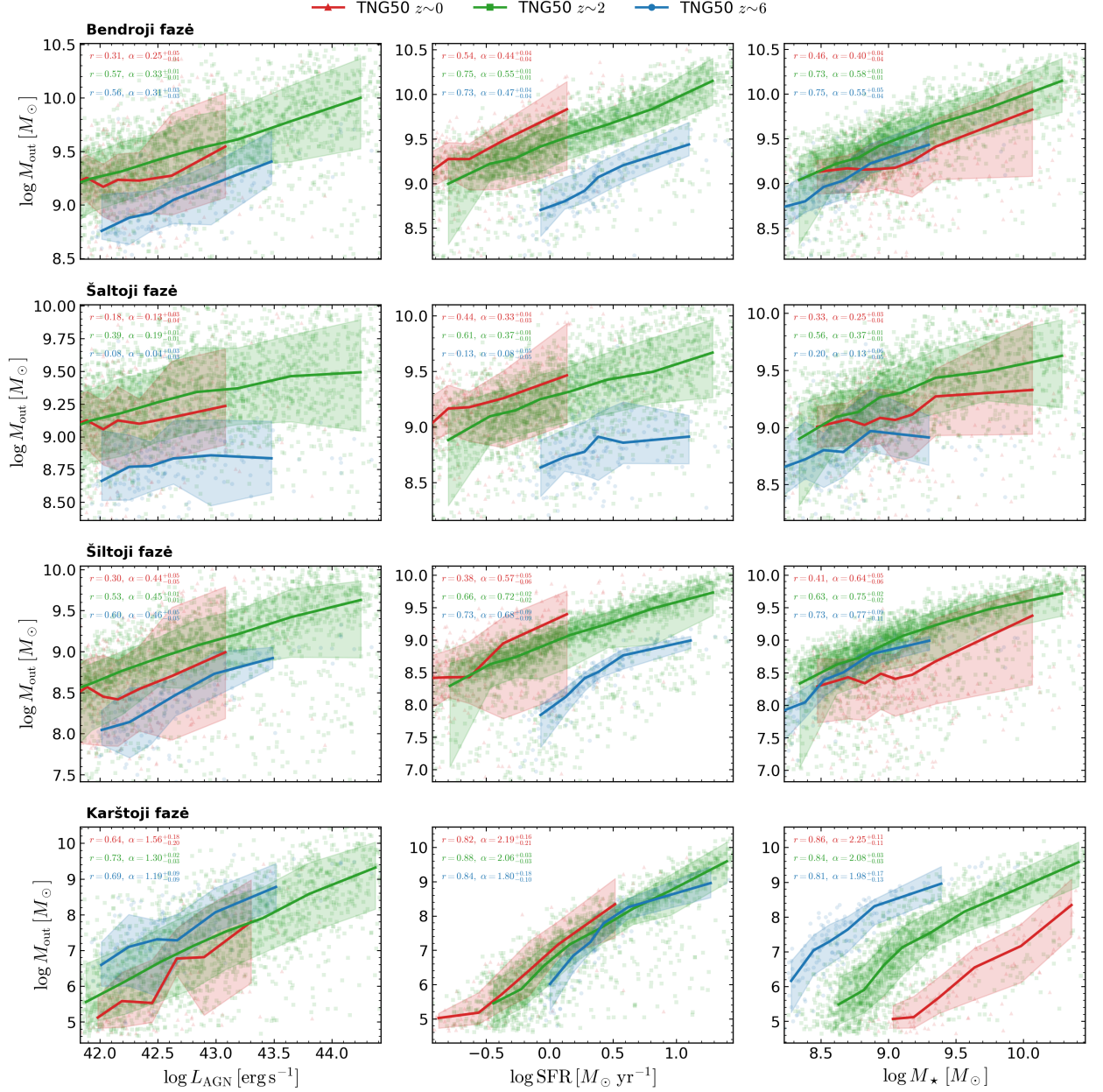
Priedas



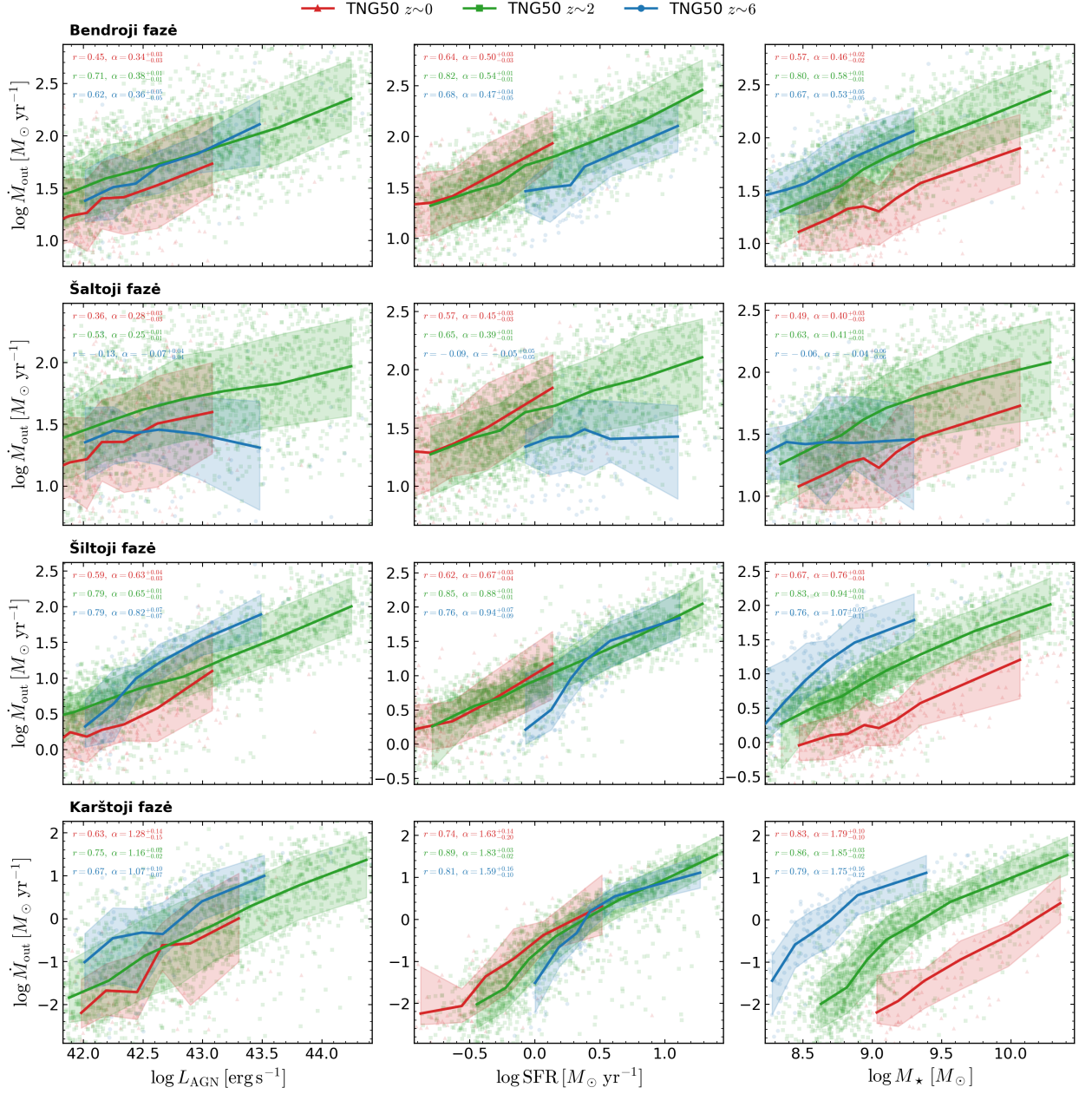
18 pav. Tėkmės spindulio r_{out} priklausomybės nuo L_{AGN} , SFR ir $M_{\star}$ analizuojant skirtingas dujų fazės. Spalvos žymi skirtingus kosmologinius laikotarpius, kai $z \sim 0$, $z \sim 2$ ir $z \sim 6$. Taškai rodo atskiras IllustrisTNG50–1 galaktikas, ištisinės kreivės - medianas, o nusplavinti intervalai - 16–84 procentilių ribas.



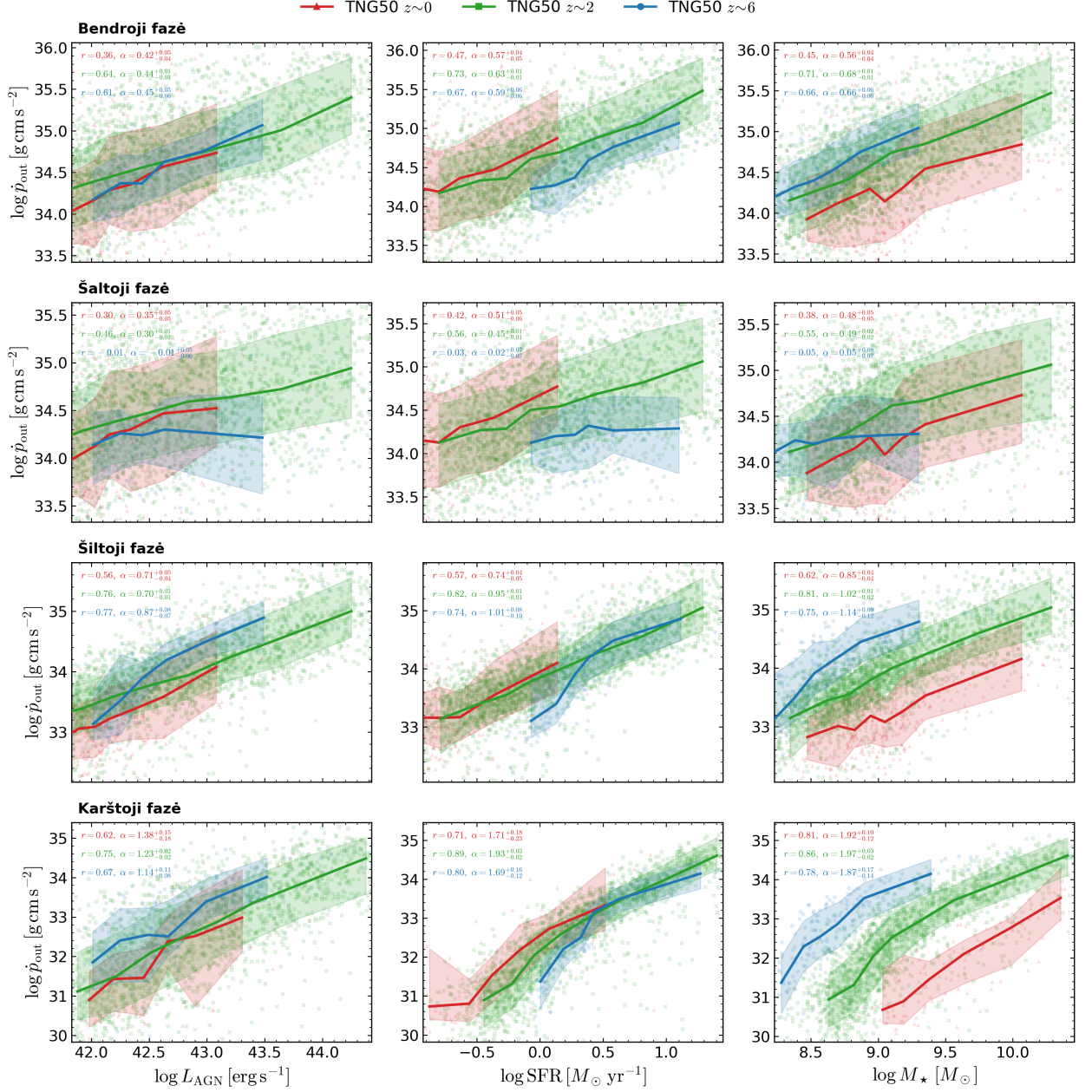
19 pav. Tėkmės grečio v_{out} priklausomybės nuo L_{AGN} , SFR ir $M_{\star}$ analizuojant skirtingas dujų fazės. Spalvos žymi skirtingus kosmologinius laikotarpius, kai $z \sim 0$, $z \sim 2$ ir $z \sim 6$. Taškai rodo atskiras IllustrisTNG50-1 galaktikas, ištisinės kreivės - medianas, o nusplavinti intervalai - 16-84 procentilių ribas.



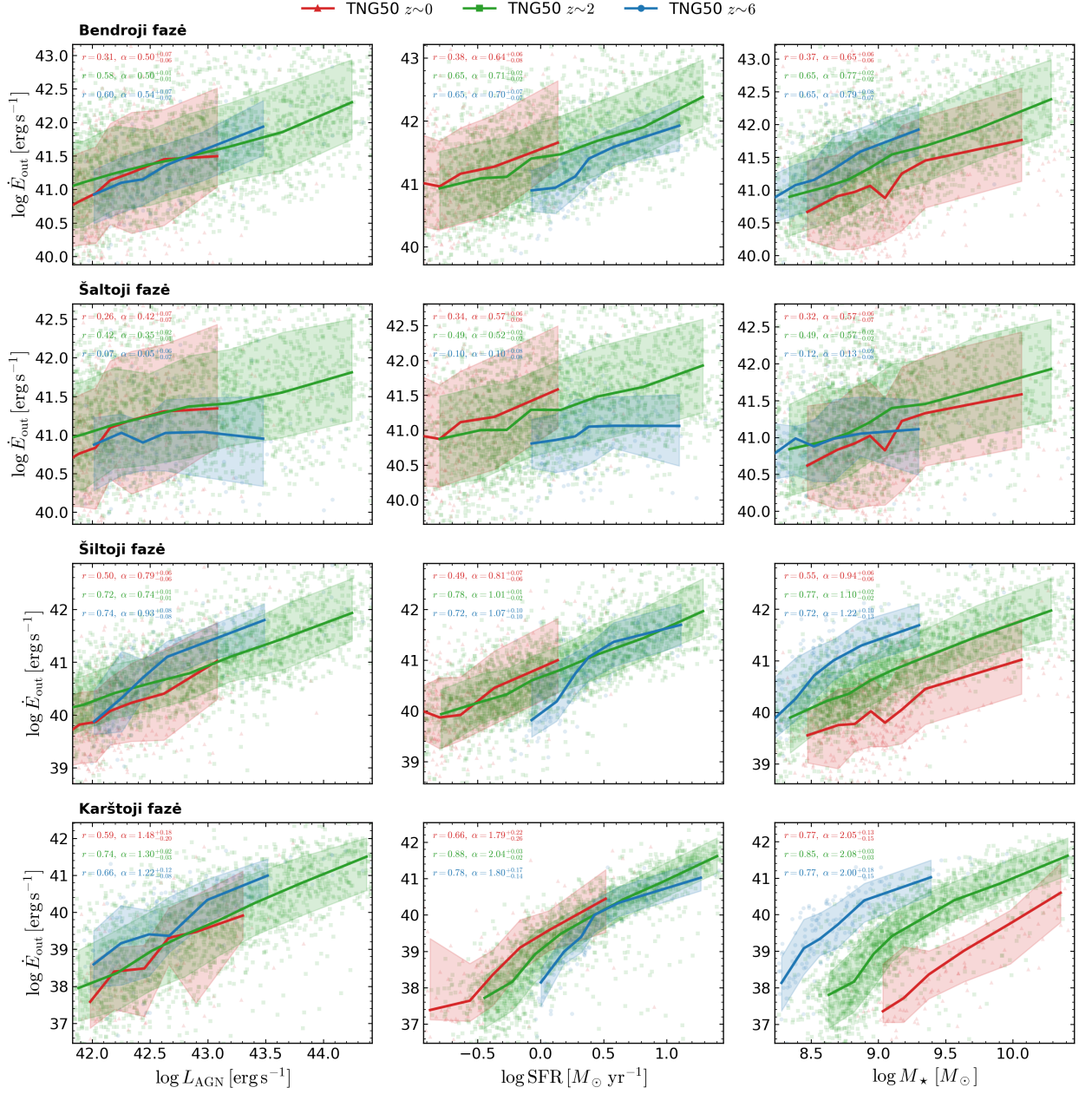
20 pav. Tėkmės masės M_{out} priklausomybės nuo L_{AGN} , SFR ir $M_{\star}$ analizuojant skirtingas dujų fazės. Spalvos žymi skirtingus kosmologinius laikotarpius, kai $z \sim 0$, $z \sim 2$ ir $z \sim 6$. Taškai rodo atskiras IllustrisTNG50-1 galaktikas, ištisinės kreivės - medianas, o nusplavinti intervalai - 16-84 procentilių ribas.



21 pav. Tėkmės masės pernašos spartos $\dot{M}_{\text{out}}$ priklausomybės nuo L_{AGN} , SFR ir $M_{\star}$ analizuojant skirtingas dujų fazes. Spalvos žymi skirtingus kosmologinius laikotarpius, kai $z \sim 0$, $z \sim 2$ ir $z \sim 6$. Taškai rodo atskiras IllustrisTNG50–1 galaktikas, ištisinės kreivės - medianas, o nusplavinti intervalai - 16-84 procentilių ribas.



22 pav. Tėkmės judesio kiekio pernašos spartos $\dot{p}_{\text{out}}$ priklausomybės nuo L_{AGN} , SFR ir $M_{\star}$ analizuojant skirtingas dujų fazes. Spalvos žymi skirtingus kosmologinius laikotarpius, kai $z \sim 0$, $z \sim 2$ ir $z \sim 6$. Taškai rodo atskiras IllustrisTNG50-1 galaktikas, ištisinės kreivės - medianas, o nusplavinti intervalai - 16-84 procentilių ribas.



23 pav. Tėkmės energijos kiekio pernašos spartos $\dot{E}_{\text{out}}$ priklausomybės nuo L_{AGN} , SFR ir $M_{\star}$ analizuojant skirtingas dujų fazes. Spalvos žymi skirtingus kosmologinius laikotarpius, kai $z \sim 0$, $z \sim 2$ ir $z \sim 6$. Taškai rodo atskiras IllustrisTNG50-1 galaktikas, ištisinės kreivės - medianas, o nusplavinti intervalai - 16-84 procentilių ribas.