

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
TEORINĖS FIZIKOS IR ASTRONOMIJOS INSTITUTAS

Eimantas Ledinauskas

IZOLIUOTŲ NYKŠTUKINIŲ GALAKTIKŲ EVOLIUCIJOS MODELIAVIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

(studijų programa – TEORINĖ FIZIKA IR ASTROFIZIKA)

Studentas

Eimantas Ledinauskas

Leista ginti

2018-05-24

Darbo vadovas

dr. Kastytis Zubovas

Instituto atstovas

prof. dr. Egidijus Anisimovas

Vilnius 2018

Turinys

Ivadas	1
1 Izoliuotų nykštukinių galaktikų formavimasis bei evoliucija	4
1.1 Kosmologija ir struktūros formavimasis	4
1.2 Tamsiosios materijos halai	5
1.3 Barioninės medžiagos akrecija	6
1.4 Žvaigždėdara	7
1.5 Žvaigždžių grįžtamasis ryšys	8
1.6 Rejonizacijos epocha	8
2 Izoliuotų nykštukinių galaktikų evoliucijos modelis	10
2.1 Tamsiosios materijos halų augimas	10
2.2 Tamsiosios materijos halų susiliejimų medžiai	11
2.3 Tamsiosios materijos halų savybės.....	12
2.4 Dujų akrecija ir vėsimas	12
2.5 Žvaigždėdaros sparta	14
2.6 Žvaigždžių grįžtamasis ryšys	14
2.7 Cheminė evoliucija.....	16
2.8 Tarpgalaktinių dujų metalingumas	17
2.9 Galaktikų susiliejimai.....	18
3 Rezultatai	19
3.1 Laisvų parametrų kalibravimas	19
3.2 Modelių evoliucija laike	22
3.3 Evoliucijų skirtumai dėl skirtingų augimo istorijų.....	24
3.3.1 Parametrų priklausomybės nuo laiko.....	24
3.3.2 Galutinių parametrų pasiskirstymai.....	26
3.4 Konkrečių atvejų analizė: Leo A ir Aquarius galaktikos	28
4 Diskusija	31
Išvados	34
Literatūros sąrašas	36
Santrauka	43
Santrauka (angliškai)	45

Įvadas

Jau standartiniu tapęs Λ CDM kosmologinis modelis (su kosmologine konstanta ir šaltaja tamsiąja materija) sėkmingai paaiškina daug skirtingų stebėjimų faktų apie mikrobangę reliktinę kosminę spinduliuotę [1], Visatos didelio mastelio struktūrą [2] ir galaktikų formavimąsi [3]. Vis dėlto atsiranda vis daugiau faktų, kurie rodo, jog galimai Λ CDM kosmologinio modelio prognozės ties mažais nykštukinių galaktikų masteliais yra klaidingos. Pagrindiniai neatitikimų pavyzdžiai yra tokie: 1) Skaitmeniniai modeliai prognozuoja, kad tokios galaktikos kaip Paukščių Takas ar Andromeda turėtų turėti bent 10 kartų daugiau galaktikų palydovių nei yra aptinkama (angl. „the missing satellites problem“ [4]); 2) Dar sunkiau paaiškinamas neatitikimas, jog tarp trūkstamų palydovių turėtų būti apie 6 masyviai, kurios tikrai turėtų turėti žvaigždžių ir būti lengvai aptinkamos (angl. „the too big to fail problem“) [5]; 3) Stebėjimai rodo, jog mažos masės galaktikų tankio pasiskirstymai centre yra išplokštėję, o ne staigiai augantys kaip prognozuoja šaltosios tamsiosios materijos modeliai (angl. „the cusp vs. core problem“) [6]; 4) Kai kurių Vietinės Grupės nykštukinių galaktikų žvaigždėdaros istorijos rodo labai vėlyvą žvaigždėdaros aktyvumą, kurio maksimumas pasiekiamas ties $z \leq 1$. Šiose galaktikose dauguma žvaigždžių susiformuoja daug vėliau nei tada, kai šios galaktikos turėtų būti sukaupusios didžiąją dalį savo masės pagal skaitmeninius tamsiosios materijos modelius [7, 8].

Bent dalis šių nesutapimų galimai kyla dėl klaidingo teorinių prognozių lyginimo su stebėjimais, kaip buvo parodyta 2 ir 3 problemų atveju [9, 10]. Nepaisant to, jei bent vienas iš šių nesutapimų yra tikras, tai jis labai svarbus, nes tai gali būti požymis, jog standartiniam kosmologiniam modeliui reikia pataisymų (pavyzdžiui, šiltosios tamsiosios materijos [11]). Tačiau kol kas negalima daryti tokios išvados, nes nesutapimai taip pat gali kilti dėl procesų, susijusių su barionine medžiaga [12]. Pastarieji efektai kaip tik gali būti ypatingai svarbūs nykštukinėse galaktikose dėl jų negilių gravitacinių potencialų. Tačiau barioninės medžiagos procesų, tokių kaip spinduliuotės pernaša, žvaigždėdara ir žvaigždžių bei aktyvių galaktikų branduolių grįžtamasis ryšys, modeliavimas iš pirminių principų reikalauja kol kas nepasiekiamų kompiuterinių resursų. Siekiant šiuos reiškinius modeliuoti, kuriami supaprastinti subraiškiniai modeliai, kurie turi daug laisvų parametrų ir dėl to neturi daug prognozuojamosios galios. Dėl šių priežasčių vis dar neaišku, ar realistiškas barioninės medžiagos modeliavimas galėtų paaiškinti anksčiau minėtus neatitikimus su stebėjimais. Taigi labai svarbu atlikti daugiau tyrimų su nykštukinėmis galaktikomis ir patikrinti įvairias idėjas, kurios paaiškintų jų stebimas keistas savybes.

Galaktikų formavimasis ir evoliucija kosmologiniame kontekste nagrinėjami jau seniai, tačiau beveik visi tokie darbai iki šiol koncentravosi į masyvias galaktikas, apie kurias yra daug daugiau įvairių stebėjimų duomenų. Šiame darbe daroma atvirkščiai ir koncentruojamasi į daug mažiau ištyrinėtas nykštukines galaktikas, siekiant prisidėti prie pirmoje pastraipoje išvardintų problemų išsprendimo. Tai yra nauja sritis, kurioje reikia atsižvelgti į daug sudėtingų ir nepilnai suprastų procesų. Todėl reikalingas teorinis modelis, kuris leistų ištirti dideles parametrų

erdves ir nustatyti įvairių reiškinių svarbą. Būtent toks modelis šiame darbe pristatomas ir panaudojamas teoriniam mažiausios masės galaktikų evoliucijos tyrimui.

Tikslas: Ištirti, kaip Λ CDM kosmologijoje nykštukinių galaktikų evoliucija ir stebimi parametrai priklauso nuo jų masės bei galimų skirtingų masės augimo istorijų ir kaip gerai gali būti atkuriamos stebimos nykštukinių galaktikų savybės ir jų įvairovė.

Uždaviniai:

1. Sukurti izoliuotų nykštukinių galaktikų evoliucijos modelį ir sukalibruoti jį pagal statistinius sąryšius iš stebėjimų.
2. Ištirti, kaip šiame modelyje galaktikų evoliucija priklauso nuo dinaminės masės.
3. Ištirti, kokios galaktikų savybių sklaidos atsiranda dėl skirtingų individualių akrecijos ir susiliejamų istorijų.
4. Palyginti šiuo modeliu apskaičiuotas žvaigždėdaros istorijas bei kitus parametrus su nustatytais iš stebėjimų Leo A ir Aquarius galaktikoms.

1 Izoliuotų nykštukinių galaktikų formavimasis bei evoliucija

Šiame skyriuje trumpai pristatomi svarbiausi izoliuotų nykštukinių galaktikų formavimąsi nulemiantys fizikiniai reiškiniai. Šis skyrius parengtas pagal ankstesnius autoriaus mokslo tiriamuosius darbus [13, 14].

1.1 Kosmologija ir struktūros formavimasis

Iš stebėjimų žinoma, jog susiformavusių galaktikų jau buvo praėjus vos ~ 600 Myr po Didžiojo Sprogimo (pavyzdžiui [15]). Taigi žinome, kad galaktikų amžiai yra palyginami su Visatos amžiumi ir jų evoliucija priklauso nuo Visatos kosmologinės evoliucijos.

Šiame darbe remiamasi labiausiai pripažintu kosmologiniu modeliu, vadinamu Λ CDM. Pagal šį modelį Visata yra sudaryta iš trijų pagrindinių komponentų: regimosios barioninės medžiagos (protonų, neutronų, elektronų ir kt.), tamsiosios medžiagos (labai silpnai sąveikaujančių masyvių dalelių, judančių nereliatyvistiniais greičiais) ir tamsiosios energijos (jos energijos tankis nesikeičia plečiantis Visatai ir ji sukuria neigiamą slėgį), kurie sudaro atitinkamai maždaug 5%, 26% ir 69% Visatos tankio [1].

Dauguma kosmologijos modelių, tarp jų ir Λ CDM, yra paremti bendrąja reliatyvumo teorija ir prielaida, jog Visata dideliuose masteliuose yra homogeniška bei izotropiška. Tokiu atveju Visatos didelio mastelio dinamika aprašoma Friedmann lygtimis:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{c^2 K}{a^2} + \frac{c^2 \Lambda}{3} \quad (1)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right) + \frac{c^2 \Lambda}{3}, \quad (2)$$

čia a - skalės parametras, kuris atitinka atstumą tarp tam tikrų dviejų taškų, nejudančių erdvės atžvilgiu, ρ - bendras barioninės ir tamsiosios medžiagų bei elektromagnetinės spinduliuotės masės tankis, p - slėgis, K - erdvės kreivumo parametras priklausantis nuo Visatos geometrijos (1 - uždara, 0 - plokščia, -1 - atvira), Λ - vadinamoji kosmologinė konstanta, kuri šiame modelyje aprašo tamsiosios energijos įtaką, G - gravitacinė konstanta, c - šviesos greitis. Panaudojant šias lygtis ir Visatos komponentų būsenos lygtis bei iš stebėjimų nustatytas ρ , K , Λ vertes ties tam tikru laiko momentu, galima apskaičiuoti, kaip plėtėsi Visata laikui bėgant ir kaip kito jos termodinaminiai parametrai. Ankstyvojoje Visatoje pagal energijos tankį dominavo spinduliuotė ir temperatūra buvo daug didesnė nei reikalinga atomų jonizacijai. Tik praėjus $\sim 3.8 \cdot 10^5$ yr po didžiojo sprogimo arba ties raudonuoju poslinkiu $z \sim 1090$ pradėjo formuotis neutralūs atomai ir dėl staigaus laisvų elektronų tankio mažėjimo Visata pasidarė skaidri. Šis etapas vadinamas rekombinacijos epocha. Tuo metu pagal energijos tankį jau dominavo ne-

reliatyvistinė materija. Prieš tai barioninė medžiaga dėl Thomson sklaidos buvo „surišta“ su spinduliuote ir tik po rekombinacijos epochos iš barioninės medžiagos galėjo pradėti formotis tokios struktūros kaip galaktikos. Vėliau, formuojantis pirmosioms galaktikoms, jų žvaigždžių ir aktyvių galaktikų branduolių spinduliuotė vėl jonizavo tarpgalaktines dujas. Šis periodas vadinamas rejonizacijos epocha. Rejonizacijos epocha vyko $\sim 5 \cdot 10^8$ yr po didžiojo sprogo arba ties $z \sim 10$. Taigi šis laikas maždaug sutampa su pirmųjų galaktikų formavimosi laiku.

Žinoma, Visata negalėjo būti visiškai homogeniška, nes tada tokia liktų amžinai ir galaktikos nesiformuotų. Manoma, kad tankio nukrypimai nuo homogeniško pasiskirstymo yra kvantinių fliktuacijų, kurios buvo išdidintos iki makroskopinių mastelių vykstant labai staigiam Visatos išsiplėtimui pačioje jos egzistavimo pradžioje, vadinamam infliacija, pasekmė. Galima parodyti, kad šios tankio fliktuacijos $\delta_\rho(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) / \langle \rho(t) \rangle - 1$ nereliatyvistinės materijos dominuojamoje Visatoje (kaip ir buvo tada, kai pradėjo formotis galaktikos) auga pagal $\delta_\rho(t) \propto t^{2/3} \propto a$. Toks augimo dėsnis galioja tik kol $\delta_\rho \ll 1$. Kai $\delta_\rho \sim 1$, sutankėjimas pereina į netiesinį augimo režimą ir pradeda sparčiai kolapsuoti dėl savigravitacijos. Retesni regionai nei vidutinis Visatos tankis plečiasi greičiau, nes jų savigravitacija silpnesnė, o tankesni regionai atvirkščiai - plečiasi lėčiau. Todėl retesnių regionų tūris vis didėja tankesnių atžvilgiu ir pastarieji „susitraukia“ į siūlines struktūras. Taip susiformavo didelio mastelio struktūra, vadinama kosminiu tinklu (angl. „cosmic web“), kuri stebima galaktikų erdviniame pasiskirstyme [16].

1.2 Tamsiosios materijos halai

Kolapsuojant ankstesniame skyriuje aprašytiems sutankėjimams, materijos telkiniai virializuojasi ir suformuoja kvazistacionarius gravitaciškai surištus objektus, vadinamus tamsiosios materijos halais. Barioninė medžiaga šio kolapso metu įkaista ir išspinduliuodama savo energija susikoncentruoja į daug mažesnę erdvės sritį tamsiosios materijos halo centre. Kadangi bendrai Visatoje tamsiosios materijos tankis ~ 5 kartus didesnis nei barioninės materijos, šie halai yra daug masyvesni nei jų centruose esančios galaktikos (dėl žvaigždžių ir aktyvių galaktikų branduolių grįžtamojo ryšio išmetamų dujų šis santykis dar labiau išauga).

Pagal Λ CDM modelį pirmiausia susiformuoja mažiausių matmenų halai ir toliau laikui bėgant auga susiliedami vieni su kitais arba vykstant aplinkinės medžiagos akrecijai. Iš N-kūnų skaitmeninių kosmologinių modelių žinoma, jog virializavęsi tamsiosios materijos halai yra maždaug sferiniai ir įgauna tam tikrą tankio priklausomybę nuo atstumo iki jų centro, vadinamą NFW (Navarro–Frenk–White) tankio profiliu [17]:

$$\rho_{\text{dm}} = \frac{\rho_0}{(1 + r/r_s)^2 (r/r_s)}, \quad (3)$$

čia ρ_0 - normavimo parametras priklausantis nuo halo masės, r_s - skalės ilgis, nuo kurio priklauso profilio koncentruotumas. Pagal šį pasiskirstymą visos masės nuo $r = 0$ iki $r = \infty$ integralas

diverguoja kaip $\ln(r/r_s)$. Todėl laikoma, kad halas tęsiasi iki tam tikro virialinio spindulio r_{vir} . Literatūroje galima sutikti įvairių šio spindulio apibrėžimų, tačiau skaitmeniškai visų jų vertės panašios. Šiame darbe r_{vir} apibrėžiamas pagal:

$$r_{\text{vir}} = \left(\frac{3M_{\text{dm}}}{4\pi\rho_{\text{crit}}\Delta_{\text{vir}}} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

čia M_{dm} - tamsiosios materijos halo masė, $\rho_{\text{crit}} = 3H^2/(8\pi G)$ - kritinis tankis, prie kurio Visatos geometrija yra plokščia (stebėjimai rodo, jog bendras vidutinis Visatos tankis yra jam labai artimas) ir Δ_{vir} - sukolapsavusio ir virializavusio sferiškai simetriško homogeniško sutankėjimo vidutinio tankio santykis su Visatos vidutiniu tankiu. Δ_{vir} gali būti apskaičiuotas panaudojant priderintą išraišką iš [18], pagal kurią Δ_{vir} kinta nuo $\Delta_{\text{vir}} \approx 178$ ties $z > 5$ iki $\Delta_{\text{vir}} \approx 102$ ties $z = 0$.

1.3 Barioninės medžiagos akrecija

Laikui bėgant, auga ne tik tamsiosios materijos halo masė, bet kartu ir jame esančios barioninės medžiagos masė. Šis augimas vyksta dėl dviejų priežasčių. Vykstant tamsiosios materijos halų susiliejimams, susilieja ir juose esančios galaktikos, taigi į didesniąją galaktiką įkrenta mažesnei priklausančios dujos ir žvaigždės. Taip pat į tamsiosios materijos halo kuriamą gravitacinį potencialą krenta ir tarpgalaktinėje erdvėje esanti materija, šiame darbe šis procesas vadinamas tolydine akrecija. Kitaip nei tamsioji materija, barioninė medžiaga stipriai sąveikauja su elektromagnetiniu lauku. Dėl šios savybės barioninė medžiaga yra paveikiama spinduliuotės, smūginių bangų, žvaigždėdaros ir kitų procesų, todėl jos tėkmės ne visada sutampa su tamsiosios materijos judėjimu. Vis dėlto, į mažos masės halus ($\leq 10^{11} M_{\odot}$) įkrentančios barioninės medžiagos masė tolydžios akrecijos metu yra proporcinga įkrentančios tamsiosios materijos masei, o proporcingumo koeficientas artimas vidutinei Visatos barioninės medžiagos daliai [19] (laikant, kad tarpgalaktinių dujų temperatūra mažesnė, nei halo virialinė temperatūra. Bet ši prielaida ne visada galioja įvykus rejonizacijai, žr. 1.6 skyrių). Taip yra, nes į mažos masės halus dujos krenta šaltomis, siūlinėmis tėkmėmis, o krintant į didelės masės halus susidaro smūginė banga ir formuojasi karštų dujų halas, iš kurio dujos krenta į halo centrą lėčiau, per charakteringą vėsimo laiko skalę [20–22]. Taip pat, dėl to, kad dujos gali vesti spinduliuodamos, jos per ilgus laiko tarpus negali būti hidrostatinėje pusiausvyroje, kai šiluminio slėgio gradientas priešinasi gravitacijai, ir dėl to labiau susikoncentruoja tamsiosios materijos halo centre bei suformuoja ten sukimosi palaikomą diską. Šiame diske paprastai pasiekiamas toks tankis, kad galėtų formuotis žvaigždės.

1.4 Žvaigždédara

Žvaigždédara yra procesas, kurio metu iš tarpžvaigždinių dujų formuojasi žvaigždžės. Susiformavę tankesni debesys nei aplinkinės galaktikos dujos gali pradėti kolapsuoti dėl gravitacijos. Kadangi barioninė medžiaga gali išspinduliuoti savo energiją, šie debesys gali sutankėti daug kartų daugiau nei tamsiosios materijos debesys. Jiems tankėjant vyksta tarpžvaigždinės turbulencijos valdomas gravitacinis fragmentavimasis: atskiri tankiausi debesies regionai pradeda kolapsuoti greičiau nei traukiasi visas debesis. Patys mažiausi fragmentai sutankėja tiek, jog jų centruose ima vykti termobranduolinės reakcijos, ir jie tampa žvaigždėmis. Vienas iš svarbiausių šio proceso charakteringų dydžių yra dinaminė laiko skalė. Tai yra laikas, per kurį sukolapsuoja homogeniškas tankio ρ debesis:

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}. \quad (5)$$

Iš stebėjimų žinoma, jog žvaigždédara vyksta labai neefektyviai- tik $\sim 1\%$ dujų debesies masės virsta žvaigždėmis per dinaminę laiko skalę [23]. Tokį mažą žvaigždédaros efektyvumą greičiausiai nulemia tarpžvaigždinių dujų turbulencija ir žvaigždžių grįžtamasis ryšys [24].

Vykstant žvaigždédarai susiformuoja tam tikras žvaigždžių masių skirstinys, vadinamas pradine masių funkcija. Stebėjimų duomenys rodo, jog šis skirstinys yra panašus skirtingose Galaktikos vietose, t.y. nepriklauso arba silpnai priklauso nuo vidutinio dujų tankio, magnetinio lauko stiprumo, turbulencijos stiprumo ir dujų metalingumo (vis dėl to gali būti, jog ji skiriasi spiečiams, susiformavusiems ekstremaliomis sąlygomis netoli nuo Galaktikos centro [25]). Paprastai pradinė masių funkcija aproksimuojama laipsninėmis arba lognormaline funkcijomis. Pavyzdžiui, viena iš dažniausiai taikomų yra Kroupa pradinė masių funkcija [26], kuri yra aprašoma trimis laipsninėmis funkcijomis su skirtingais rodikliais skirtinguose žvaigždžių masių intervaluose:

$$\frac{dN}{dm} \propto \begin{cases} m^{-0.3}, & \text{kai } 0.01 M_{\odot} < m \leq 0.08 M_{\odot} \\ m^{-1.3}, & \text{kai } 0.08 M_{\odot} < m \leq 0.5 M_{\odot} \\ m^{-2.3}, & \text{kai } m > 0.5 M_{\odot}. \end{cases} \quad (6)$$

Iš stebėjimų žinoma, jog žvaigždédaros sparta galaktikose koreliuoja su atominių bei molekulinų dujų tankiais. Pavyzdžiui, pagal [27] žvaigždédaros spartos paviršinis tankis diskinėse galaktikose priklauso nuo dujų paviršinio tankio kaip laipsninė funkcija: $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma^{1.4}$. Šis sąryšis nėra universalus ir jo laipsnio rodiklis išmatuojamas kitoks galaktikose su labai aktyvia žvaigždédara ir nykštukinėse galaktikose. Universaliau galiojantis sąryšis gaunamas įtraukiant galaktikos dinaminę laiko skalę t_{dyn} (apskritiminės orbitos periodą): $\Sigma_{\text{SFR}} \propto (\Sigma/t_{\text{dyn}})^{1.14}$ [28]. Žinomas ir dar universalesnis sąryšis su mažesne sklaida tarp žvaigždédaros spartos paviršinio tankio ir molekulinų dujų paviršinio tankio padalinto iš dinaminės laiko skalės $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{H2}}/t_{\text{dyn}}$.

Šis sąryšis galioja ne tik galaktikų bet ir atskirų molekulinų debesų masteliuose [29], tačiau nėra aišku, kaip gerai jis galioja ypatingai mažo metalingumo nykštukinėse galaktikose ir masyvių galaktikų pakraščiuose, kuriuose neaptinkamos molekulinės dujos. Tokiose srityse bet koku atveju vis tiek išlieka žvaigždėdaros spartos paviršinio tankio koreliacija su atominių dujų paviršiniu tankiu [30].

1.5 Žvaigždžių grįžtamasis ryšys

Susiformavusios prožvaigždės ir žvaigždės paveikia aplinkinę terpę. Šis reiškinys astrofizikoje vadinamas žvaigždžių grįžtamuoju ryšiu. Prožvaigždės kuria nuo savęs nukreiptas masės tėkmės, o žvaigždės kuria vėjus bei spinduliuotės slėgį. Šie vyksmai suteikia aplinkinėms dujoms judesio kiekį bei jas kaitina. Masyvios žvaigždės didelę dalį savo spinduliuotės išspinduliuoja ultravioletinėje srityje ir jonizuodamos kaitina aplinkines dujas. Masyviausios žvaigždės savo evoliucijos pabaigoje sprogska kaip supernovos ir per trumpą laiko tarpą suteikia aplinkai $\sim 10^{44}$ J energijos [31].

Visi šie reiškiniai bendrai reguliuoja žvaigždėdaros spartą galaktikoje, nes paveikia debesis, kuriuose formuojasi žvaigždės. Grįžtamasis ryšys gali sunaikinti šiuos debesis bei greičiausiai yra bent dalinai atsakingas už mažą žvaigždėdaros efektyvumą [32]. Taip pat grįžtamasis ryšys gali daryti tiesioginį poveikį ne tik debesies, bet ir galaktikos masteliu. Sparčiai žvaigždes formuojančiose galaktikose stebimos iš galaktikos nukreiptos dujų tėkmės, kurių išmetamų dujų masė per laiko vienetą yra palyginama su žvaigždėdaros sparta toje galaktikoje [33]. Kadangi nykštukinių galaktikų gravitaciniai potencialai yra negilūs, jose pastarasis efektas yra itin svarbus, nes formuojantis žvaigždėms gali būti išpučiamos visos galaktikos dujos ir taip sustabdoma tolimesnė žvaigždėdara.

Žvaigždėdaros grįžtamasis ryšys nebūtinai vien stabdo žvaigždėdarą, nes jis taip pat generuoja turbulenciją ir smūgines bangas, dėl kurių dujos gali būti lokaliai suspaustos iki didesnių tankių ir dėl to toje vietoje gali efektyviau formotis žvaigždės. Taip pat sprogsiant supernovoms į tarpžvaigždinę terpę gražinama praturtinta sunkiaisiais elementais medžiaga ir taip didėja galaktikos dujų metalingumas. Didėjant metalingumui, dujos gali vis efektyviau vėsti, nes sunkiuosiuose elementuose gali įvykti daugiau įvairių emisinių elektronų šuolių. Dėl greitesnio vėsimosparčiai formuojasi šaltų dujų telkiniai galaktikoje. Taip pat didėjant metalingumui vis efektyviau formuojasi tarpžvaigždinės dulkės, o ant jų efektyviai formuojasi vandenilio molekulės. Dėl abiejų šių efektų didėjant metalingumui žvaigždėdaros sparta gali didėti.

1.6 Rejonizacijos epocha

Po rekombinacijos epochos Visatoje vyravo neutralios dujos. Formuojantis pirmosioms galaktikoms, pirmųjų žvaigždžių ir galimai aktyvių galaktikų branduolių ultravioletinė spinduliuotė pradėjo jonizuoti tarpgalaktinėje terpėje esančias dujas. Jonizacijos frontai, susidare

aplink ultravioletinės spinduliuotės šaltinius, laikui bėgant plėtėsi, pradėjo persikloti ir galiausiai beveik visos tarpgalaktinės dujos buvo jonizuotos. Tuo metu sunkiųjų cheminių elementų dar beveik nebuvo ir barioninę medžiagą pagrindė tik vandenilis ir helis. Vandens rejonizacija baigėsi ties $z \approx 6$, o helio ties $z \approx 3$ (atitinkamai maždaug 1 Gyr ir 2 Gyr po Didžiojo Sprogimo) [34]. Nykštukinių galaktikų evoliucijai svarbu tai, jog rejonizacijos epochos metu tarpgalaktinių dujų vidutinė temperatūra pakilo iki $\approx 2 \cdot 10^4$ K [35]. Tokia temperatūra yra didesnė nei kai kurių mažų masių galaktikų virialinė temperatūra. Tai reiškia, kad šių galaktikų gravitacijos neužtenka tam, kad galėtų vykti tarpgalaktinių dujų akrecija. Tai įvyksta halams, kurių pabėgimo greitis mažesnis nei ~ 30 km/s [36]. Taip pat dėl tarpgalaktinio spinduliuotės lauko fotojonizacijos mažiausios masės halai, kurių pabėgimo greičiai mažesni nei ~ 10 km/s, gali prarasti net centrinėje jų tamsiosios materijos halo dalyje susikaupusias vėsias dujas [37]. Dėl abiejų šių efektų nykštukinėse galaktikose žvaigždėdara gali sulėtėti arba visai nustoti vykti. Toks rejonizacijos poveikis mažos masės galaktikoms greičiausiai yra bent dalinė trūkstamų palydovių problemos priežastis.

2 Izoliuotų nykštukinių galaktikų evoliucijos modelis

Pristatomas modelis yra panašus į kitus dažnai naudojamus pusiau analitinius galaktikų evoliucijos modelius, pavyzdžiui [38–40]. Pagrindinis skirtumas yra tai, kad jame siekiama modeliuoti tik izoliuotas nykštukines galaktikas ir tai leidžia išvengti aktyvių galaktikų branduolių bei sąveikos su masyvesnėmis galaktikomis modeliavimo. Pagrindiniai galaktikos modelio komponentai yra tamsiosios materijos halas, dujų diskas ir žvaigždžių diskas. Šiame darbe naudojamos dvi modelio versijos. Vienoje tamsiosios materijos halo masės augimas skaičiuojamas pagal vidutinės augimo spartos išraišką, nustatytą iš skaitmeninių modelių. Kitoje tamsiosios materijos halo masės augimas modeliuojamas pasitelkiant pilnus atskirų halų susiliejimų medžius. Pirmasis modelis naudojamas tirti vidutinei galaktikų evoliucijai ir laisvų parametrų nustatymui, o antrasis naudojamas tyrimui, kaip ir kiek atskirų galaktikų evoliucija gali skirtis nuo vidutinės. Galaktikos barioninės medžiagos evoliucija modeliuojama panaudojant supaprastintus analitinius sąryšius, aprašančius masių apykaitą dėl akrecijos, susiliejimų, žvaigždėdaros ir žvaigždžių grįžtamojo ryšio. Šiame darbe skaičiavimams naudojami Planck grupės nustatyti kosmologiniai parametrai $H_0 = 67.74 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_b = 0.05$, $\Omega_m = 0.31$, $\Omega_\Lambda = 0.69$ [1]. Šis skyrius dalinai parengtas pagal ankstesnius autoriaus mokslo tiriamuosius darbus [13, 14].

2.1 Tamsiosios materijos halų augimas

Tamsiosios materijos halų formavimasis, jų masės augimas ir susiliejimai Λ CDM kosmologijoje yra gan išsamiai ištirtinėti panaudojant skaitmeninius N-kūnų modelius. Vidutinę jų masės augimo spartą tam tikru laiko momentu galima aprašyti analitine išraiška [41]

$$\langle \dot{M}_{\text{dm}} \rangle = 46.1 \left(\frac{M_{\text{dm}}}{10^{12} M_\odot} \right)^{1.1} (1 + 1.11z) \sqrt{\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_\Lambda} \quad [M_\odot \text{ yr}^{-1}], \quad (7)$$

čia M_{dm} - halo masė, Ω_m - vidutinio Visatos materijos (barioninės ir tamsiosios) ir kritinio tankių santykis, Ω_Λ - vidutinio Visatos tamsiosios energijos ir kritinio tankių santykis. Šiame darbe ši išraiška naudojama skaičiuojant vidutinius modelius.

Tamsiosios materijos halų masė auga dėl dviejų priežasčių: tolydžios akrecijos iš tarpgalaktinės terpės ir susiliejimų su kitais halais. Vidutinė susiliejimų sparta su tam tikros masės halais tam tikru laiko momentu taip pat gali būti aprašoma analitine išraiška [42]

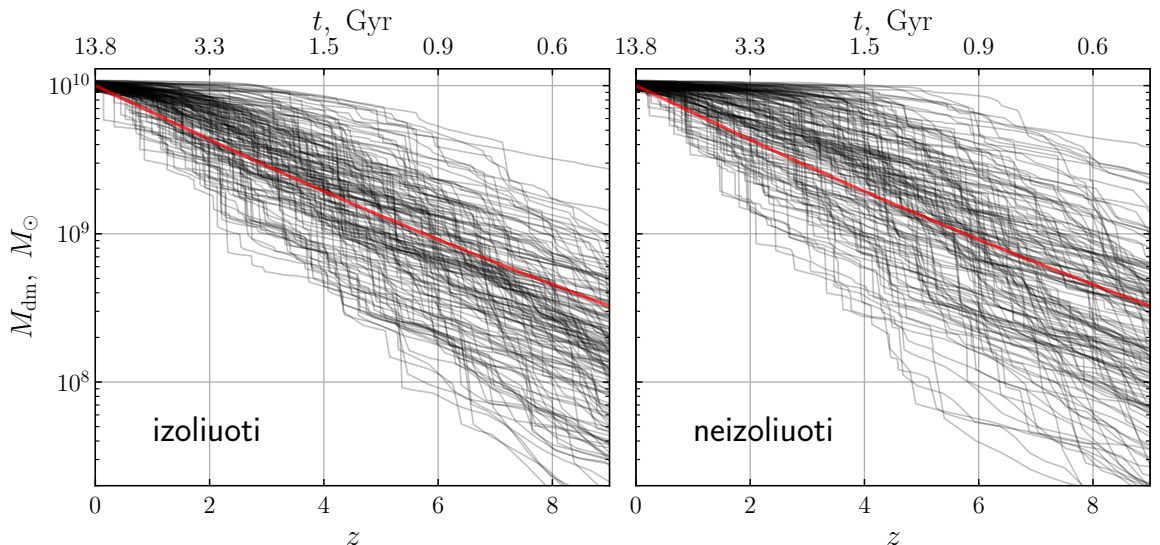
$$\frac{d^2 N_{\text{merg}}}{d\omega dx} = A M_{12}^\alpha x^b \exp((\tilde{x}/x)^\gamma) \quad , \quad (8)$$

čia N_{merg} - vidutinis susiliejimų skaičius tenkantis vienam halui, ω - monotoniška funkcija laiko atžvilgiu, kuri gali būti naudojama kaip laiko koordinatė (dėl tikslios išraiškos žr. [42]), x - santykis tarp didesnio ir mažesnio besiliejančių halų masių, $A = 0.065$, $\alpha = 0.15$, $b = -0.3$,

$\tilde{x} = 2.5$, $\gamma = 0.5$ - priderinti laisvi parametrai, M - bendra besusiliejančių halų masė. Ši išraiška išlieka teisinga net kai kartu sekama ir barioninės medžiagos evoliucija Illustris modeliuose [43].

2.2 Tamsiosios materijos halų susiliejamų medžiai

Norint sekti ne vidutinę, o atskirų tamsiosios materijos halų evoliuciją reikia naudoti atskirų halų susiliejamų medžius. Šiuose medžiuose kaupiama informacija apie visų praeityje įvykusių susiliejamų su tiriamu halu laikus ir apie pačius susiliejusius halus. Šiame darbe susiliejamų medžiai sugeneruojami panaudojant PINOCCHIO programą [44]. Tai yra įrankis, sugeneruojantis apytikslūs tamsiosios materijos halų katalogus su erdvine informacija ties įvairiais laiko momentais, pagrįstas lagranžine trikdžių teorija. Žinoma, susiliejamų medžiai iš N-kūnų skaitmeninių modelių būtų tikslesni, bet galimi netikslumai dėl šio supaprastinto metodo turėtų būti nesvarbūs palyginus su netikslumais, kurie atsiranda dėl aproksimacijų, kurias reikia atlikti modeliuojant sudėtingus barioninės medžiagos procesus. Taip pat skaičiavimai šiuo metodu trunka šimtus kartų trumpiau nei atitinkami skaičiavimai su N-kūnų modeliais, todėl kompiuteriniai resursai, reikalingi mažos masės galaktikų susiliejamų medžiams generuoti, gali būti pasiekti net nenaudojant superkompiuterių. Šiame darbe naudojama kubo formos su kraštine $d \approx 28$ Mpc kosmologinio tūrio realizacija su 800^3 raiškos elementų ir periodinėmis kraštinėmis sąlygomis. Jeigu laikome, kad mažiausi išskiriami halai turi būti sudaryti bent iš 10 raiškos elementų (tai yra standartinė PINOCCHIO vertė), tada naudojamoje realizacijoje jų masė $M_{\min} \approx 2 \cdot 10^7 M_{\odot}$. Tokia raiška yra pakankama norint išskirti šiame darbe nagrinėjamų halų, kurių masė ties $z = 0$ yra didesnė nei $10^9 M_{\odot}$, susiliejamų medžius.



1 pav. Izoliuotų (kairėje) ir neizoliuotų (dešinėje) tamsiosios materijos halų augimo istorijų, suskaičiuotų su PINOCCHIO, pavyzdžiai. Visi jie ties $z = 0$ pasiekia beveik tokią pačią masę $M_{\text{dm},0} \approx 10^{10} M_{\odot}$. Raudona linija vaizduoja augimo istoriją, apskaičiuotą pagal (7) išraišką.

Kaip jau minėta, šiame darbe koncentruojamasi į izoliuotas nykštukines galaktikas, todėl

iš visų tamsiosios materijos halų toliau nagrinėjami tik tokie halai, kurie yra izoliuoti per visą savo gyvavimo laiką. Šiame darbe halas laikomas izoliuotu, jeigu jis yra toliau nuo visų kitų masyvesnių halų nei $2r_{\text{vir}}$, čia r_{vir} yra masyvesniojo halo virialinis spindulys (apibrėžtas pagal (4) lygtį). 1 pav. pavaizduotos įvairios izoliuotų ir neizoliuotų halų, kurių masė ties $z = 0$ yra maždaug $M_{\text{dm},0} \approx 10^{10} M_{\odot}$ (10% tikslumu), masės augimo istorijos. Izoliuoti halai sukaupia savo masę vidutiniškai šiek tiek vėliau nei neizoliuoti. Visatos amžiaus, ties kuriuo $M_{\text{dm},0} \approx 10^{10} M_{\odot}$ halai sukaupia 90% savo galutinės masės, mediana izoliuotiems yra $t_{90} \approx 6.2$ Gyr, o neizoliuotiems $t_{90} \approx 5$ Gyr.

2.3 Tamsiosios materijos halų savybės

Modelyje laikoma, kad tamsiosios materijos halų tankiai pasiskirstę pagal sferiškai simetrišką NFW profilį (žr. (3) lygtį). Virialinis spindulys ir NFW skalės ilgis yra susiję per koncentracijos parametru $c \equiv r_{\text{vir}}/r_s$. Konkretaus halo koncentracijos parametras priklauso nuo jo masės augimo istorijos. Modelyje koncentracijos parametras ties tam tikru laiku t skaičiuojamas pagal [45] modelį, kuris susieja c ir laiką $t_{0.04}$, ties kuriuo halo masė sudarė 4% masės ties laiku t :

$$c(t) = 4 \left[1 + \left(\frac{t}{3.75t_{0.04}} \right)^{8.4} \right]^{1/8}. \quad (9)$$

Pagal šią išraišką, sparčiai augančio halo $c \approx 4$, nes susiliejamų metu jis yra dinamiškai „kaitinamas“, o lėtai augančio koncentracijos parametras vis didėja dėl dinaminės relaksacijos.

Tamsiosios materijos halo gravitacinis potencialas charakterizuojamas maksimaliu apskritiminių sukimosi greičiu, kuris NFW profiliui gali būti apskaičiuojamas pagal:

$$v_{\text{max}} \approx 0.465 r_s \sqrt{4\pi G \rho_0}, \quad (10)$$

čia r_s ir ρ_0 tie patys kaip ir (3) lygtyje. Maksimalaus apskritiminių sukimosi greičio v_{max} vertė būna visada panaši į galaktikos pabėgimo greitį, bet šiame darbe naudojamas v_{max} , nes tam tikram halui egzistuoja tik viena jo vertė, o pabėgimo greitis priklauso nuo pradinio atstumo iki centro ir nėra aišku, ties koku atstumu reiktų jį skaičiuoti.

2.4 Dujų akrecija ir vėsimas

Kaip ir tamsiosios materijos halo masė, taip ir galaktikos barioninės medžiagos masė auga dėl tolydinės akrecijos iš tarpgalaktinės terpės ir susiliejamų su kitomis galaktikomis. Modelyje laikoma, kad prieš rejonizacijos epochą tolydinės barioninės medžiagos akrecijos sparta yra visada tiesiogiai proporcinga tolydinės tamsiosios materijos akrecijos spartai:

$$\dot{M}_{\text{g,acc}} = \langle f_{\text{b}} \rangle \dot{M}_{\text{dm,acc}}, \quad (11)$$

čia $\langle f_b \rangle = \Omega_b / \Omega_{\text{dm}} \approx 0.19$ yra santykis tarp vidutinių barioninės ir tamsiosios materijų tankių Visatoje. Vykstant Visatos rejonizacijai, vidutinė tarpgalaktinių dujų temperatūra išauga iki $\langle T_{\text{IGM}} \rangle \approx 2 \cdot 10^4$ K ir dėl to mažos masės haluose nevyksta barioninės medžiagos akrecija, o mažiausi halai net praranda savo iki tol sukauptas dujas dėl fotojonizuojančios spinduliuotės „garinimo“ (žr. 1.6 skyrių). Šiuos efektus galima įskaityti panaudojant supaprastintą algoritmą, pristatytą [46]. Šiame darbe naudojamas beveik toks pats algoritmas. Jeigu halo virialinė temperatūra $T_{\text{vir}} < T_{\text{eq}}(\Delta_{\text{vir}}/3)$, tada barioninės medžiagos akrecija nevyksta. Čia $T_{\text{eq}}(\Delta_{\text{vir}}/3)$ yra tarpgalaktinių dujų temperatūra ties sutankėjimu, kurio santykinis tankio padidėjimas, lyginant su vidutiniu tarpgalaktinių dujų tankiu, yra $\Delta_{\text{vir}}/3$. Virialinė temperatūra šiame darbe apibrėžiama pagal:

$$T_{\text{vir}} = \mu m_p v_{\text{max}}^2 / (2k_B), \quad (12)$$

čia m_p yra protono masė ir $\mu \approx 0.63$ yra vidutinė dujų dalelės masė protono masės vienetais. Verta atkreipti dėmesį, jog šiame darbe virialinės temperatūros apibrėžime naudojamas maksimalus apskritiminio sukimosi greitis v_{max} , o ne labiau įprastas virialinis greitis $v_{\text{vir}} = \sqrt{GM_{\text{dm}}/r_{\text{vir}}}$. Taip daroma, nes, kai r_{vir} apibrėžiamas pagal (4) lygtį, jis didėja laikui bėgant net pastovios masės halui dėl to, kad mažėja Visatos kritinis tankis. Tai sukuria nefizikinį v_{vir} mažėjimą. Tuo tarpu v_{max} įskaito halo koncentracijos parametą ir dėl to yra mažiau jautrus šiam efektui. Mažiausios masės halų, kurių $T_{\text{vir}} < T_{\text{eq}}(\Delta_{\text{evp}})$, čia $\Delta_{\text{evp}} = 10^6$, dujos yra eksponentiškai „garinamos“:

$$\dot{M}_{\text{evp}} = \frac{M_g}{r_{\text{vir}}/c_s(\Delta_{\text{evp}})}, \quad (13)$$

čia M_g yra dujų disko masė ir $c_s(\Delta_{\text{evp}})$ yra idealiųjų dujų garso greitis ties temperatūra $T_{\text{eq}}(\Delta_{\text{evp}})$. Šiame darbe naudojamos $T_{\text{eq}}(\Delta_{\text{vir}}/3)$ ir $T_{\text{eq}}(\Delta_{\text{evp}})$ priklausomybės iš [46], pagal kurias $T_{\text{eq}}(\Delta_{\text{vir}}/3)$ kinta nuo $\approx 10^4$ K ties $z = 9$ iki $\approx 4 \cdot 10^4$ K ties $z = 0$, o $T_{\text{eq}}(\Delta_{\text{evp}})$ visada išlieka $\approx 10^4$ K.

Skaitmeniniai modeliai ir analitiniai argumentai rodo, kad mažos masės galaktikose dujų akrecija turėtų būti dominuojama šaltų siūlinių tėkmių ir dėl kolapso bei virializacijos neturėtų formotis karštų dujų halas, kaip tai vyksta masyviose galaktikose (žr. 1.3 skyrių). Dėl to modelyje laikoma, kad krintanti į tamsiosios materijos halą barioninė medžiaga patenka tiesiai į halo centre esantį ir sukimosi palaikomą dujų diską per dinaminį halo laiką. Taip pat daroma prielaida, kad dujų ir žvaigždžių diskų paviršinio tankio profiliai aprašomi eksponentiniu dėsnium (gerai žinomas stebimas faktas):

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \exp(-R/R_s). \quad (14)$$

Šio profilio skalės ilgiai žvaigždėms ir dujoms apskaičiuojami pagal iš stebėjimų nustatytus sąryšius [47]:

$$R_{s,*} = 0.011 r_{\text{vir}}, \quad R_{s,g} = 0.029 r_{\text{vir}}. \quad (15)$$

Žinoma, šie sąryšiai yra vidutiniai ir atskirose galaktikose santykis tarp žvaigždžių ir dujų diskų skalės ilgių gali varijuoti. Siekiant įvertinti, kokią įtaką šio santykio kitimas gali daryti rezultatams, taip pat buvo suskaičiuoti eksperimentiniai modeliai su skirtingais dujų ir žvaigždžių diskų skalės ilgių santykiais. Šio bandymo rezultatai aptariami 4 skyriuje.

2.5 Žvaigždėdaros sparta

Žvaigždėdaros sparta dujų diske skaičiuojama panaudojant analitinį modelį iš [48]. Jis yra pritaikytas mažo metalingumo galaktikoms, kurių dujų masė dominuojama atominių dujų ir, kaip parodyta [48], sutampa su stebėjimais. Tame modelyje laikoma, kad žvaigždėdaros spartą galima apskaičiuoti pagal molekulinį dujų kiekį:

$$\dot{\Sigma}_* = f_{\text{H}_2} \epsilon_{\text{ff}} \Sigma_{\text{g}} / t_{\text{ff}}, \quad (16)$$

čia $\epsilon_{\text{ff}} \approx 0.01$, t_{ff} yra charakteringa dinaminio laiko skalė molekulinuose debesyse (žr. 1.4 skyrių) ir f_{H_2} yra dujų, esančių molekulinėje fazėje, masės dalis. f_{H_2} priklauso nuo dujų paviršinio tankio, metalingumo, žvaigždėdaros spartos bei erdvinio žvaigždžių ir tamsiosios materijos tankio (dėl tikslių priklausomybių žr. [48]). Šis modelis turi laisvą parametą f_c , kuris yra apibrėžtas kaip žvaigždės formuojančių debesų paviršinio tankio santykis su vidutiniu dujų paviršiniu tankiu išskiriamuose masteliuose. Kaip ir patariama [48], šiame darbe naudojamas $f_c = 5$, nes pristatomame modelyje sekama tik vidutinė dujų disko struktūra. Žvaigždėdaros spartos modelyje taip pat daroma prielaida, jog molekulinės dujos formuojasi tik ant tarpžvaigždinių dulkių ir negali formotis tiesioginių susidūrimų metu. Todėl tas modelis negali būti naudojamas žvaigždėdaros spartos skaičiavimui, kai dujų metalingumas $Z_{\text{g}} = 0$. Šis trūkumas apeinamas taip pat kaip tą padarė [49]: pasiremiant [50] skaičiavimais, daroma prielaida, kad pirmosios, vadinamosios III populiacijos, žvaigždės praturtina aplinkines dujas iki $Z_{\text{prim}} = 2 \cdot 10^{-5}$ ir skaičiavimuose laikoma, kad pirmykščių dujų pradinis metalingumas lygus Z_{prim} , o ne 0. Tokio metalingumo pakanka, kad molekulinį dujų formavimasis būtų dominuojamas formavimosi ant dulkių. Visi kiti parametrai paliekami su tokiais pačiomis vertėmis kaip ir pristatyta [48].

2.6 Žvaigždžių grįžtamasis ryšys

Dujų išmetimo dėl žvaigždžių grįžtamojo ryšio modeliavimas būtinas siekiant realistiškai modeliuoti galaktikų evoliuciją, nes tik įskaitant šį efektą galima atkurti stebimą galaktikų šviesio funkciją prie mažų masių [51]. Taip yra dėl to, kad žvaigždžių grįžtamasis ryšys yra ypatingai svarbus procesas nykštukinėse galaktikose, nes iš jų lengva išpūsti dujas dėl jų negalaus gravitacinio potencialo. Tačiau žvaigždžių grįžtamąjį ryšį modeliuoti labai sudėtinga ir jis dar toli gražu nėra suprastas. Skirtingos šio efekto implementacijos gali lemti labai skirtingus rezultatus [52].

Šiame darbe išreikštai modeliuojamas tik grįžtamasis ryšys dėl supernovų sproginų. Grįžtamojo ryšio įtaka mažesniuose masteliuose įskaitoma fenomenologiškai, naudojant empirinį žvaigždėdaros efektyvumo parametą ϵ_{ff} (žr. (16) lygtį). Supernovų grįžtamasis ryšys modeliuojamas labai apytiksliai, remiantis energijos tvarumu. Laikoma, kad kiekviena supernova iš galaktikos išmeta dujų masę

$$m_{\text{ej}} = \frac{2\epsilon_{\text{sn}}E_{\text{sn}}}{v_{\text{max}}^2}, \quad (17)$$

čia $E_{\text{sn}} = 10^{51} \text{ erg}$ yra supernovos sugeneruojama kinetinė energija (neįskaitant išspinduliuotų neutrino energijos), ϵ_{sn} - koeficientas, nurodantis, kokia dalis šios energijos sunaudojama dujoms iš galaktikos išpūsti (likusi energijos dalis išspinduliuojama). Kaip šio efektyvumo koeficiento vertė priklauso nuo galaktikos savybių nėra žinoma, todėl šiame darbe jis aprašomas parametrizuota išraiška

$$\epsilon_{\text{sn}} = k_{\text{sn}} \left(\frac{v_{\text{max}}}{30 \text{ km/s}} \right)^{\gamma_{\text{sn}}}, \quad (18)$$

čia k_{sn} ir γ_{sn} yra laisvi parametrai, kurie sukalibruojami atkuriant stebimą sąryšį tarp galutinių galaktikos žvaigždžių ir tamsiosios materijos masių (žr. 3.1 skyrių). Kadangi ϵ_{sn} yra efektyvumo koeficientas, jo vertė negali būti didesnė už 1 ir tokiu atveju, kai pagal (18) ji gaunama didesnė, ta vertė sumažinama iki 1.

Šiame modelyje supernovos visiškai išmeta dujas iš galaktikos, nors realybėje bent dalis jų gali vėl atvėsti ir pradėti kristi atgal į dujų diską. Tačiau, kaip pademonstruojama 3.1 skyriuje, toks modelis gali sėkmingai atkurti stebimas nykštukinių galaktikų savybes. Greičiausiai taip yra, nes mažos masės galaktikose didžioji dujų dalis yra išmetamos ir negrįžta, o grįžimas pasidaro svarbus tik masyvesnėse galaktikose. Kadangi šiame darbe nagrinėjamos tik mažiausios masės galaktikos, tai dujų sugrįžimas nemodeliuojamas siekiant išvengti papildomų laisvų parametru. Taip pat verta paminėti, kad kalibruojant šio modelio laisvus parametrus greičiausiai yra bent dalinai įskaitomi ir kitokie žvaigždžių grįžtamojo ryšio tipai, kurie taip pat prisideda prie dujų išmetimo (pvz. fotojonizacija), nes jie turėtų būti proporcingi žvaigždėdaros spartai, o jai yra proporcingas ir supernovų dažnis, taigi jų įtaka tiesiog pakeičia geriausiai tinkančias k_{sn} bei γ_{sn} vertes.

Supernovų sproginų dažnis skaičiuojamas tokiu būdu. Laikoma, kad tik žvaigždės, kurių masės $8M_{\odot} < m_{\text{star}} < 25M_{\odot}$, sprogs kaip branduolio kolapso supernovos, nes masyvesnės mažo metalingumo, būdingo nykštukinėms galaktikoms, žvaigždės turėtų sukolapsuoti į juodąsias skylės be stipraus sproginimo [53]. Remiantis Kroupa pradine masių funkcija (žr. 1.4 skyrių), vidutiniškai šiame intervale susiformuoja viena žvaigždė iš viso susiformavus $110M_{\odot}$ žvaigždžių. Tada, pridėjus Ia tipo supernovas, kurių atsiranda maždaug viena susiformavus $1000M_{\odot}$ žvaigždžių [54], gauname vieną supernovą, įvykstančią susiformavus $100M_{\odot}$ žvaigždžių.

2.7 Cheminė evoliucija

Tarpžvaigždinių dujų praturtinimas sunkiaisiais cheminiais elementais ir žvaigždžių evoliucijos metu grąžinamų dujų kiekis modeliuojami panaudojant žvaigždžių populiacijų sintezės programą SYGMA [55]. Išmesti sunkieji elementai priskiriami prie dujų disko ir vėliau yra išmetami arba įkalinami žvaigždėse, proporcingai šiuose procesuose dalyvaujančių dujų masei. Daroma prielaida, kad praturtintos sunkiaisiais elementais dujos greitai išsimaišo po visą diską ir dėl to jį visada galima laikyti chemiškai homogenišku, aprašomu vienu vidutiniu metalingumu. Taip pat daroma įprasta galaktikų evoliucijos modeliuose prielaida, kad sunkieji elementai išmetami ir dujos grąžinamos tame pačiame laiko žingsnyje, kai ir susiformuoja žvaigždžių populiacija (angl. „instantaneous recycling approximation“). Naudojami pastovūs laiko žingsniai $\Delta t \approx 50 \text{ Myr}$, kurie atitinka ilgesnius laiko tarpus nei masyvių žvaigždžių, kurios sprogsta kaip supernovos, gyvavimo laikai.

Kai iš galaktikos išpučiamos dujos dėl žvaigždžių grįžtamojo ryšio, kartu išpučiami ir sunkieji elementai. Kadangi naujai suformuoti sunkieji elementai daugiausiai išmetami kaip tik tuo metu, kai dujos ir yra išpūtinėjamos, tai išpūstų dujų metalingumas turėtų būti didesnis nei vidutinis galaktikoje. Šis efektas turėtų būti svarbiausias mažos masės galaktikose su negiliais gravitaciniais potencialais. Panaudojant skaitmeninį šio proceso modelį, [56] parodė, kad išsviedžiamų metalų dalis labai stipriai priklauso nuo galaktikos masės ir gali būti aprašoma eksponentine priklausomybe:

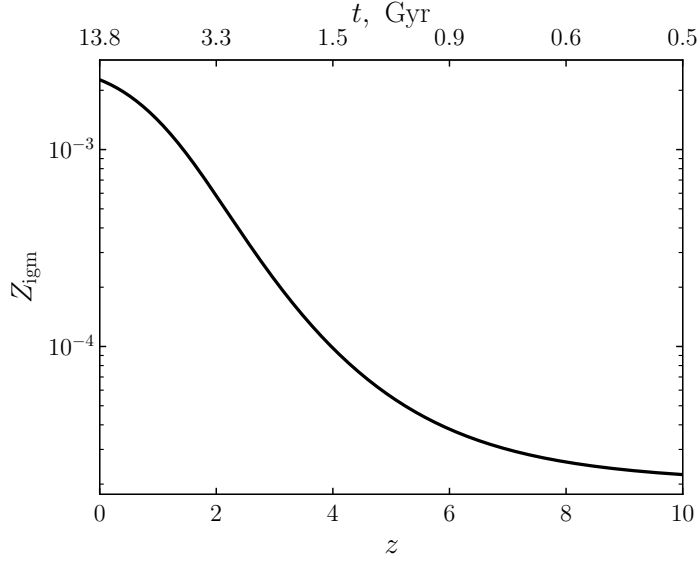
$$f_{ej} = k'_{ej} e^{-M_{dm}/M_{ej}}, \quad (19)$$

čia k'_{ej} ir M_{ej} yra priderinami parametrai. Kadangi išsviedžiamų metalų dalis turėtų priklausyti ne tik nuo masės, nes gravitacinio potencialo gylis priklauso ir nuo masės koncentruotumo, tai šiame darbe pasirinkta f_{ej} parametrizuoti ne pagal masę, o pagal maksimalų apskritiminio sukimosi greitį v_{max} (žr. 2.3 skyrių):

$$f_{ej} = k_{ej} e^{-v_{max}/v_{ej}}. \quad (20)$$

k_{ej} vertė nustato, kokia dalis metalų išmetama pačiose mažiausiose galaktikose. Kadangi kol kas nėra jokių tvirtų teorinių šios vertės įvertinimų, šiame darbe laikoma, kad $k_{ej} = 0.9$, nes iš stebėjimų žinoma, kad net ir mažiausios galaktikos buvo praturtintos metalais, taigi bent maža dalis jų nebuvo išmesta. Su daug artimesne vienetui parametro verte (pavyzdžiui, $k_{ej} = 0.99$) sumodeliuotos mažiausios masės galaktikos aiškiai turi per mažus galutinius metalingumus, o artimesnė nuliui atrodo netikėtina, nes mažiausios masės galaktikos turėtų prarasti beveik visus naujai sukurtus metalus. Tikslus šios vertės kalibravimas nebuvo daromas siekiant įvesti kuo mažiau optimizuojamų laisvų parametrų ir galiausiai paaiškėjo, kad tai ir nebuvo reikalinga, nes ir taip modelis atkuria realistiškus metalingumus. v_{ej} vertė sukalibruojama pagal realybėje stebimą žvaigždžių masės ir metalingumo sąryšį (žr. 3.1 skyrių).

2.8 Tarpgalaktinių dujų metalingumas



2 pav. Tarpgalaktinių dujų metalingumo priklausomybė nuo raudonojo poslinkio, apskaičiuota pagal (21) išraišką, su 3.1 skyriuje pateikta sukalibruota $Z_{\text{igm},0}$ verte.

Kadangi dėl žvaigždžių grįžtamojo ryšio dujos gali būti išmetamos iš galaktikų, tai sunkiaisiais cheminiais elementais praturtinama ne tik tarpžvaigždinė, bet ir tarpgalaktinė terpė. Todėl laikui bėgant tarpgalaktinių dujų metalingumas turėtų didėti ir į galaktikas vykstant tolydžiai akrecijai turėtų kristi vis didesnio metalingumo dujos. Kadangi šiame darbe modeliuojamas tik galaktikų poaibis, tai iš pačio modelio teikiamos informacijos šio praturtinimo modeliuoti neįmanoma. Tarpgalaktinės terpės metalingumo didėjimas modeliuojamas laikant, kad praturtinimo sparta yra proporcinga nustatytai iš stebėjimų Visatos vidutiniam žvaigždėdaros spartos tankiui. Tada tarpgalaktinės terpės metalingumas ties tam tikru raudonoju poslinkiu gali būti apskaičiuojamas pagal:

$$Z_{\text{igm}}(z) = Z_{\text{prim}} + (Z_{\text{igm},0} - Z_{\text{prim}}) \int_{z_0}^z f_{\text{igm}}(z') dz', \quad (21)$$

čia $Z_{\text{igm},0}$ - tarpgalaktinės terpės metalingumas ties $z = 0$ (laisvas parametras), z_0 - pradinis raudonasis poslinkis, $f_{\text{igm}}(z)$ - funkcija, proporcinga Visatos vidutiniam žvaigždėdaros spartos tankiui ties tam tikru z :

$$f_{\text{igm}}(z) = k_{\text{igm}} \psi(z) \frac{dt}{dz} \quad (22)$$

čia k_{igm} parenkamas toks, kad ties $z = 0$ galiojūtų $Z_{\text{igm}} = Z_{\text{igm},0}$:

$$k_{\text{igm}} = \left(\int_{z_0}^0 \psi(z) \frac{dt}{dz} dz \right)^{-1} \rightarrow \int_{z_0}^0 f_{\text{igm}}(z) dz = 1. \quad (23)$$

Vidutinis Visatos žvaigždėdaros spartos tankis apskaičiuojamas pagal priderintą prie įvairių

stebėjimų išraišką [57]

$$\psi(z) = 0.015 \frac{(1+z)^{2.7}}{1 + [(1+z)/2.9]^{5.6}} \quad [M_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{Mpc}^{-3}]. \quad (24)$$

Šitaip skaičiuojant reikia parinkti tam tikrą galutinį metalingumą $Z_{\text{igm},0}$ (pradinio metalingumo Z_{prim} vertė daro mažą įtaką, nes ji paprastai daug mažesnė už $Z_{\text{igm},0}$). Ši vertė sukalibruojama priderinant modelio žvaigždžių masės ir metalingumo sąryšį prie stebimo (žr. 3.1 skyrių).

2.9 Galaktikų susiliejimai

Galaktikų susiliejimai šiame darbe modeliuojami labai supaprastintai, laikant, kad jų metu didesnis halas tiesiog pasisavina visas mažesniojo halo dujas ir žvaigždes per dinaminę laiko skalę. Realybėje palyginamų masių halų susiliejimai gali sugeneruoti dinaminis disko trikdžius, kurie gali paveikti jo struktūrą ir labai suaktyvinti žvaigždėdarą. Tačiau šių sudėtingų procesų įtraukimas į tokį fenomenologinį modelį reikalautų papildomų laisvų parametrų. Taigi dėl paprastumo šie efektai nemodeliuojami. Vis dėlto modelyje vykstant susiliejimams žvaigždėdaros sparta padidėja, nes jų metu padidėja dujų masė ir dėl to padidėja vidutinis dujų tankis (jei susiliejantys halai turi dujų prieš tai). Siekiant įvertinti, kaip šis supaprastinimas gali paveikti darbo rezultatus, buvo suskaičiuoti modeliai, kuriuose susiliejimai su masyvesniais nei 30% halais sukuria ekstremalius žvaigždėdaros žybsnius, kurių metu dalis $f_* = 1/(1 + f_{\text{ej}})$ visų dujų paverčiamos žvaigždėmis, o likusi dalis išmetama. Čia $f_{\text{ej}} = m_{\text{ej}}/m_*$ yra santykis tarp išmestų dujų dėl grįžtamojo ryšio formuojantis žvaigždžių populiacijai ir tos populiacijos masės (m_{ej} apskaičiavimas aprašytas 2.6 skyriuje). Taigi tokių susiliejimų metu visos dujos paverčiamos žvaigždėmis arba yra išmetamos. Šio eksperimentinio modelio rezultatai aptariami 4 skyriuje.

Nors vidutinės evoliucijos modelyje susiliejimų medžiai nenaudojami, jame vis tiek įskaitomos susiliejimų metu į galaktiką įkrentančios tamsiosioji materija, dujos ir žvaigždės. Tai padaroma apskaičiuojant įkrentančią masę naudojant (8) lygtį:

$$\dot{M}_{\text{i,merg}}(z) = \int_1^{\infty} M_{\text{i}}(x, z) \frac{d^2 N_{\text{merg}}}{d\omega dx} \frac{d\omega}{dt} dx \quad (25)$$

čia $M_{\text{i}}(x, z)$ - žvaigždžių, dujų arba tamsiosios materijos masė galaktikose, kurių tamsiosios materijos halų masė x kartų mažesnė nei nagrinėjamos galaktikos. Skaičiuojant pagal šią išraišką kiekvieno halo evoliucija priklauso nuo visų mažesnių halų evoliucijos, nes tai lemia, kiek su jais susiliejant į tiriamą halą tam tikru metu įkrenta masės. Todėl vidutiniai modeliai visada pradedami skaičiuoti nuo mažiausios galaktikos masės ir tada modeliuojant masyvesnes galaktikas naudojami visų iki tol sumodeliuotų galaktikų duomenys. Taip sumodeliuojama tarpusavyje suderinta galaktikų imtis.

3 Rezultatai

Šiame skyriuje aprašoma, kaip buvo sukalibruoti lasivi modelio parametrai, galaktikų evoliucijos priklausomybės nuo masės analizė ir evoliucijos skirtumų dėl skirtingų masės augimo istorijų analizė. Taip pat modelio rezultatai palyginami su stebėjimais, nagrinėjant tiek statistinius sąryšius tarp galaktikų parametrų, tiek konkrečių pavienių galaktikų Leo A ir Aquarius parametrus.

3.1 Laisvų parametrų kalibravimas

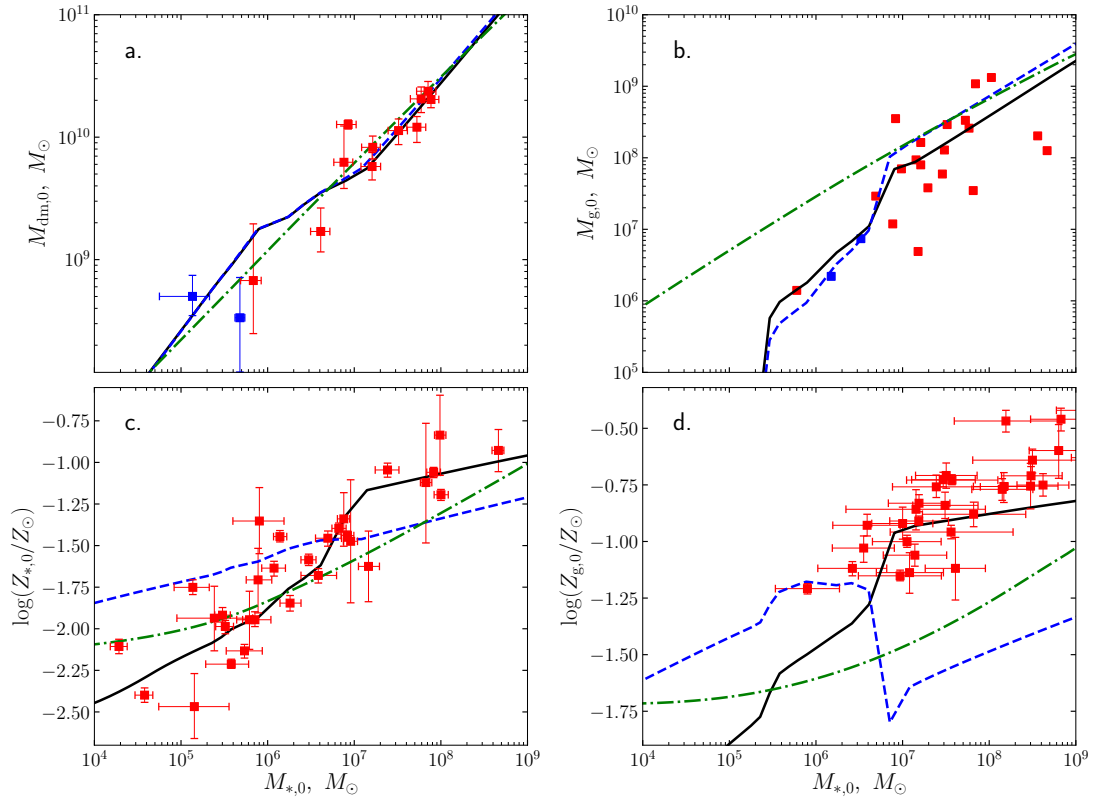
Šiame darbe pristatomas modelis turi 4 laisvus parametrus: 2 apibūdinančius dėl žvaigždžių grįžtamojo ryšio iš galaktikos išpučiamų dujų masę k_{sn} ir γ_{sn} (žr. (18) lygtį), galutinį tarpgalaktinės terpės metalingumą $Z_{\text{igm},0}$ (žr. (21) lygtį) bei charakteringą maksimalų apskritiminio sukimosi greitį, žemiau kurio galaktikos praranda beveik visus naujai žvaigždžių sukuriamus metalus, v_{ej} (žr. (20) lygtį). Siekiant nustatyti realistiškas jų vertes, jos parenkamos tokios, kad vidutinės evoliucijos modelis atkurtų stebimus sąryšius tarp žvaigždžių ir tamsiosios materijos masių bei žvaigždžių masės ir metalingumo. Pradėjus skaičiavimus paaiškėjo, jog žvaigždžių ir tamsiosios materijos masių sąryšis modelyje labai silpnai priklauso nuo $Z_{\text{igm},0}$ ir v_{ej} . Todėl galima pirmiausia nepriklausomai priderinti žvaigždžių grįžtamojo ryšio parametrus k_{sn} , γ_{sn} vien pagal šį sąryšį ir tada atskirai priderinti $Z_{\text{igm},0}$ ir v_{ej} pagal žvaigždžių masės ir metalingumo sąryšį. Priderinimas buvo atliktas minimizuojant vidutinį atstumą (pasvertą pagal paklaidas) nuo modelio kreivės iki stebėjimų duomenų (angl. „orthogonal distance regression“). Nustatytos optimaliausios parametrų vertės pateiktos 1 lentelėje. Siekiant patikrinti ar nėra parametrų išsigimimo ir surastas minimumas tikrai yra globalus, buvo suskaičiuota ir vizualiai išanalizuota modelių gardelė, kurios parametrų intervalai taip pat pavaizduoti 1 lentelėje.

1 lentelė. Nustatytos modelio laisvų parametrų vertės, tirti verčių intervalai ir nuorodos į lygtis, kuriose šie parametrai naudojami.

Parametras	Vertė	Intervalas	Lygtis
k_{sn}	0.024	[0, 1]	(18)
γ_{sn}	1.47	[-3, 2]	(18)
$Z_{\text{igm},0}$	0.0023	$[2 \cdot 10^{-5}, 0.01]$	(21)
v_{ej}	29 km/s	[10, 100] km/s	(20)

Žvaigždžių ir tamsiosios materijos halo masių¹ sąryšis iš stebėjimų [58], kuris buvo panaudotas k_{sn} ir γ_{sn} kalibravimui, pavaizduotas 3 pav. a lange. Kartu pavaizduotas šis sąryšis iš modelio su nustatytais geriausiai tinkančiais parametrais ir iš modelio, kuriame sukalibruoti tik

¹Kadangi [58] naudojo kitokį virialinio spindulio apibrėžimą nei šiame darbe (vietoj Δ_{vir} (4) lygtyje naudojo $\Delta = 200$), čia ir kitur, kur bus lyginamos modelio tamsiosios materijos halo masės su nustatytomis [58], vaizduojamos modelio vertės yra perskaičiuotos pagal tame darbe naudotą apibrėžimą.



3 pav. Žvaigždžių masės sąryšiai su tamsiosios materijos virialine mase (a), dujų mase (b), žvaigždžių metalingumu (c) ir dujų metalingumu (d). Raudoni taškai žymi vertes iš stebėjimų (a: [58], b: [6, 59], c: [60], d: [61]). Mėlyni taškai a lange žymi neizoliuotas galaktikas Carina ir Leo T, o b lange jie žymi Leo A ir Aquarius galaktikas. Mėlyna punktyrinė linija žymi modelį, kuriame sukalibruoti tik k_{sn} ir γ_{sn} , juoda linija žymi modelį, kuriame sukalibruoti visi keturi laisvi parametrai, o žalia punktyrinė linija žymi modelį, kuriame išjungta rejonizacijos įtaka ir iš naujo sukalibruoti laisvi parametrai.

k_{sn} ir γ_{sn} , bet kuriame yra išjungtas tarpgalaktinės terpės metalingumo didėjimas ($Z_{\text{igm},0} = Z_{\text{prim}}$) ir papildomas metalų praradimas mažiausios masės galaktikose ($v_{\text{ej}} = 0$). Taip pat pavaizduotas sąryšis ir modelio, kuriame išjungta rejonizacija ir iš naujo priderinti visi 4 laisvi parametrai. Labai maži skirtumai tarp juodos ir mėlynos kreivių parodo, kad k_{sn} ir γ_{sn} gali būti nustatomi nepriklausomai nuo $Z_{\text{igm},0}$ ir v_{ej} .

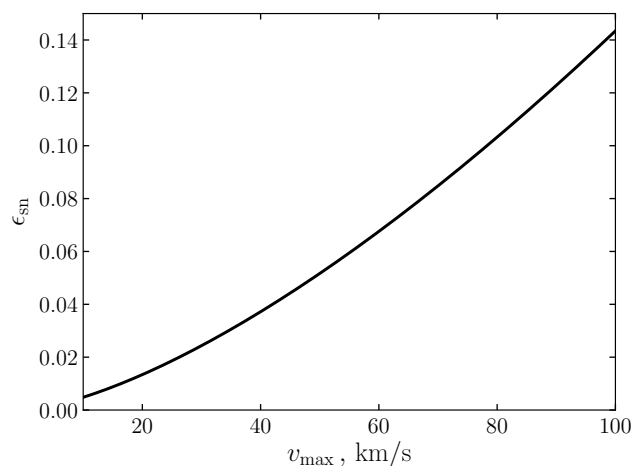
Žvaigždžių masės ir metalingumo sąryšis iš stebėjimų² [60], kuris buvo panaudotas $Z_{\text{igm},0}$ ir v_{ej} kalibravimui pavaizduotas 3 pav. c lange. Kartu pavaizduoti tie patys modeliai kaip ir a lange. Šiame sąryšyje modeliai aiškiai išsiskiria ir galima matyti, kad, norint atkurti realistiškus metalingumus, modelyje būtina įskaityti tarpgalaktinės terpės metalingumo didėjimą bei santykinai didesnį metalų praradimą mažos masės galaktikose.

3 pav. b ir d languose pavaizduoti žvaigždžių masės bei dujų masės ir metalingumo sąryšiai iš stebėjimų [6, 59, 61] ir iš tų pačių modelių kaip ir a bei c languose. Svarbu atkreipti dėmesį, kad šie sąryšiai nebuvo naudoti parametru kalibravimui ir nėra paprastai išplaukiantys

²Šiame darbe laikoma, kad Saulės metalingumas $Z_{\odot} = 0.134$ [62]. Taip pat visur vidutiniai metalingumai pateikiami suvidurkinti pagal masę.

iš sąryšių, kurie buvo naudoti. Todėl tai, kad sukalibruotas modelis gan gerai juos atkuria, padidina tikimybę, kad šis modelis realistiškai aprašo tiriamų galaktikų evoliuciją. Įdomu tai, kad išjungus rejonizacijos įtaką ir iš naujo sukalibravus laisvus parametrus (žaliai pažymėta kreivė), neatitikimas ties mažomis masėmis būna reikšmingai blogesnis ir matosi sistemingas neatitikimas. Tai rodo, jog rejonizacijos įtakos įskaitymas yra greičiausiai būtinas modeliuojant nykštukines galaktikas.

Vis dėlto, svarbu pažymėti ir tai, jog nėra visiškai aišku, koku tikslumu galima lyginti modelio rezultatus su šiais stebėjimais. Taškai b lange žymi ne visų galaktikos dujų masę, bet tik neutralių atominių dujų. Kadangi tam tikra dalis dujų gali būti molekulinėje ir jonizuotoje fazėse, tai šie taškai atitinka apatinę dujų masės ribą. Tai bent dalinai gali paaiškinti, kodėl modelis iš pažiūros prognozuoja šiek tiek per dideles dujų masės vertes. Iš modelio duomenų galima įvertinti dujų dalį molekulinėje fazėje ir ši dalis būna mažesnė nei 1%. Dujų dalis jonizuotoje fazėje priklauso nuo jonizacijos spartos dėl žvaigždžių grįžtamojo ryšio ir tarpgalaktinio spinduliuotės lauko bei vėsimo spartos. Šie procesai modelyje nesekami taip detalčiai, kad būtų galima realistiškai įvertinti jonizuotų dujų dalį. Jų įskaitymas reikalautų papildomų laisvų parametrų, todėl šiame darbe apsiribojama labiau apytiksliu palyginimu. Panašus neapibrėžtumas galioja ir žvaigždžių masės bei dujų metalingumo sąryšiui. Dujų metalingumai d lange buvo nustatyti stebint ūkus, kurie yra aktyvios žvaigždėdaros regionuose. Dėl jaunų masyvių žvaigždžių praturtinimo šių regionų metalingumai turėtų būti didesni nei vidutiniai viso dujų disko metalingumai, kurie apskaičiuojami modelyje. Tačiau kiekybinis šio efekto įvertinimas yra taip pat už šio darbo ribų. Taip pat reikia turėti omeny, kad metalingumai iš stebėjimų buvo nustatyti matuojant tam tikrų metalų gausos santykį su vandenilio gausa. Modelyje atskirų elementų gausos nesekamos, todėl norint palyginti tenka daryti prielaidą, kad tiriamose galaktikose santykiai tarp įvairių elementų gausų yra panašūs kaip Saulėje. Iš stebėjimų žinoma, kad ši prielada tikrai nevisada teisinga.



4 pav. Žvaigždžių grįžtamojo ryšio efektyvumo koeficiento priklausomybė nuo maksimalaus apskritinio sukimosi greičio, apskaičiuota naudojant k_{sn} ir γ_{sn} vertes pateiktas 1 lentelėje.

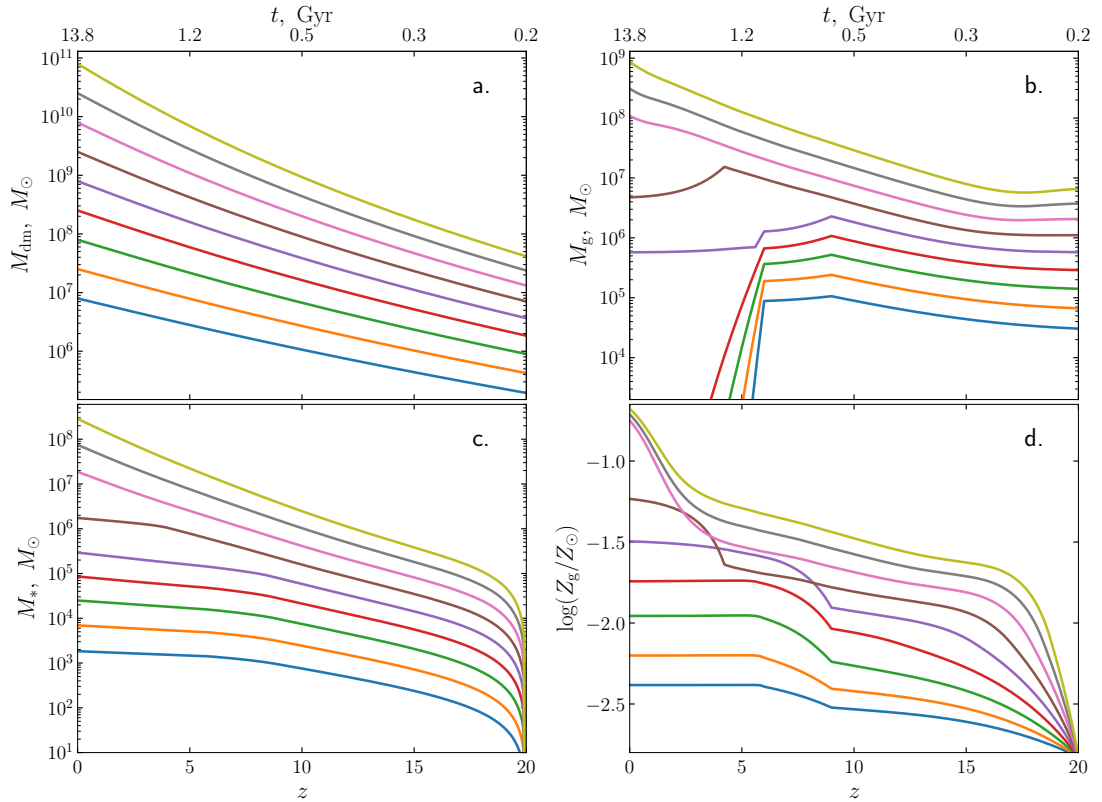
Visi 4 laisvi parametrai turi aiškias fizikines prasmes, todėl naudinga panagrinti, ką implikuoja jų nustatytos vertės. k_{sn} ir γ_{sn} vertės nulemia, kokia dalis supernovų generuojamos energijos panaudojama dujų išmetimui iš galaktikos. Kaip priklauso šis žvaigždžių grįžtamojo ryšio efektyvumas nuo galaktikos maksimalaus apskritiminio sukimosi greičio pavaizduota 4 pav. Didėjant galaktikos masei (arba koncentruotumui) viena supernova išmeta vis mažiau dujų, nes $\gamma_{\text{sn}} < 2$, bet vis didesnė dalis supernovos energijos tam panaudojama. Taip gali būti dėl to, kad kuo didesnė galaktika, tuo daugiau išspinduliuotos elektromagnetinėmis bangomis supernovos energijos vėl sugerama ir taip didesnė jos dalis prisideda prie dujų kaitinimo. Dėl sudėtingų matavimo sąlygų tarpgalaktinės terpės metalingumo vertė iš stebėjimų nėra gerai žinoma, bet paprastai įvertinamos ir prognozuojamos pagal teorinius skaičiavimus vertės gali siekti panašius dydžius ($Z_{\text{igm},0} \sim 0.001$) kaip ir sukalibruota vertė [63]. Nustatyta optimaliausia v_{ej} vertė taip pat atrodo realistiška, nes galaktikų su mažesnėmis maksimalaus apskritiminio greičio vertėmis virialinė temperatūra T_{vir} yra mažesnė nei 10^4 K, todėl mažesnės masės galaktikos gali lengvai prarasti jonizuotas dujas, o masyvesnės daug sunkiau. Kadangi praturtinimas metalais pagrinde vyksta supernovų sprogo metu ir išsviestos bei aplinkinės dujos būna jonizuojamos (galimai jau prieš sprogo dėl masyvių žvaigždžių fotojonizacijos), tai atrodo realistiška, kad galaktikos, kurių T_{vir} yra mažesnės nei pusiausvyrinė jonizuotų dujų temperatūra ($\sim 10^4$ K), praranda didžiąją dalį sukurtų metalų.

3.2 Modelių evoliucija laike

Tamsiosios materijos halo masės, dujų masės, žvaigždžių masės ir dujų metalingumo priklausomybės nuo raudonojo poslinkio skirtingų masių modeliams pavaizduotos 5 pav. Kaip galima matyti a lange, skirtingos kreivės vaizduoja galaktikas, kurių tamsiosios materijos halų masės ties $z = 0$ kinta nuo $\approx 10^7 M_{\odot}$ iki $\approx 10^{11} M_{\odot}$.

Visi matomi lūžiai 5 pav. vaizduojamose priklausomybėse atsiranda dėl to, kad modelyje įskaitoma rejonizacijos įtaka (žr. 2.4 skyrių). Išjungus barioninės medžiagos tolydžios akrecijos apribojimą ir dujų disko „garavimą“ dėl tarpgalaktinio spinduliuotės lauko fotojonizacijos, visos priklausomybės tampa tolydžios, panašios į vaizduojamas a lange.

Mažiausių masių galaktikų dujų masės priklausomybės lūžis ties $z \approx 9$, matomas b lange, atsiranda, nes ties $z = 9$ modelyje prasideda rejonizacija ir į juos nustoja kristi barioninė medžiaga iš tarpgalaktinės terpės. Nuo tada, jei jų virialinė temperatūra netampa pakankamai aukšta, dujų masė juose gali didėti tik dėl susiliejimų su kitomis galaktikomis. Staigus dujų masės mažėjimas ties $z = 6$ įvyksta, nes ties šiuo raudonuoju poslinkiu baigiasi rejonizacija (praktiškai visa tarpgalaktinė terpė būna jonizuota) ir modelyje įjungiamas dujų garinimas. Todėl bėgant laikui mažiausios masės galaktikos praranda visas savo dujas. Violetine spalva pažymėtoje galaktikoje neišgarinamos visos dujos, nes ties $z \approx 5$ ji tampa pakankamai masyvi, kad jos virialinė temperatūra viršytų $T_{\text{eq}}(\Delta_{\text{evp}}) = 10^4$ K ir joje garinimas sustoja. Ruda spalva



5 pav. Įvairių masių vidutinių evoliucijos modelių tamsiosios materijos halo masės (a), dujų disko masės (b), žvaigždžių masės (c) ir dujų metalingumo (d) priklausomybės nuo raudonojo poslinkio.

pažymėtoje galaktikoje ties $z \approx 4$ dujų masė pradeda mažėti, nes jos virialinė temperatūra auga nepakankamai greitai ir tuo metu pasidaro mažesnė nei greičiau auganti $T_{\text{eq}}(\Delta_{\text{vir}}/3)$. Todėl šioje galaktikoje nustoja vykti tolydi barioninės medžiagos akrecija. Nors masyvesnėse galaktikose virialinė temperatūra visada aukštesnė nei $T_{\text{eq}}(\Delta_{\text{vir}}/3)$, jos vis tiek silpnai paveikiamos, nes dalį į jas krentančios masės visada sudaro susiliejančios su jomis mažesnės galaktikos. Todėl net ir jų dujų masės priklausomybėse galima matyti mažus netolygumus ties $z < 6$.

Žvaigždžių masių priklausomybėse, kurios vaizduojamos lange c, taip pat galima matyti lūžius mažos masės galaktikose, kurių priežastis yra jų dujų masės mažėjimas, aptartas prieš tai buvusioje pastraipoje. Tačiau žvaigždžių masė, priešingai nei dujų, lėtai didėja net ir mažiausios masės galaktikose. Taip yra, nes žvaigždžių masė gali didėti dėl susiliejimų su kitomis galaktikomis, net jei nebevyksta žvaigždėdara. Jokie procesai, dėl kurių galaktikos žvaigždžių masė galėtų mažėti (pavyzdžiui, dėl masyvesnės galaktikos potvyninių jėgų) šiame modelyje neįskaitomi, nes nagrinėjamos tik izoliuotos galaktikos. Taip pat, pagal žvaigždžių masės didėjimo spartą galima matyti, jog $10^{7-9} M_{\odot}$ žvaigždžių masės galaktikose jaunos populiacijos turėtų sudaryti didesnę dalį žvaigždžių nei $10^{3-6} M_{\odot}$ masės galaktikose.

Dujų metalingumo priklausomybes, vaizduojamas lange d, kokybiškai galima suprasti sujungus dujų ir žvaigždžių masių priklausomybes. Lūžiai mažiausios masės galaktikose taip pat atsiranda dėl rejonizacijos. Nustojus vykti tolydžiai dujų akrecijai, jose vis dar vyksta žvaigž-

dėdara, bet dujos nėra „skiedžiamos“ naujai įkrentančiomis nemetalingomis dujomis ir dėl to galaktikos dujų metalingumas pradeda didėti staigiau. Vėliau, kai beveik visos galaktikos dujos išgarinamos, žvaigždėdara sustoja ir dujų metalingumas nekinta laikui bėgant. Masyviausiose galaktikose dujų metalingumas ties $z < 3$ pradeda didėti greičiau nes laikui bėgant didėja tarpgalaktinių dujų metalingumas (žr. 2.8 skyrių) ir dėl to į jas įkrenta vis daugiau metalų.

3.3 Evoliucijų skirtumai dėl skirtingų augimo istorijų

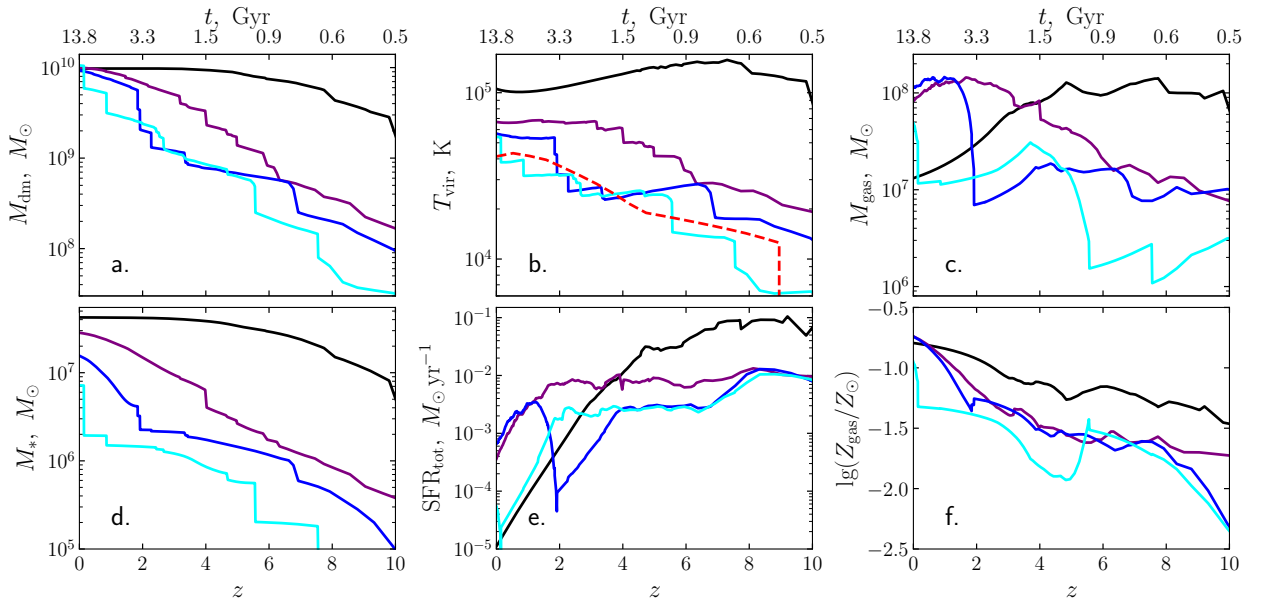
Siekiant iširti, kokią įtaką galaktikų evoliucijai ir jų galutiniams parametrms gali daryti stochastiniai skirtumai tarp masės augimo istorijų, buvo sumodeliuotos 6 tamsiosios materijos halų imtys su tokiomis dabartinėmis masėmis: $M_{\text{dm},0} \approx 10^9 M_{\odot}$, $2.5 \cdot 10^9 M_{\odot}$, $5 \cdot 10^9 M_{\odot}$, $10^{10} M_{\odot}$, $2 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, $5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ ir $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ (šių imčių masės dispersijos gali būti matomos 8 pav.). Visi šie halai turi skirtingas akrecijos ir susiliejimų istorijas, sugeneruotas panaudojant PINOCCHIO programą (žr. 2.2 skyrių).

3.3.1 Parametrų priklausomybės nuo laiko

Tos pačios dinaminės masės galaktikų evoliucijų įvairovę dėl masės augimo stochastikos galima pamatyti 6 pav. Šiame paveikslėlyje pavaizduotos keturių $M_{\text{dm},0} \approx 10^{10} M_{\odot}$ halų su skirtingomis augimo istorijomis virialinės masės, virialinės temperatūros, dujų masės, žvaigždžių masės, bendros žvaigždėdaros spartos (susumuotos per visas susiliejimo medžio šakas, egzistuojančias tam tikru laiko momentu) ir dujų metalingumo priklausomybės nuo raudonojo poslinko. Raudona punktyrinė linija 6 pav., b grafike žymi virialinę temperatūrą $T_{\text{eq}}(\Delta_{\text{vir}}/3)$, žemiau kurios nevyksta barioninės medžiagos akrecija (žr. 2.4 skyrių). Šios keturios masės augimo istorijos pasirinktos, nes jos gan gerai atspindi visą įvairovę. Verta atkreipti dėmesį, kad, išskyrus e grafiką, visuose kituose pavaizduotos priklausomybės tik pagrindiniam susiliejimui medžio halui.

Juoda linija žymi halą, kuris tampa masyvus labai anksti ir tada auga lėtai, beveik vien tik dėl tolydinės akrecijos. Violetinė linija žymi halą su mažiau ekstremalia augimo istorija, artimesne tikimiausiai. Abu šie halai prikaupia pakankamai masės iki rejonizacijos epochos pradžios, kad nebūtų stipriai paveikiami (jie vis tiek šiek tiek paveikiami, nes į juos įkrenta mažiau barioninės medžiagos, vykstant susiliejimams su mažesnės masės halais, kuriuos rejonizacija paveikia stipriai). Abiejose šiose galaktikose maksimali žvaigždėdaros sparta įvyksta ties $z > 2$ ir jos jau yra suformavusios 90% savo galutinės žvaigždžių masės atitinkamai ties $z \approx 5$ ir $z \approx 1$.

Mėlyna linija žymi halą, kuris sukaupia savo masę vėliau ir dėl to, prasidėjus rejonizacijai, patiria periodą, trunkantį ~ 2 Gyr, kai tolydinė barioninės medžiagos akrecija nevyksta. Dėl šio periodo žvaigždėdaros sparta pradeda staigiai mažėti nuo $z \approx 4$. Tačiau, nuo $z \approx 2$ ji vėl pradeda didėti ir pasiekia maksimumą ties $z \approx 1$, nes tik ties $z \approx 2$ galaktika sukaupia pakankamai



6 pav. Virialinės masės (a), virialinės temperatūros (b), dujų masės (c), žvaigždžių masės (d), žvaigždėdaros spartos (e) bei dujų metalingumo (f) priklausomybės nuo raudonojo poslinkio 4-iems tamsiosios materijos halams su skirtingomis augimo istorijomis, bet maždaug vienodomis galutinėmis masėmis (skirtumai iki 10%). Raudona punktyrinė linija b lange žymi virialinę temperatūrą $T_{\text{eq}}(\Delta_{\text{vir}}/3)$, žemiau kurios tolydinė dujų akrecija nutraukiama.

tamsiosios materijos masės, kad vėl galėtų vykti barioninės medžiagos akrecija. Dėl tokios evoliucijos šios galaktikos žvaigždėdaros istorija kokybiškai skiriasi nuo prieš tai aptartų ir joje dominuoja jaunos žvaigždžių populiacijos, nes joje 90% galutinės žvaigždžių masės susiformavo tik ties $z < 1$.

Žydra linija žymi halą su ekstremaliai užvėlinta augimo istorija, kuris sukaupia didžiąją dalį savo masės tik ties $z < 1$ ir dėl to patiria daug ilgesnį, ~ 10 Gyr trunkantį, periodą, kai nevyksta barioninės medžiagos akrecija. Kadangi mažesniuose haluose, kurie su juo susilieja, dujų akrecija taip pat nevyksta, į šį halą įkrenta labai maža masė dujų palyginus su įkrentančia tamsiosios materijos mase ir dėl to žvaigždėdaros sparta laikosi labai maža iki pat $z = 0$. Tai lemia, kad šioje galaktikoje dominuoja senos žvaigždžių populiacijos, panašiai kaip ir pirmosiose dvejose.

6 pav., c grafike galima matyti, kad galutinė dujų masė priklauso nemonotoniškai nuo halo formavimosi laiko. Ekstremaliai anksti ir vėlai susiformavusiuose haluose dabartinės dujų masės yra atitinkamai $M_{\text{gas},0} \approx 10^7 M_{\odot}$ ir $M_{\text{gas},0} \approx 4 \cdot 10^7 M_{\odot}$ (didelis dujų masės šuolis vėlai susiformavusiam hale įvyksta, nes jis susiliejo su kitu daug dujų turinčiu halu prieš pat $z = 0$ ir po to patyrė staigios tolydinės akrecijos periodą), o haluose su mažiau ekstremaliomis masės augimo istorijomis dujų masės apie 10 kartų didesnės nei anksčiausiai susiformavusiam. Kita vertus, galutinė žvaigždžių masė vėlėjant susiformavimui mažėja monotoniškai (6 pav., d). Anksčiausiai susiformavusioje galaktikoje $M_{*,0} \approx 4 \cdot 10^7 M_{\odot}$, o vėliausiai susiformavusioje $M_{*,0} \approx 7 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Galutinis dujų metalingumas silpnai priklauso nuo formavimosi laiko ir visose

galaktikose, išskyrus vėliausiai besusiformuojančią, yra labai panašus ir net jos atveju skiriasi tik per 0.2 dex (6 pav., f).

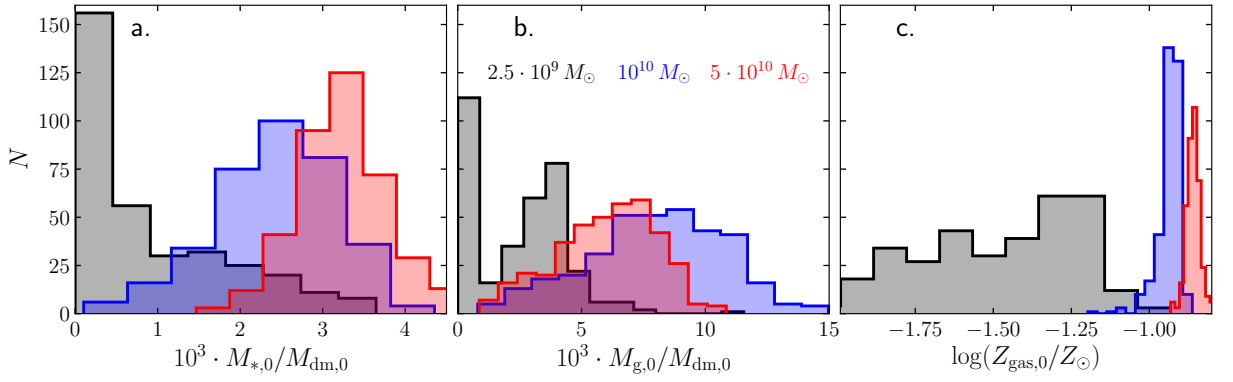
Iš visų modelių su $M_{\text{dm},0} \approx 5 \cdot 10^9 M_{\odot}$, $10^{10} M_{\odot}$ ir $2 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ dujų akrecija bent vienam laiko žingsniui (50 Myr) nutraukiama atitinkamai 70%, 33% ir 21% iš jų. Taip pat atitinkamai 68%, 17% ir 4% iš visų halų akrecijos nutraukimas trunka bent 500 Myr ir 52%, 2% bei 0.3% iš visų nutraukimas trunka 5 Gyr. Šios sparčiai kintančios dalys rodo, kad $M_{\text{dm},0} \sim 10^{10} M_{\odot}$ yra charakteringa pereinamoji masė, žemiau kurios halai stipriai paveikiami rejonizacijos ir virš kurios jie yra silpnai paveikiami. Svarbu atkreipti dėmesį, kad šios dalys yra suskaičiuotos pagrindiniams susiliejimų medžių halams ir dėl to nebuvo įskaityti mažesnės masės halai, kurie paveikiami labiau. Ties šia pereinamąja mase, masės augimo stochastika yra sustiprinama, nes anksti susiformavę halai yra silpnai paveikiami rejonizacijos, o vėlai susiformavę - stipriai. Todėl, kaip galima matyti 6 pav., e, tai gali lemti kokybinius žvaigždėdaros istorijų skirtumus tarp galaktikų net jeigu jų dinaminės masės ties $z = 0$ sutampa.

3.3.2 Galutinių parametrų pasiskirstymai

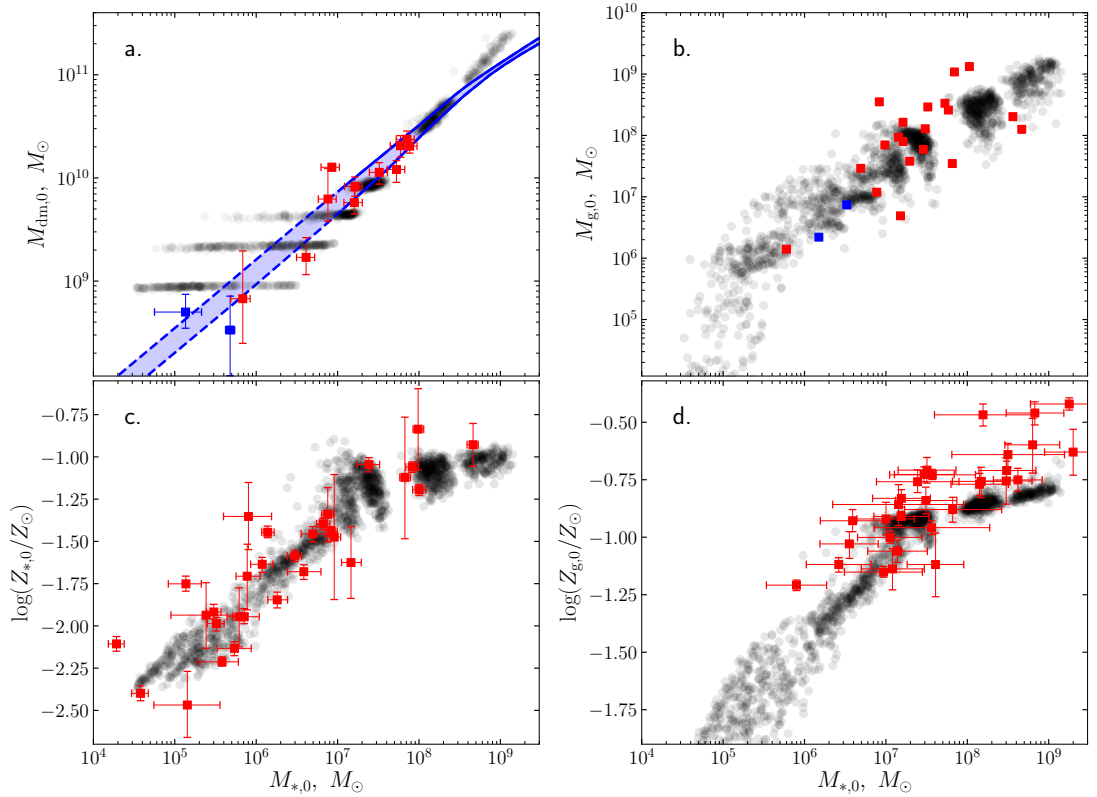
Galutinių žvaigždžių masių, dujų masių ir dujų metalingumų histogramos imtims su $M_{\text{dm},0} \approx 2.5 \cdot 10^9 M_{\odot}$, $10^{10} M_{\odot}$ ir $5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ pavaizduotos 7 pav. (masės yra normuotos į atitinkamas tamsiosios materijos halų mases). Kaip ir buvo galima tikėtis, žvaigždžių masės vidutiniškai didėja greičiau nei tiesiškai didėjant tamsiosios materijos halo masei (tai matosi, nes pateikiamos normuotos masės ir, jei kitimas būtų tiesinis, tai histogramų maksimumai turėtų sutapti). Dujų masė didėja greičiau nei tiesiškai tik iki $M_{\text{dm},0} \sim 10^{10} M_{\odot}$ ir tada didėja lėčiau nei tiesiškai. Greitesnis nei tiesinis augimas vyksta todėl, kad iki $M_{\text{dm},0} \sim 10^{10} M_{\odot}$ mažėja halų dalis, kurie patiria periodą, kai nevyksta dujų akrecija, ir dėl to į juos vidutiniškai įkrenta netiesiškai daugiau dujų. Šis efektas pasidaro nebesvarbus masyvesniems nei $M_{\text{dm},0} \sim 10^{10} M_{\odot}$ halams. Lėtesnis nei tiesinis augimas įvyksta, nes masyvesniuose haluose žvaigždėdaros spartos tankis didesnis ir dėl to jie sunaudoja bei išmeta didesnes savo dujų masės dalis. Metalingumo histogramoje galima matyti, kad galaktikose, kurių $M_{\text{dm},0} \approx 2.5 \cdot 10^9 M_{\odot}$, metalingumo sklaida daug didesnė nei galaktikose, kurių $M_{\text{dm},0} \geq 10^{10} M_{\odot}$. Taip yra, nes priklausomai nuo masės augimo istorijų mažos masės galaktikose dujų akrecija nutraukiama ir dujų garinimas prasideda ties skirtingais laikais ir tai padidina jų parametrų stochastiškumą.

Tamsiosios materijos halo masės - žvaigždžių masės, žvaigždžių masės - dujų masės ir žvaigždžių masės - dujų/žvaigždžių metalingumų sąryšiai, kartu su atitinkamais stebėjimų duomenimis [6, 58–61], pavaizduoti 8 pav. Taškų grupavimasis šiuose grafikuose matomas, nes bendra imtis nėra tolydi M_{dm} atžvilgiu, o yra sudaryta iš 7 imčių su skirtingomis M_{dm} .

8 pav., a grafike aiškiai matosi bimodalinis žvaigždžių masių skirstinys ties $M_{\text{dm},0} \approx 2.5 \cdot 10^9 M_{\odot}$. Šis bimodališkumas pradeda formuotis jau ties $M_{\text{dm},0} \approx 10^{10} M_{\odot}$ ir beveik pranyksta ties $M_{\text{dm},0} \approx 10^9 M_{\odot}$. Tai įvyksta, nes šiame masių intervale įvyksta perėjimas nuo silpnai paveiktų galaktikų iki stipriai paveiktų rejonizacijos. Kaip galima matyti 6 pav., e, šiame inter-



7 pav. Modelių su $M_{\text{dm},0} \approx 2.5 \cdot 10^9 M_{\odot}$ (juoda), $10^{10} M_{\odot}$ (mėlyna) ir $5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ (raudona) žvaigždžių masės (a), dujų masės (b) ir dujų metalingumo (c) ties $z = 0$ histogramos.



8 pav. Žvaigždžių masės sąryšiai su tamsiosios materijos virialine mase (a), dujų mase (b), žvaigždžių metalingumu (c) ir dujų metalingumu (d). Juodi taškai žymi modelių vertes, o raudoni stebėjimų (a: [58], b: [6, 59], c: [60], d: [61]). Mėlyni taškai a lange žymi neizoliuotas galaktikas Carina ir Leo T, o b lange jie žymi Leo A ir Aquarius galaktikas.

vale, dėl rejonizacijos poveikio, vėlai besusiformuojančių galaktikų evoliucija labai skiriasi nuo anksti susiformuojančių ir tai sukuria bimodalinį skirstinį. Taip pat dėl šio efekto žvaigždžių ir tamsiosios materijos masių santykis staigiai mažėja ties $M_{\text{dm},0} \sim 10^9 - 10^{10} M_{\odot}$. Vis dėlto, greičiausiai skirstinio bimodališkumas nėra fizikinis. Modelyje jis beveik užtikrintai atsiranda tik dėl to, kad daroma prielaida, jog dujų akrecija nutraukiama staigiai ties konkrečia virialinės temperatūros verte. Tai buvo patikrinta analizuojant virialinės temperatūros priklausomybes nuo

laiko. Modeliai, kurie atitinka bimodalinio skirstinio mažesnės masės komponentę, yra kaip tik tie, kurių virialinė temperatūra visada mažesnė nei $T_{\text{eq}}(\Delta_{\text{vir}}/3)$. Todėl galima padaryti išvadą, jog realybėje šis skirstinys turėtų būti tik išplėstas, bet bimodališkumas turėtų būti „išplautas“ dėl tolydesnio perėjimo tarp galaktikų kuriose vyksta dujų akrecija ir kuriose nevyksta.

8 pav., b grafike matoma išsiskiriančių taškų grupė, kurių dabartinės dujų masės yra iki 100 kartų didesnės nei vidutinės ties žvaigždžių masėmis $M_{*,0} = 10^{5-7} M_{\odot}$. Šie išsiskiriantys taškai atitinka vėlai susiformuojančias galaktikas, kurios patiria periodus, kai nevyksta dujų akrecija, dėl to didelę dalį dujų jos sukaupia labai vėlai ir ties $z = 0$ turi dideles dujų mases palyginus su žvaigždžių masėmis. Šiame grafike nesimato 94 modelių, nes juose ties $z = 0$ iš vis nėra dujų.

8 pav., c ir d grafikuose matosi, jog žvaigždžių ir dujų metalingumai modeliuose su $M_{*,0} > 10^7 M_{\odot}$ yra per maži, lyginant su stebėjimais. Šie nesutapimai greičiausiai atsiranda dėl to, kad šio darbo modelyje laikoma, jog žvaigždžių grįžtamasis ryšys išpučia dujas iš galaktikos ir jos niekada nekrenta atgal. Tačiau realybėje bent dalis išpūstų dujų atvėsta ir anksčiau ar vėliau nukrenta atgal į dujų diską. Tai lemia efektyviai mažesnes išmetamų metalų mases, palyginus su modelio vertėmis. Šio efekto svarba didėja didėjant masei ir tai greičiausiai paaiškina didėjantį nesutapimą didesnių žvaigždžių masių dalyje. Šis efektas taip pat galimai paaiškina nesutapimą, matomą 8 pav., a grafike ties $M_{*,0} > 10^8 M_{\odot}$. Vis dėlto, šiame darbe koncentruojamasi į galaktikas, kuriose $M_{*,0} \leq 10^7 M_{\odot}$ (kaip Leo A ir Aquarius) ir sutapimas ties tokiomis masėmis yra geras net neįtraukiant dujų kritimo atgal. Dėl to šiame darbe toliau į tai neatsižvelgiama ir detalesnis šio efekto nagrinėjimas paliekamas ateities tyrimams.

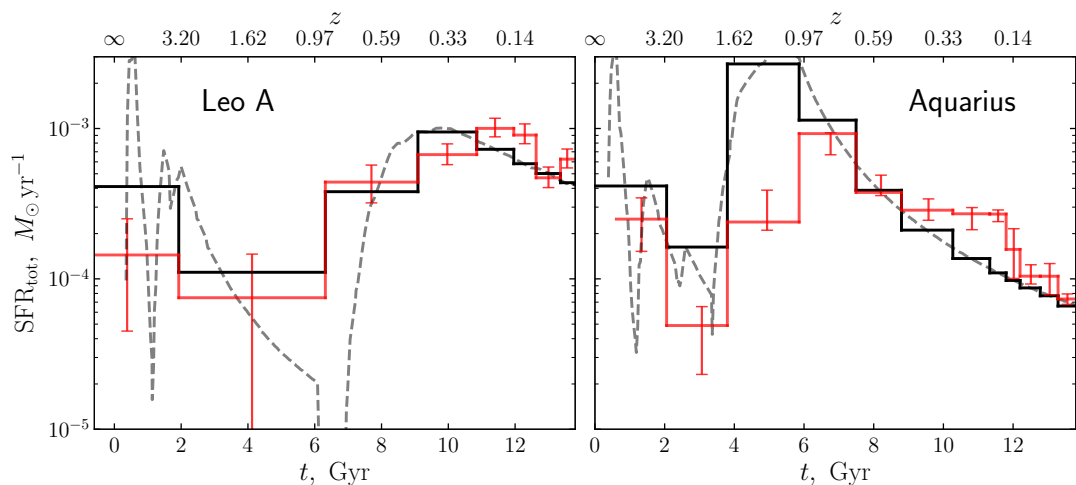
3.4 Konkrečių atvejų analizė: Leo A ir Aquarius galaktikos

Leo A ir Aquarius yra netvarkingosios nykštukinės galaktikos, priklausančios Vietinei Grupi. Abi jos neturi artimų masyvių kaimyninių galaktikų ir jų struktūroje nėra pastebimų sąveikos požymių. Todėl manoma, kad didelę savo gyvavimo trukmę jos buvo izoliuotos. Abiejose iš jų dujų masė yra didesnė nei žvaigždžių masė ir abi jos pasižymi labai vėlyvu žvaigždėdaros aktyvumu. Aquarius atveju didžiausias žvaigždėdaros aktyvumas vyko ties $z \approx 0.9$ [8], o Leo A atveju ties $z \approx 0.2$ [7]. Vidutiniškai galaktikos, kurių dinaminės masės mažesnės nei $10^{10} M_{\odot}$ turėtų sutelkti pusę savo dabartinės masės ties $z > 2$ [41], todėl tokios uždelstos žvaigždėdaros istorijos bent iš pirmo žvilgsnio prieštarauja struktūros formavimosi modeliams, paremtiems Λ CDM kosmologija. Tačiau gali būti, kad keistas šių galaktikų savybes galima paaiškinti, nagrinėjant evoliucijų stochastiką, aptartą 3.3 skyriuje.

Mėlynai pažymėto 6 pav. modelio žvaigždėdaros istorija turi panašias ypatybes kaip ir iš stebėjimų nustatytos Leo A bei Aquarius žvaigždėdaros istorijos. Siekiant patikrinti, ar tokios žvaigždėdaros istorijos gali būti paaiškintos šiame darbe pristatytu modeliu detalčiau, buvo suskaičiuoti modeliai visiems izoliuotiems halams nuo $M_{\text{dm},0} = 6 \cdot 10^9 M_{\odot}$ iki $M_{\text{dm},0} = 1.3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ nagrinėjamoje PINOCCHIO realizacijoje. Į šią imtį pateko 1927 skirtingų halų. Haluose, kurie

nepatenka į šį intervalą, panašios žvaigždėdaros istorijos labai retos. Siekiant įvertinti panašių į Leo A ir Aquarius modelių dažnumą, buvo suskaičiuota, kiek yra modelių, kuriuose ties $z < 1$ (vėliau nei 6 Gyr po Didžiojo Sprogimo) suformuojama tam tikra dalis žvaigždžių masės f_{late} . Taip pat buvo skaičiuojami tik tie modeliai, kuriems galioja $10^6 M_{\odot} < M_{*,0} < 10^7 M_{\odot}$. Iš visos imties yra tik 16 modelių (0.8%), kuriuose $f_{\text{late}} \geq 0.7$ (panašūs į Leo A) ir 53 modeliai (2.8%), kuriuose $f_{\text{late}} \geq 0.5$ (panašūs į Aquarius). Jų žvaigždėdaros istorijų panašumas į stebimas taip pat buvo patikrintas vizualiai.

9 pav. pavaizduoti modelių su panašiomis į Leo A ir Aquarius žvaigždėdaros istorijomis pavyzdžiai, kartu su atitinkamais stebėjimų duomenimis [7,8]. Patogesniai palyginimui žvaigždėdaros istorijos pateikiamos suvidurkintos pagal stebėjimų duomenų intervalus. Leo A atveju stebima žvaigždėdaros sparta yra vidutiniškai mažesnė ties $t < 6$ Gyr ir didesnė ties $t > 10$ Gyr, bet bendrai sutapimas geras. Aquarius atveju modelio žvaigždėdaros sparta ties $t \approx 5$ Gyr net 10 kartų didesnė nei stebima ir bendrai maksimumas įvyksta maždaug 2 Gyr anksčiau. Nepaisant šių nesutapimų, kokybinės žvaigždėdaros istorijų formos yra labai panašios į stebimas. Taip pat, neabejotinai būtų įmanoma rasti geriau atitinkančius modelius padidinus naudojamų susiliejimų istorijų imtį bei varijuojant kai kuriuos modelio parametrus, nes tam tikrų parametrų vertės atskirose galaktikose gali skirtis nuo vidutinių verčių, kurios buvo naudojamos. Pavyzdžiui, santykis tarp dujų disko skalės ilgio ir virialinio tamsiosios materijos halo spindulio atskirose galaktikose gali svyruoti iki 50% [47]. Šiame darbe tokie parametrai nevarijuojami, nes tokio kokybinio sutapimo užtenka parodymui, kad tokios žvaigždėdaros istorijos gali būti paaiškintos ir taip pat būtų naivu tikėtis, kad pusiau analitinis modelis kiekybiškai atkurtų atskirų galaktikų žvaigždėdaros istorijas su visomis detalėmis.



9 pav. Raudonos linijos: Leo A ir Aquarius žvaigždėdaros istorijos, nustatytos iš stebėjimų [7, 8]. Juodos linijos: panašios modelių žvaigždėdaros istorijos, suvidurkintos pagal stebėjimų duomenų intervalus. Pilkos punktyrinės linijos žymi momentinę modelių žvaigždėdaros spartą.

Galutinės šių 9 pav. pavaizduotų modelių tamsiosios materijos halų, dujų ir žvaigždžių masės bei vidutiniai galutiniai žvaigždžių metalingumai, kartu su atitinkamais stebėjimų duomenimis, pateikti 10 pav.

menimis, parodyti 2 lentelėje. Žvaigždžių masė Leo A modelyje panaši į stebimą, bet dujų masė yra maždaug 13 kartų didesnė. Aquarius atveju žvaigždžių masė modelyje per didelė 4 kartus (dėl matomos per didelės žvaigždėdaros spartos ties $z \approx 1$), o dujų masė per didelė maždaug 20 kartų. Taip pat abiejuose modeliuose žvaigždžių metalingumas didesnis nei stebimas per 0.4-0.6 dex.

2 lentelė. Nustatytos iš stebėjimų Leo A ir Aquarius žvaigždžių masės, dujų masės ir vidutiniai žvaigždžių metalingumai iš [59] (metalingumas išreiškiamas kaip $[\text{Fe}/\text{H}]$) ir atitinkami 9 pav. pavaizduotų modelių parametrai ties $z = 0$.

Galaktika/modelis	$M_{\text{dm}}, 10^9 M_{\odot}$	$M_{*}, 10^6 M_{\odot}$	$M_{\text{gas}}, 10^6 M_{\odot}$	$\langle \log(Z_{*}/Z_{\odot}) \rangle$
Leo A	-	3.3 ± 0.7	7.4 ± 0.8	$-1.67^{+0.09}_{-0.08}$
Modelis	8	4	100	-1.04
Aquarius	-	1.5 ± 0.2	2.2 ± 0.3	-1.5 ± 0.06
Modelis	7	6	43	-1.1

Modelių su panašia žvaigždėdaros istorija į Leo A ir Aquarius evoliucija kokybiškai labai panaši į mėlyna spalva pažymėto 6 pav. modelio. Jų masė pradeda staigiai augti ties $z < 2$, dėl to į juos prikrenta daug dujų, kurių didelė dalis nespėja pavirsti žvaigždėmis iki $z = 0$. Dėl to visos galaktikos su tokiomis užvėlintomis žvaigždėdaros istorijomis pasižymi labai dideliais santykiais tarp dujų ir žvaigždžių masių. Taip pat, kadangi į šias galaktikas didelė dalis dujų įkrenta ties vėlyvais laikais, kai tarpgalaktinių dujų metalingumas tampa gan didelis, tai šios galaktikos pasižymi didesniu metalingumu nei kitos tokios masės galaktikos (jas galima matyti kaip išsiskiriančią dideliu metalingumu grupę 8 pav. c ir d grafikuose ties, $M_{*,0} \approx 10^{6-7} M_{\odot}$).

4 Diskusija

Kaip buvo parodyta 3.1 skyriuje, sukalybravus laisvus parametrus, pristatytas modelis gerai atkuria stebimus realybėje statistinius sąryšius tarp žvaigždžių, dujų, tamsiosios materijos masių bei metalingumų. Ypač pasitikėjimą modeliu padidina tai, kad jis sėkmingai atkuria sąryšius tarp žvaigždžių ir dujų masių bei žvaigždžių masių ir dujų metalingumų, kurie nebuvo naudojami kalibruojant parametrus ir nėra paprastai išplaukiantys iš naudotų sąryšių.

Kadangi šiame darbe tiriamos paprastai nenagrinėjamos mažiausios masės galaktikos, tai pristatytame modelyje įskaitoma keleta procesų, kurie paprastai nemodeliuojami pusiau analitiniuose modeliuose. Pirmiausia, detaliau nei paprastai modeliuojama rejonizacijos įtaka sekant atskirų galaktikų gravitacinio potencialo gylį ir tarpgalaktinių dujų temperatūrą bei išskiriant poveikį į dvi dalis: dujų akrecijos nutraukimą ir dujų garinimą iš disko. Taip pat, atsižvelgiama į tai, kad mažos masės galaktikos supernovų sprogo metu gali prarasti labai didelę dalį naujai sukurtų metalų. Kitas svarbus skirtumas yra tai, kad šio darbo modelyje sekamas tarpgalaktinių dujų metalingumo didėjimas. Visi šie efektai nėra svarbūs nagrinėjant masyvias galaktikas. Pirmi du nesvarbūs, nes jų gravitaciniai potencialai pakankamai gilūs, kad rejonizacija nepadarytų didelės įtakos ir būtų prarandama tik labai maža dalis naujai sukurtų metalų. Trečias efektas nesvarbus, nes masyvių galaktikų metalingumai būna daug didesni nei tarpgalaktinių dujų net jei įskaičiuojamas jo didėjimas ir dėl to vykstant akrecijai įkrentančių metalų kiekis vis tiek sudaro labai mažą viduje galaktikos sukurtų metalų dalį. Tačiau šiame darbe buvo parodyta, kad nagrinėjant mažos masės galaktikas, šie efektai labai svarbūs norint atkurti stebimas jų savybes.

Nagrinėjant galaktikų evoliucijos ir galutinių parametrų skirtumus, atsirandančius dėl skirtingų galimų masės augimo istorijų, buvo parodyta, kad tai gali sukurti galaktikas su vienodomis dinaminėmis masėmis, bet labai besiskiriančiais santykiais tarp žvaigždžių ir dujų masių. Tai galima paaiškinti, kodėl realybėje stebima tokia didelė nykštukinių galaktikų įvairovė. Pavyzdžiui, dalyje modelių su $M_{\text{dm},0} \lesssim 10^{10} M_{\odot}$ dujų akrecija po rejonizacijos nutraukiama taip ilgai, kad jų žvaigždėdaros sparta nepradeda didėti iki pat $z = 0$ (pvz., žydrai pažymėtas modelis 6 pav.). Šių galaktikų galutinė žvaigždžių masė būna tik $M_{*,0} \sim 10^{5-6} M_{\odot}$ ir beveik visa jų bariovinė medžiaga yra sukaupta dujose, kurių galutinė masė $M_{\text{gas},0} \sim 10^{7-8} M_{\odot}$. Tai gali paaiškinti aptiktą visiškai dujų dominuojamų nykštukinių galaktikų [64] egzistavimą. Taip pat modelis prognozuoja staigėjantį galaktikų skaičiaus mažėjimą ties $M_{*,0} < 10^6 M_{\odot}$ (žr. 8 pav., a), kuris įvyksta dėl stipraus rejonizacijos poveikio mažos masės galaktikoms. Tai parodo, kad nykstančių palydovų problema gali būti nesunkiai išspręsta modeliuojant barioninės medžiagos procesus.

Taip pat buvo parodyta, kad rejonizacija gali sustiprinti skirtumus dėl skirtingų augimo istorijų galaktikoms su $M_{\text{dm},0} \sim 10^9 - 10^{10} M_{\odot}$. Taip yra, nes vėlai susiformuojančiuose haluose bent laikinai nutraukiama dujų akrecija, o anksti susiformuojantys rejonizacijos yra paveikiami labai silpnai. Tai lemia kokybiškai besiskiriančias žvaigždėdaros istorijas tarp šių galaktikų.

Anksčiausiai susiformuojančiose galaktikose sparčiausiai žvaigždėdara vyksta ties $z \approx 4-10$ ir tada monotoniškai lėtėja. Kita vertus, vėliausiai susiformavusiose galaktikose žvaigždėdaros sparta krenta įvykus rejonizacijos epochai ir po kiek laiko vėl pradeda didėti, kai jų tamsiosios materijos halai pasidaro pakankamai masyvūs, kad vėl galėtų vykti dujų akrecija. Pastarosios galaktikos turi senų žvaigždžių populiacijų, bet yra dominuojamos žvaigždžių, kurios susiformavo ties $z < 2$. Šiomis ypatybėmis kaip tik pasižymi iš stebėjimų nustatytos nykštukinių galaktikų Leo A ir Aquarius žvaigždėdaros istorijos ir 9 pav. galima matyti, kad iš tiesų toks scenarijus galėtų jų žvaigždėdaros istorijas atkurti. Tačiau, kaip galima matyti 2 lentelėje, šiame darbe naudojamas modelis prognozuoja, jog galaktikos su tokiais žvaigždėdaros istorijomis turėtų turėti bent 10 kartų didesnes dujų mases ties $z = 0$ nei yra stebima Leo A ir Aquarius galaktikose. Taip pat modelis prognozuoja, kad tokios galaktikos turėtų pasižymėti didesniais metalingumais nei kitos tokios masės galaktikos. Tai irgi nestebima Leo A ir Aquarius galaktikose. Ir galiausiai, modelis prognozuoja, kad tik keletas procentų iš atitinkamos masės galaktikų turėtų turėti panašias žvaigždėdaros istorijas. Šie trys požymiai rodo, kad greičiausiai Leo A ir Aquarius evoliuciją nulėmė kažkokie kiti reiškiniai, kurie nebuvo įskaityti šiame modelyje. Galimai jų uždelstus žvaigždėdaros suaktyvėjimus sukūrė išorinė įtaka. Pavyzdžiui, ruošiant šį darbą pasirodė naujas straipsnis, kuriame parodoma, kad panašiomis žvaigždėdaros istorijomis gali pasižymėti galaktikos, kuriose po rejonizacijos žvaigždėdara buvo nutraukta ir vėl įžiebta tada, kai jų dujos buvo suspaustos susiduriant su tarpgalaktiniu dujų srautu, atsiradusiu dėl potvyninių jėgų sąveikaujant kitoms galaktikoms [65]. Tokiu atveju galaktikos nebūtinai turi turėti tiek daug dujų kaip šiame modelyje, kad sukurtų reikiamą kiekį žvaigždžių ties $z < 2$. Kitas, labiau kontroversiškas, šiame modelyje neįtraukiamas reiškinys yra aktyvių galaktikų branduolių grįžtamasis ryšys. Pastaruoju metu, požymių, kad nykštukinėse galaktikose egzistuoja vidutinės masės juodosios skylės, vis daugėja [66] ir tai galėtų bent dalinai išspręsti daug žinomų problemų [67]. Tai galėtų sumažinti dujų masės nesutapimą, nes aktyvaus branduolio vėjas ar čiurkšlės galėtų padidinti žvaigždėdaros spartą generuojant turbulenciją ir suspaudžiant dujas [68, 69] ir taip pat galėtų lengvai iš tokių mažų masių galaktikų išpūsti didelius kiekius dujų (įdomu tai, kad abiejose Leo A ir Aquarius neutralaus vandenilio dujų nuotraukose matomos didelės skylės³ [70]). Dėl šio efekto modeliai galėtų turėti mažai pakitusias žvaigždėdaros istorijas, bet kartu turėti ir daug mažesnes dujų mases ties $z = 0$. Taigi tai galimai išspręstų aptartą nesutapimą. Galiausiai, lieka galimybė, kad keistos Leo A ir Aquarius savybės rodo, jog Λ CDM kosmologinis modelis veikia neteisingai ties mažais, nykštukinių galaktikų, masteliais (apie daugiau tokių požymių galima paskaityti šiame apžvalginiaame straipsnyje: [71]).

Žinoma, pristatytame modelyje daroma daug supaprastinančių uždavinį prielaidų. Kaip ir kituose pusiau analitiniuose modeliuose, pagrindinė silpnybė yra žvaigždžių grįžtamojo ryšio modeliavimas, kuris priklauso nuo sudėtingos įvairių skirtingų procesų, veikiančių skirtinguose masteliuose, sąveikos. Deja, autorių žiniomis, šiuo metu nėra žinoma realistiškų ir praktiškų

³<https://science.nrao.edu/science/surveys/littlethings/data>

būdų modeliuoti tai analitiškai ir dėl to belieka laukti progreso šioje srityje. Kitas didelis supaprastinimas yra tai, kad modelyje neįtraukiami dujų disko nestabilumai, kurie gali kilti vykstant dideliems susiliejimams. Modelyje žvaigždėdaros sparta vykstant susiliejimams su netuščiais halais padidėja tik dėl to, kad jų metu staigiai padidėja dujų masė. Realybėje šie susiliejimų sukelti nestabilumai gali sukelti žvaigždėdaros žybsnius, kurių metu dėl stipraus grįžtamojo ryšio gali būti išpučiamos net visos galaktikos dujos. Kaip minėta 2.4 skyriuje, siekiant įvertinti, kaip šis procesas galėtų paveikti šio darbo rezultatus, buvo suskaičiuoti eksperimentiniai modeliai, kuriuose vykstant susiliejimams su didesniais nei 30% masės halais įvyksta ekstremalūs žvaigždėdaros žybsniai. Šiuose modeliuose buvo laikoma, kad vykstant šiems žvaigždėdaros žybsniams tam tikra dalis visų galaktikos dujų paverčiama žvaigždėmis, o likusi dalis išpučiama proporcingai pagal susiformavusių žvaigždžių masę taip, kad būtų sunaudotos ir išpūstos visos galaktikos dujos. Be abejonės, toks modeliavimas yra per daug kraštutinis ir dėl to ne visai realistiškas, bet puikiai tinka įvertinimui, kaip rezultatus galėtų pakeisti realistiškesnis didelių susiliejimų modeliavimas, nes tada pokyčiai turėtų būti mažesni nei šiuo atveju. Išanalizavus šio eksperimentinio modelio rezultatus, paaiškėjo, kad ekstremalūs žvaigždėdaros žybsniai pakeičia galutinių parametrų pasiskirstymus nedaug. Daugumoje galaktikų dideli susiliejiniai įvyksta labai anksti (ties $z > 2$) ir dėl to jų poveikis būna „išplaunamas“ tolimesnės evoliucijos. Žinoma, kai kuriuose modeliuose su vėlyvais susiliejimais tolimesnė žvaigždėdara yra nutraukiama ir dėl to jų žvaigždėdaros istorija pakeičiama stipriai, bet tokių modelių yra mažuma. Taip pat, paaiškėjo, kad daugumos modelių, kuriuose įvyksta laikinas dujų akrecijos nutraukimas dėl rejonizacijos, žvaigždėdaros istorijos pakinta nežymiai ir lieka panašios į Leo A ir Aquarius galaktikų. Iš šių rezultatų galima padaryti išvadą, jog susiliejimų sukeltų žvaigždėdaros žybsnių įtraukimas nepakeistų šio darbo pagrindinių rezultatų ir išvadų.

Taip pat buvo suskaičiuoti eksperimentiniai modeliai su skirtingais dujų diskų skalės ilgių ir virialinių spindulių santykiais (žr. 2.4 skyrių). Mažesni skalės ilgiai lemia didesnę dujų disko koncentruotumą ir tai lemia didesnę žvaigždėdaros spartą. Tai pakeičia vidutinius galutinių parametrų pasiskirstymus nestipriai ir dėl to leidus šiam parametrai varijuoti tiesiog padidėtų jų dispersijos. Kita vertus, šio parametro kitimas pakeičia individualių galaktikų žvaigždėdaros istorijas. Galaktikose su mažesniais skalės ilgiais žvaigždės formuojasi vidutiniškai anksčiau ir su didesniais skalės ilgiais – vėliau. Taigi, varijuojant šį parametą, būtų įmanoma rasti modelius, kurie atitinka Leo A ir Aquarius stebimas žvaigždėdaros istorijas geriau nei modeliai pavaizduoti 9 pav. Taip pat buvo pastebėta, kad modeliuose su dvigubai mažesniais dujų diskų skalės ilgiais ir turinčiuose panašias žvaigždėdaros istorijas į Leo A ir Aquarius galutinė dujų masė yra $\sim 5-10$ kartų didesnė nei stebimos. Taigi šis neatitikimas sumažėjo apie 2 kartus, bet vis tiek negali pilnai išspręsti šios problemos. Svarbu pastebėti, kad nėra žinoma jokios fizikinės priežasties, kodėl santykis tarp dujų ir žvaigždžių diskų skalės ilgių turėtų išlikti pastovus per visą galaktikos evoliuciją. Tai irgi gali turėti svarbių efektų atkuriant žvaigždėdaros istorijas, bet šio klausimo nagrinėjimas paliekamas ateities tyrimams.

Nepaisant to, kad padaryta daug supaprastinimų, modelis stebėtinai gerai atkuria stebimus galaktikų parametrų sąryšius. Šis modelis veikia, nes šiame darbe buvo susikoncentruota į turbūt paprasčiausias galaktikas: mažos masės ir izoliuotas. Kadangi galaktikų formavimasis ir evoliucija yra labai sudėtingi procesai, kuriuose dalyvauja daug skirtingų reiškinių, vykstančių labai skirtinguose erdvės ir laiko masteliuose, turėtų būti labai naudinga iš pradžių suprasti pačias paprasčiausias sistemas ir tik po to judėti link sudėtingesnių masyvių galaktikų.

Apibendrinimas ir išvados

Šiame darbe buvo pristatytas naujas izoliuotų nykštukinių galaktikų evoliucijos modelis. Jame tamsiosios materijos halų evoliucija modeliuojama panaudojant iš skaitmeninių modelių sukaliuotus išraiškas ir didelio mastelio struktūros formavimosi modeliavimo programą PINOCCHIO. Barioninės medžiagos procesai šiuose haluose, tokie kaip žvaigždėdara, žvaigždžių grįžtamasis ryšys ir cheminė evoliucija modeliuojami supaprastintomis fenomenologinėmis lygtimis. Šis modelis buvo panaudotas tyrimui, kaip nykštukinių galaktikų evoliucija ir stebimi parametrai priklauso nuo jų masės bei kokias evoliucijų ir parametrų sklaidas sukuria galimos skirtingos masės augimo istorijos. Modelio rezultatai taip pat buvo palyginti su konkrečiomis Leo A ir Aquarius galaktikomis. Pagrindinės darbo išvados yra tokios:

1. Norint atkurti stebimus sąryšius tarp nykštukinių galaktikų parametrų reikia įskaityti kosminės rejonizacijos įtaką, naujai sukurtų metalų išmetimą supernovų metu ir tarpgalaktinių dujų metalingumo didėjimą.
2. Ties dabartinėmis dinaminėmis masėmis $M_{\text{dm},0} \sim 10^{9-10} M_{\odot}$, kosminė rejonizacija vėlai besiformuojančias galaktikas paveikia stipriai, o anksti besiformuojančias silpnai. Tai lemia kokybiškai skirtingas žvaigždėdaros istorijas, net jei jų dabartinės dinaminės masės sutampa.
3. Vėlai besiformuojančios $M_{\text{dm},0} \sim 10^{9-10} M_{\odot}$ dinaminės masės galaktikos turi kokybiškai panašias žvaigždėdaros istorijas į stebimas Leo A ir Aquarius galaktikose. Tačiau tokių modelių retumas ir dujų masių bei žvaigždžių metalingumų nesutapimas su stebimais rodo, kad labiau tikėtina, jog jų evoliuciją nulėmė neįtraukti į modelį reiškiniai.

Literatūros sarakšas

- [1] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, et al., Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters, *Astronomy and Astrophysics* **594**, A13 (2016).
- [2] H. Guo, Z. Zheng, P. S. Behroozi, I. Zehavi, C.-H. Chuang, J. Comparat, G. Favole, S. Gottloeber, A. Klypin, F. Prada, S. A. Rodríguez-Torres, D. H. Weinberg, G. Yepes, Modelling galaxy clustering: halo occupation distribution versus subhalo matching, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **459**, 3040–3058 (2016).
- [3] J. Schaye, R. A. Crain, R. G. Bower, M. Furlong, M. Schaller, T. Theuns, C. Dalla Vecchia, C. S. Frenk, I. G. McCarthy, J. C. Helly, A. Jenkins, Y. M. Rosas-Guevara, S. D. M. White, M. Baes, C. M. Booth, P. Camps, J. F. Navarro, Y. Qu, A. Rahmati, T. Sawala, P. A. Thomas, J. Trayford, The EAGLE project: simulating the evolution and assembly of galaxies and their environments, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **446**, 521–554 (2015).
- [4] A. Klypin, A. V. Kravtsov, O. Valenzuela, F. Prada, Where Are the Missing Galactic Satellites?, *Astrophysical Journal* **522**, 82–92 (1999).
- [5] M. Boylan-Kolchin, J. S. Bullock, M. Kaplinghat, Too big to fail? The puzzling darkness of massive Milky Way subhaloes, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **415**, L40–L44 (2011).
- [6] S.-H. Oh, D. A. Hunter, E. Brinks, B. G. Elmegreen, A. Schruba, F. Walter, M. P. Rupen, L. M. Young, C. E. Simpson, M. C. Johnson, K. A. Herrmann, D. Ficut-Vicas, P. Cigan, V. Heesen, T. Ashley, H.-X. Zhang, High-resolution Mass Models of Dwarf Galaxies from LITTLE THINGS, *Astronomical Journal* **149**, 180 (2015).
- [7] A. A. Cole, E. D. Skillman, E. Tolstoy, J. S. Gallagher, III, A. Aparicio, A. E. Dolphin, C. Gallart, S. L. Hidalgo, A. Saha, P. B. Stetson, D. R. Weisz, Leo A: A Late-blooming Survivor of the Epoch of Reionization in the Local Group, *Astrophysical Journal, Letters* **659**, L17–L20 (2007).
- [8] A. A. Cole, D. R. Weisz, A. E. Dolphin, E. D. Skillman, A. W. McConnachie, A. M. Brooks, R. Leaman, Delayed Star Formation in Isolated Dwarf galaxies: Hubble Space Telescope Star Formation History of the Aquarius Dwarf Irregular, *Astrophysical Journal* **795**, 54 (2014).
- [9] J. C. B. Pineda, C. C. Hayward, V. Springel, C. Mendes de Oliveira, Rotation curve fitting and its fatal attraction to cores in realistically simulated galaxy observations, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **466**, 63–87 (2017).

- [10] R. Verbeke, E. Papastergis, A. A. Ponomareva, S. Rathi, S. De Rijcke, A new astrophysical solution to the Too Big To Fail problem. Insights from the moria simulations, *Astronomy and Astrophysics* **607**, A13 (2017).
- [11] M. R. Lovell, C. S. Frenk, V. R. Eke, A. Jenkins, L. Gao, T. Theuns, The properties of warm dark matter haloes, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **439**, 300–317 (2014).
- [12] T. Sawala, C. S. Frenk, A. Fattahi, J. F. Navarro, R. G. Bower, R. A. Crain, C. Dalla Vecchia, M. Furlong, J. C. Helly, A. Jenkins, K. A. Oman, M. Schaller, J. Schaye, T. Theuns, J. Trayford, S. D. M. White, The APOSTLE simulations: solutions to the Local Group’s cosmic puzzles, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **457**, 1931–1943 (2016).
- [13] E. Ledinauskas, Magistro studijų mokslo tiriamasis darbas: Rejonizacijos epochos įtaka nykštukinių galaktikų evoliucijai, Vilniaus Universitetas (2017).
- [14] E. Ledinauskas, Magistro studijų mokslo tiriamasis darbas: Nykštukinių galaktikų Leo A ir Aquarius žvaigždėdaros istorijos Λ CDM kosmologijoje, Vilniaus Universitetas (2018).
- [15] M. D. Lehnert, N. P. H. Nesvadba, J.-G. Cuby, A. M. Swinbank, S. Morris, B. Clément, C. J. Evans, M. N. Bremer, S. Basa, Spectroscopic confirmation of a galaxy at redshift $z = 8.6$, *Nature* **467**, 940–942 (2010).
- [16] A. Doroshkevich, D. L. Tucker, S. Allam, M. J. Way, Large scale structure in the SDSS galaxy survey, *Astronomy and Astrophysics* **418**, 7–23 (2004).
- [17] J. F. Navarro, C. S. Frenk, S. D. M. White, The Structure of Cold Dark Matter Halos, *Astrophysical Journal* **462**, 563 (1996).
- [18] G. L. Bryan, M. L. Norman, Statistical Properties of X-Ray Clusters: Analytic and Numerical Comparisons, *Astrophysical Journal* **495**, 80–99 (1998).
- [19] C.-A. Faucher-Giguère, D. Kereš, C.-P. Ma, The baryonic assembly of dark matter haloes, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **417**, 2982–2999 (2011).
- [20] A. Dekel, Y. Birnboim, Galaxy bimodality due to cold flows and shock heating, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **368**, 2–20 (2006).
- [21] P. Ocvirk, C. Pichon, R. Teyssier, Bimodal gas accretion in the Horizon-MareNostrum galaxy formation simulation, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **390**, 1326–1338 (2008).
- [22] Y. Birnboim, A. Dekel, Virial shocks in galactic haloes?, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **345**, 349–364 (2003).

- [23] C. F. McKee, E. C. Ostriker, Theory of Star Formation, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **45**, 565–687 (2007).
- [24] M. R. Krumholz, The big problems in star formation: the star formation rate, stellar clustering, and the initial mass function, *Physics Reports* **539**, 49 (2014).
- [25] H. Bartko, F. Martins, S. Trippe, T. K. Fritz, R. Genzel, T. Ott, F. Eisenhauer, S. Gillessen, T. Paumard, T. Alexander, K. Dodds-Eden, O. Gerhard, Y. Levin, L. Mascetti, S. Nayakshin, H. B. Perets, G. Perrin, O. Pfuhl, M. J. Reid, D. Rouan, M. Zilka, A. Sternberg, An extremely top-heavy initial mass function in the Galactic center stellar disks, *Astrophysical Journal* **708**, 834 (2010).
- [26] P. Kroupa, On the variation of the initial mass function, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **322**, 231 (2001).
- [27] R. C. Kennicutt, Jr., The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies, *Astrophysical Journal* **498**, 541–552 (1998).
- [28] E. Daddi, D. Elbaz, F. Walter, F. Bournaud, F. Salmi, C. Carilli, H. Dannerbauer, M. Dickinson, P. Monaco, D. Riechers, Different Star Formation Laws for Disks Versus Starbursts at Low and High Redshifts, *Astrophysical Journal, Letters* **714**, L118–L122 (2010).
- [29] M. R. Krumholz, A. Dekel, C. F. McKee, A Universal, Local Star Formation Law in Galactic Clouds, nearby Galaxies, High-redshift Disks, and Starbursts, *Astrophysical Journal* **745**, 69 (2012).
- [30] F. Bigiel, A. Leroy, F. Walter, L. Blitz, E. Brinks, W. J. G. de Blok, B. Madore, Extremely Inefficient Star Formation in the Outer Disks of Nearby Galaxies, *Astronomical Journal* **140**, 1194–1213 (2010).
- [31] S. J. Smartt, Progenitors of Core-Collapse Supernovae, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **47**, 63–106 (2009).
- [32] M. R. Krumholz, M. R. Bate, H. G. Arce, J. E. Dale, R. Gutermuth, R. I. Klein, Z.-Y. Li, F. Nakamura, Q. Zhang, Star cluster formation and feedback, *Protostars and Planets VI* 243 (2014).
- [33] K. H. R. Rubin, J. X. Prochaska, D. C. Koo, A. C. Phillips, C. L. Martin, L. O. Winstrom, Evidence for Ubiquitous Collimated Galactic-scale Outflows along the Star-forming Sequence at $z \sim 0.5$, *Astrophysical Journal* **794**, 156 (2014).
- [34] X. Fan, C. L. Carilli, B. Keating, Observational Constraints on Cosmic Reionization, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **44**, 415–462 (2006).

- [35] M. McQuinn, A. Lidz, M. Zaldarriaga, L. Hernquist, P. F. Hopkins, S. Dutta, C.-A. Faucher-Giguère, He II Reionization and its Effect on the Intergalactic Medium, *Astrophysical Journal* **694**, 842–866 (2009).
- [36] M. J. Rees, Lyman absorption lines in quasar spectra - Evidence for gravitationally-confined gas in dark minihaloes, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **218**, 25P–30P (1986).
- [37] R. Barkana, A. Loeb, The Photoevaporation of Dwarf Galaxies during Reionization, *Astrophysical Journal* **523**, 54–65 (1999).
- [38] C. G. Lacey, C. M. Baugh, C. S. Frenk, A. J. Benson, R. G. Bower, S. Cole, V. Gonzalez-Perez, J. C. Helly, C. D. P. Lagos, P. D. Mitchell, A unified multiwavelength model of galaxy formation, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **462**, 3854–3911 (2016).
- [39] D. J. Croton, A. R. H. Stevens, C. Tonini, T. Garel, M. Bernyk, A. Bibiano, L. Hodkinson, S. J. Mutch, G. B. Poole, G. M. Shattow, Semi-Analytic Galaxy Evolution (SAGE): Model Calibration and Basic Results, *Astrophysical Journal, Supplement* **222**, 22 (2016).
- [40] A. Cattaneo, J. Blaizot, J. E. G. Devriendt, G. A. Mamon, E. Tollet, A. Dekel, B. Guiderdoni, M. Kucukbas, A. C. R. Thob, The new semi-analytic code GalICS 2.0 - reproducing the galaxy stellar mass function and the Tully-Fisher relation simultaneously, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **471**, 1401–1427 (2017).
- [41] O. Fakhouri, C.-P. Ma, M. Boylan-Kolchin, The merger rates and mass assembly histories of dark matter haloes in the two Millennium simulations, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **406**, 2267–2278 (2010).
- [42] S. Genel, N. Bouché, T. Naab, A. Sternberg, R. Genzel, The Growth of Dark Matter Halos: Evidence for Significant Smooth Accretion, *Astrophysical Journal* **719**, 229–239 (2010).
- [43] V. Rodriguez-Gomez, S. Genel, M. Vogelsberger, D. Sijacki, A. Pillepich, L. V. Sales, P. Torrey, G. Snyder, D. Nelson, V. Springel, C.-P. Ma, L. Hernquist, The merger rate of galaxies in the Illustris simulation: a comparison with observations and semi-empirical models, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **449**, 49–64 (2015).
- [44] P. Monaco, E. Sefusatti, S. Borgani, M. Crocce, P. Fosalba, R. K. Sheth, T. Theuns, An accurate tool for the fast generation of dark matter halo catalogues, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **433**, 2389–2402 (2013).

- [45] D. H. Zhao, Y. P. Jing, H. J. Mo, G. Börner, Accurate Universal Models for the Mass Accretion Histories and Concentrations of Dark Matter Halos, *Astrophysical Journal* **707**, 354–369 (2009).
- [46] T. Okamoto, L. Gao, T. Theuns, Mass loss of galaxies due to an ultraviolet background, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **390**, 920–928 (2008).
- [47] A. V. Kravtsov, The Size-Virial Radius Relation of Galaxies, *Astrophysical Journal, Letters* **764**, L31 (2013).
- [48] M. R. Krumholz, The star formation law in molecule-poor galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **436**, 2747–2762 (2013).
- [49] M. R. Krumholz, A. Dekel, Metallicity-dependent Quenching of Star Formation at High Redshift in Small Galaxies, *Astrophysical Journal* **753**, 16 (2012).
- [50] J. H. Wise, M. J. Turk, M. L. Norman, T. Abel, The Birth of a Galaxy: Primordial Metal Enrichment and Stellar Populations, *Astrophysical Journal* **745**, 50 (2012).
- [51] C. M. Baugh, A primer on hierarchical galaxy formation: the semi-analytical approach, *Reports on Progress in Physics* **69**, 3101–3156 (2006).
- [52] C. Scannapieco, M. Wadepuhl, O. H. Parry, J. F. Navarro, A. Jenkins, V. Springel, R. Teyssier, E. Carlson, H. M. P. Couchman, R. A. Crain, C. Dalla Vecchia, C. S. Frenk, C. Kobayashi, P. Monaco, G. Murante, T. Okamoto, T. Quinn, J. Schaye, G. S. Stinson, T. Theuns, J. Wadsley, S. D. M. White, R. Woods, The Aquila comparison project: the effects of feedback and numerical methods on simulations of galaxy formation, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **423**, 1726–1749 (2012).
- [53] A. Heger, C. L. Fryer, S. E. Woosley, N. Langer, D. H. Hartmann, How Massive Single Stars End Their Life, *Astrophysical Journal* **591**, 288–300 (2003).
- [54] D. Maoz, O. Graur, Star Formation, Supernovae, Iron, and α : Consistent Cosmic and Galactic Histories, *Astrophysical Journal* **848**, 25 (2017).
- [55] C. Ritter, B. Côté, F. Herwig, J. F. Navarro, C. Fryer, SYGMA: Stellar Yields for Galactic Modeling Applications, *ArXiv e-prints* (2017).
- [56] M.-M. Mac Low, A. Ferrara, Starburst-driven Mass Loss from Dwarf Galaxies: Efficiency and Metal Ejection, *Astrophysical Journal* **513**, 142–155 (1999).
- [57] P. Madau, M. Dickinson, Cosmic Star-Formation History, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **52**, 415–486 (2014).

- [58] J. I. Read, G. Iorio, O. Agertz, F. Fraternali, The stellar mass-halo mass relation of isolated field dwarfs: a critical test of Λ CDM at the edge of galaxy formation, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **467**, 2019–2038 (2017).
- [59] E. N. Kirby, L. Rizzi, E. V. Held, J. G. Cohen, A. A. Cole, E. M. Manning, E. D. Skillman, D. R. Weisz, Chemistry and Kinematics of the Late-forming Dwarf Irregular Galaxies Leo A, Aquarius, and Sagittarius DIG, *Astrophysical Journal* **834**, 9 (2017).
- [60] E. N. Kirby, J. G. Cohen, P. Guhathakurta, L. Cheng, J. S. Bullock, A. Gallazzi, The Universal Stellar Mass-Stellar Metallicity Relation for Dwarf Galaxies, *Astrophysical Journal* **779**, 102 (2013).
- [61] D. A. Berg, E. D. Skillman, A. R. Marble, L. van Zee, C. W. Engelbracht, J. C. Lee, R. C. Kennicutt, Jr., D. Calzetti, D. A. Dale, B. D. Johnson, Direct Oxygen Abundances for Low-luminosity LVL Galaxies, *Astrophysical Journal* **754**, 98 (2012).
- [62] M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, P. Scott, The Chemical Composition of the Sun, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **47**, 481–522 (2009).
- [63] R. Cen, N. E. Chisari, Star Formation Feedback and Metal-enrichment History of the Intergalactic Medium, *Astrophysical Journal* **731**, 11 (2011).
- [64] A. Begum, J. N. Chengalur, I. D. Karachentsev, A dwarf galaxy with a giant HI disk, *Astronomy and Astrophysics* **433**, L1–L4 (2005).
- [65] A. C. Wright, A. M. Brooks, D. R. Weisz, C. R. Christensen, Reignition of Star Formation in Dwarf Galaxies, *ArXiv e-prints* (2018).
- [66] K. Pardo, A. D. Goulding, J. E. Greene, R. S. Somerville, E. Gallo, R. C. Hickox, B. P. Miller, A. E. Reines, J. D. Silverman, X-Ray Detected Active Galactic Nuclei in Dwarf Galaxies at $0 < z < 1$, *Astrophysical Journal* **831**, 203 (2016).
- [67] J. Silk, Feedback by Massive Black Holes in Gas-rich Dwarf Galaxies, *Astrophysical Journal, Letters* **839**, L13 (2017).
- [68] E. Kalfountzou, J. A. Stevens, M. J. Jarvis, M. J. Hardcastle, D. Wilner, M. Elvis, M. J. Page, M. Trichas, D. J. B. Smith, Observational evidence that positive and negative AGN feedback depends on galaxy mass and jet power, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **471**, 28–58 (2017).
- [69] V. Gaibler, S. Khochfar, M. Krause, J. Silk, Jet-induced star formation in gas-rich galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **425**, 438–449 (2012).

- [70] D. A. Hunter, D. Ficut-Vicas, T. Ashley, E. Brinks, P. Cigan, B. G. Elmegreen, V. Heesen, K. A. Herrmann, M. Johnson, S.-H. Oh, M. P. Rupen, A. Schruba, C. E. Simpson, F. Walter, D. J. Westpfahl, L. M. Young, H.-X. Zhang, Little Things, *Astronomical Journal* **144**, 134 (2012).
- [71] J. S. Bullock, M. Boylan-Kolchin, Small-Scale Challenges to the Λ CDM Paradigm, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **55**, 343–387 (2017).

IZOLIUOTŲ NYKŠTUKINIŲ GALAKTIKŲ EVOLIUCIJOS MODELIAVIMAS

Santrauka

Šiame darbe pristatomas naujas izoliuotų nykštukinių galaktikų evoliucijos pusiau analitinis modelis. Modelyje evoliucija sekama nuo pat galaktikų formavimosi pradžios iki dabarties ir atsižvelgiama į kosmologinį kontekstą. Tamsiosios materijos halų evoliucija modeliuojama panaudojant iš skaitmeninių kosmologinių modelių sukalibruotas išraiškas ir susiliejamų medžių iš didelio mastelio struktūros formavimosi modeliavimo programos PINOCCHIO. Barioninės medžiagos procesai šiuose haluose modeliuojami supaprastintomis fenomenologinėmis lygtimis. Modelyje sekami susiliejamai su kitomis galaktikomis, tarpgalaktinių dujų akrecija, žvaigždėdara, žvaigždžių grįžtamasis ryšys ir cheminė evoliucija. Šis modelis atkuria stebimus sąryšius tarp įvairių galaktikų parametrų ir paaiškina stebimą didelę nykštukinių galaktikų įvairovę. Modelis panaudojamas tyrimui, kaip mažos masės izoliuotų galaktikų evoliucija ir stebimi parametrai priklauso nuo jų masės bei kokias evoliucijų ir parametrų sklaidas sukuria galimos skirtingos masės augimo istorijos. Modelio rezultatai taip pat palyginami su konkrečiomis Leo A ir Aquarius galaktikomis, kurios pasižymi sunkiai paaiškinamomis užvėlintomis žvaigždėdaros istorijomis.

Darbo tikslas: Ištirti, kaip Λ CDM kosmologijoje nykštukinių galaktikų evoliucija ir stebimi parametrai priklauso nuo jų masės bei galimų skirtingų masės augimo istorijų ir kaip gerai gali būti atkuriamos stebimos nykštukinių galaktikų savybės ir jų įvairovė.

Darbo uždaviniai:

1. Sukurti izoliuotų nykštukinių galaktikų evoliucijos modelį ir sukalibruoti jį pagal statistinius sąryšius iš stebėjimų.
2. Ištirti, kaip šiame modelyje galaktikų evoliucija priklauso nuo dinaminės masės.
3. Ištirti, kokios galaktikų savybių sklaidos atsiranda dėl skirtingų individualių akrecijos ir susiliejamų istorijų.
4. Palyginti šiuo modeliu apskaičiuotas žvaigždėdaros istorijas bei kitus parametrus su nustatytais iš stebėjimų Leo A ir Aquarius galaktikoms.

Pagrindinės išvados:

1. Norint atkurti stebimus sąryšius tarp nykštukinių galaktikų parametrų reikia įskaityti kosminės rejonizacijos įtaką, naujai sukurtų metalų išmetimą supernovų metu ir tarpgalaktinių dujų metalingumo didėjimą.

2. Ties dabartinėmis dinaminėmis masėmis $M_{\text{dm},0} \sim 10^{9-10} M_{\odot}$, kosminė rejonizacija vėlai besiformuojančias galaktikas paveikia stipriai, o anksti besiformuojančias silpnai. Tai lemia kokybiškai skirtingas žvaigždėdaros istorijas, net jei jų dabartinės dinaminės masės sutampa.
3. Vėlai besiformuojančios $M_{\text{dm},0} \sim 10^{9-10} M_{\odot}$ dinaminės masės galaktikos turi kokybiškai panašias žvaigždėdaros istorijas į stebimas Leo A ir Aquarius galaktikose. Tačiau tokių modelių retumas ir dujų masių bei žvaigždžių metalingumų nesutapimas su stebimais rodo, kad labiau tikėtina, jog jų evoliuciją nulėmė neįtraukti į modelį reiškiniai.

MODELING THE EVOLUTION OF ISOLATED DWARF GALAXIES

Summary

In this work I present a new semi-analytic model of isolated dwarf galaxy evolution. In it the galaxy evolution is modeled in cosmological context right from the start of galaxy formation to the present. Evolution of dark matter halos is followed by using calibrated relations from numerical cosmological models and merger trees from large scale structure formation modeling program PINOCCHIO. Processes of baryonic matter in these halos are computed by using simplified phenomenological equations. The main phenomena included in this model are the following: merging with other galaxies, accretion of intergalactic gas, star formation, stellar feedback and chemical evolution. The model reproduces the observed relations between various galactic parameters and explains the wide variety of observed dwarf galaxies. I use the model to study how evolution and final parameters of isolated low-mass galaxies depend on their mass and possible different mass growth histories. I also perform a case study of Leo A and Aquarius galaxies, which have peculiar and difficult to explain star formation histories.

The aim: Investigate how dwarf galaxy evolution and their observable parameters depend on their mass and different mass growth histories and how well the observed properties and their variety could be reproduced in Λ CDM cosmology.

The tasks:

1. Create a model of isolated dwarf galaxy evolution and calibrate it according to the observed statistical relations.
2. Analyze how galaxy evolution in this model depends on their dynamical mass.
3. Analyze what distributions of properties are produced by the different possible accretion and merger histories of individual galaxies.
4. Compare the star formation histories and other observable parameters of the model with the observed ones for Leo A and Aquarius galaxies.

The main conclusions:

1. In order to reproduce the observed relations between parameters of dwarf galaxies, a model must include the effects of cosmic reionization, ejection of newly created metals by supernovae and increase of intergalactic gas metallicity.
2. At present-day masses $M_{\text{dm},0} \sim 10^{9-10} M_{\odot}$ the cosmic reionization affects the late-forming galaxies strongly and early-forming ones weakly. This results in qualitatively differing star formation histories even if their present-day masses are equal.

3. Late-forming galaxies with dynamical masses $M_{\text{dm},0} \sim 10^{9-10} M_{\odot}$ have qualitatively similar star formation histories to Leo A and Aquarius galaxies. However, the rarity of such models and discrepancies with observed gas masses and stellar metallicities indicate that their evolution is more probably caused by phenomena which are not included in the model.