

TARTU ÜLIKOOL

Loodus- ja täppisteaduste valdkond

Tartu Ülikool

Grete-Lilijane Küppas

**NFW ja Hernquisti profiiliga kahe komponendilise
tumeaine halo stabiilsusest**

Bakalaureusetöö (12 EAP)

Juhendaja:
Tiit Sepp, MSc

Tartu 2016

NFW ja Hernquisti profiiliga kahe komponendilise tumeaine halo stabiilsusest

Käesolevas bakalaureusetöös kirjutati tarkvara loomaks eri parameetritega defineeritud ning erinevates dünaamilistest olekutes olevate tumeaine struktuure. Loodud tarkvara abil uuriti kahe komponendilise tumeaine (Heikinheimo et al., 2015) halo stabiilsust NFW ning Hernquisti tihedusprofiilidega kasutades erinevaid dünaamilisi algtingimusi. Kosmoloogilised kahe komponendilise tumeaine halo simulatsioonid teostati GADGET-2 tarvaraga. Vaadati kolme erinevat dünaamilist konfiguratsiooni ja analüüsiti nende evolutsiooni 4 gigaaasta jooksul. Analüüsisel selgus et isotroopsete algtingimuste korral säilitasid nii NFW kui ka Hernquisti tihedusprofiilid oma tihedusjaotuse. Teisi dünaamilisi algtingimusi kasutati mõistmaks paremini kahekomponendilise tumeaine omadusi ja nad olid võrdlusallikaks leitud stabiilsetele algtingimustele.

Saadud töö tulemused võimaldavad autoril edaspidi uurida kahe komponendilise tumeaine mudeliga põrkuvate galaktikaparvedega süsteeme.

Märksõnad: tumeaine, tumeplasma, GADGET-2, NFW tihedusprofiil, Hernquisti tihedusprofiil.

CERCS: PS20 Astronoomia, kosmoseuuringud, kosmosekeemia.

Two component dark matter halo stability with the NFW and the Hernquist density profile

In this paper, we describe the software that was used to create dark matter halo structures in different dynamical states. By using various dynamical conditions we investigated two component dark matter halos' (Heikinheimo et al., 2015) stability with the density profile given by NFW and Hernquist profiles. Cosmological simulations were carried out with GADGET-2 software. We looked into three dynamical configurations and analyzed the results. We concluded that isotropical conditions preserve the halos' density profiles, while other results were used to attain knowledge about dark matter properties. In addition, they were used to compare the stability conditions.

The outcome of this work allows the author to continue her research in galaxy cluster mergers.

Keywords: dark matter, dark plasma, GADGET-2, NFW density profile, Hernquist density

profile.

CERCS: PS20 Astronomy, space research, cosmic chemistry.

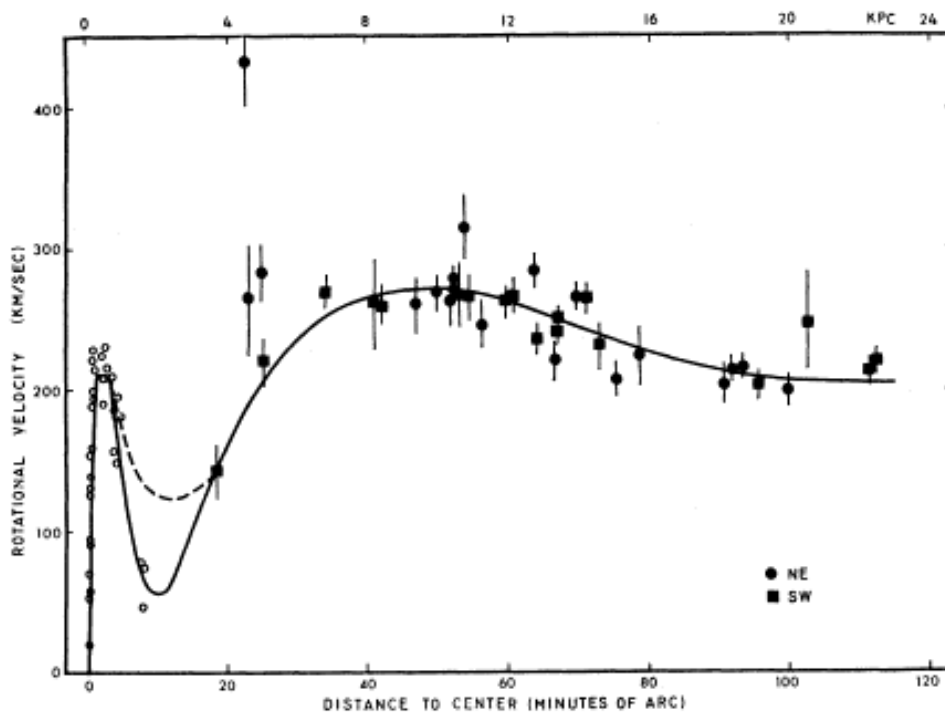
Sisukord

Sissejuhatus	6
1 Tumeaine	9
1.1 Kaasaegne kosmoloogia	9
1.1.1 Gravitatsiooniläätis	9
1.1.2 Galaktikate pöörlemiskõverad	11
1.2 Tumeaine Universumis	11
1.3 Tumeaine kandidaadid	12
1.3.1 MACHOd	12
1.3.2 Varases Universumis tekkinud osakesed	12
1.4 Tumeplasma	13
1.4.1 Püssikuuliparv (<i>Bullet cluster</i>)	14
1.4.2 Abell 520	14
1.4.3 Abell 3827	15
1.5 Tumeaine otsingud	15
2 Tumeaine profiilid	17
2.1 NFW profiil	17
2.2 Hernquisti profiil	19
2.3 NFW ja Hernquisti profiilide võrdlus	21
2.3.1 Võrdsed poolmassiraadiused	21
2.3.2 Võrdsed kogumassi raadiused ja tsentraalsed tihedused	23
3 Simulatsioonid	26
3.1 GADGET-2	26
3.1.1 Gravitatsiooni arvutamine	27
3.1.2 Hüdrodünaamika arvutamine	27
3.2 Algtingimuste loomine	29
3.2.1 Etteantavad parameetrid	29

3.2.2	Osakeste kohavektorid	29
3.3	Osakeste kiirused	30
3.3.1	Staatilised algtingimused	30
3.3.2	Isotroopsed algtingimused	33
3.3.3	Pöörlev halo	35
	Tänuavaldused	41
	Kirjandus	42
	A Pythoni kood halode genereerimiseks	45
	Lihtlitsents	51

Sissejuhatus

Praeguseks hetkekes teame, et Universumis olev nähtav aine moodustab kogu tema massist vaid ligi 4.9% (Planck Collaboration, 2015). Nähtavast ainest ehk bariõonainest tunduvat suurema osa moodustab nn tumeaine, mille kohta esimesed vaatluslikud kinnitused tulid 1930ndatel kui avastati, et *Coma* (Zwicky, 1933) ning *Virgo* (Zwicky, 1937) parvedes on galaktikate pöörlemiskiirused palju suuremad kui teooria seda ennustab. Parvedes oleva nähtava aine mass ei ole piisav hoidmaks orbiidil nõnda kiiresti liikuvaid galaktikaid. Sama vastuolu avastati uurides tähtede tiirlemiskiiruseid galaktikates (Rubin ja Ford, 1970) (vt joonis 1). Kuna nähtav aine on valdavalt koondunud tema sisemistesse regioonidesse, peaksid teooria kohaselt nii galaktikaparvedes kui ka üksikutes galaktikates olevate objektide orbitaalsed kiirused vähenema kaugusega süsteemi keskmest, kuid pöörlemiskõverate uurimistest selgus, et nende kiiruste varieerumine on väike kogu süsteemi ulatuses. Seletamaks, miks parved ja galaktikad koos püsivad, arvatakse, et lisaks nähtavale ainele peavad nad sisaldama meile nähtamatut massi, mida kutsutakse tumeaineks.



Joonis 1: Andromeda galaktikas olevate OB spektraaltüüpi tähtede pöörlemiskiirused sõltuvalt kaugusest tsentrist. Horisontaaltelg on antud kaareminutites ning vertikaalteljel on ühikuks km/s (Rubin ja Ford, 1970).

Kaasaegne kosmoloogiline mudel väidab tumeaine ja tumeenergia olemasolu. Tumeenergia on viimaste gigaaastate jooksul olnud Universumi paisumise põhjustajaks, samal ajal kui tumeaine on püüdnud seda aeglustada. Artiklis Massey ja Kitching (2010) kirjutatakse, et kui Universum koosneks vaid barüonainest ja tumeenergiast peaks ta praeguseks olema väga hõre, mida ta aga ei ole. Tumeaine on aidanud gravitatsioonilise mõju vahendusel hoida koos Universumis eksisteerivaid struktuure nagu galaktikaid, nende gruppe, parvi jne.

Tumeaine on oluline ka Universumi suuremastaabilise struktuuri arenemise seisukohast. Varsti pärast tumeaine teket, hakkas ta gravitatsiooni tulemusel kukkuma kokku tihedateks massiivseteks piirkondadeks, millega hiljem ühines jahtunud barüonaine. Nendesse tihedamatesse piirkondadesse hakkasid peagi tekkima galaktikad. Massey mainib veel, et tumeaine gravitatsioonilise mõjuta ei tohiks praegusel ajahetkel eksisteerida Universumis leiduvaid komplekseid struktuure.

Arvatakse, et tumeaine võis tekkida varases Universumis pärast Suurt Pauku, kuid pidi seejärel kiirelt lõpetama interaktsiooni nähtava aine osakestega elektronõrga vastastikmõju vahendusel, kuna footonite jaotus kosmilises taustkiirguses on küllaltki ühtlane.

Mikrolaine tasustkiirgus on üks paljudest võimalustest, mida uurides saab teada tumeaine osakaalu Universumis. Viimaste uuringute tulemusena teatakse tänaseks, et Universum koosneb 4.9%-i ulatuses aatomitest, 68.3% moodustab tumeenergia ning ülejäänud 26.8% on tumeaine (Planck Collaboration, 2015). Nii tumeenergia kui ka tumeaine olemus on praegusel hetkel veel avastamata. Vaatluste tulemusel oleme saanud veidi aimu tumeaine omadustest, paiknemisest maailmaruumis ja ka tema tihedusjaotusest. Kuigi selle hulk Universumis on äärmiselt suur, pole tumeainet otseselt detekteeritud, kuna siiani ei ole leitud, et ta kiirgaks, neelaks või peegeldaks ühegi teadaoleva lainepikkusega elektromagnetkiirgust. See on ka üheks põhjuseks, miks teda kutsutakse tumeaineks.

Käesoleval sajandil on tekkinud ka rohkelt teooriaid mis uurivad võimalusi, et tumeaine võiks koosneda mitmetest eri tüüpi osakestest. Antud töös on oluline mudel, kus vaadatakse, et tumeaine võib koosneda kahest erinevast komponendist. Esimene neist on nn harilik tumeaine, mis interakteerub standardmudeli osakeste ja iseendaga vaid gravitatsiooni vahendusel ning teine on nn tumeplasma, mis lisaks gravitatsioonilisele vastastikmõjule omab ka eneseinteraktsiooni (Heikinheimo et al., 2015).

Käesoleva bakalaureusetöö üks eesmärk on uurida galaktikate ning galaktikaparvede ümber oleva kahe komponendilise tumeaine halo stabiilsust erinevate algtingimuste korral kahe erineva tumeaine halo tihedusprofiiliga, mida kirjeldatakse peatükis 2.

Teine eesmärk on kirjutada kood millega neid algtingimusi luua, et saaks teostada edasiseid uuringuid, mis hõlmavad endas kahe komponendilise tumeaine käitumist põrkuvate galaktikate süsteemides.

Bakalaureusetöös sisalduvad simulatsioonid teostan GADGET-2 N-keha koodiga, millest tuleb pikemalt juttu peatükis 3.

Samas peatükis kirjeldan lisaks halode genereerimist ning toon välja erinevate algtingimuste juures saadud simulatsioonide tulemused.

Peatükk 1

Tumeaine

1.1 Kaasaegne kosmoloogia

Kaasaegne kosmoloogia ütleb, et tumeaine ning tumeenergia domineerivad Universumi energiatihedust ning, et Universum paisub kiirenevalt. Tumeenergia käitub nagu tal oleks negatiivne rõhk, mis toimib tõukejõuna ning põhjustab Universumi kiirenevat paisumist (Mukhopadhyay et al., 2008).

Paregune standardmudel kosmoloogias on Λ CDM mudel, kus Λ tähistab kosmoloogilist konstanti ja CDM on lühend ingliskeelsest tähistusest - *Cold Dark Matter*, mis tähistab külma tumeainet. Λ CDM ütleb, et nähtav Univerum on homogeenne ja isotroopne. Suureskaalalise struktuuri gravitasiooni kirjeldamiseks kasutatakse Λ CDM mudelis üldrelatiivsusteooriat ning ta toetub Suure Paugu teooriale (Scott, 2005).

Kaasaegset kosmoloogiat tehakse peamiselt kas toetudes vaatlustele või arvutisimulatsioonidele. Tumeaine vaatluste juures on kaks oluliseimat meetodit gravitatsiooniläätsevaatlused ja struktuuride dünaamika uuringud.

1.1.1 Gravitatsiooniläätis

Üldrelatiivsusteooria ehk Einsteini gravitatsiooniteooria kohaselt painutavad massiga osakesed aegruumi, mis omakorda mõjutab kõigi osakeste sealhulgas footonite liikumistrajektoore. Valguse trajektoor kõverdub kui ta möödub mõnest massiivsest objektist nagu täht, galaktikaparv või tumeaine halo. 1919. aastal toimunud Päikesevarjutuse ajal sai Einsteini teooria ka eksperimentaalse kinnituse (Schneider, 2015). *Hyadese* parve tähed muutsid varjutuse ajal oma näivaid asukohti nagu Einsteini

teooria seda ennustas. Kaugest allikast tulev valgus võib eespool asuvast massiivsest objektist mööduda erinevaid trajektoore pidi, seetõttu pakuti välja, et kui valgus kõverdub piisavalt tugevalt, peaks nägema huvipakkuvat valgusallikat samaegselt mitmes kohas (Schneider, 2015). Massiivset objekti uuritava valgusallika ees, mis põhjustab valguse trajektoori kõverdumist nimetatakse gravitatsiooniläätseks ja jälgitavat efekti vastavalt gravitatsiooniläätse efektiks.

Šveitsi astronoom Fritz Zwicky pakkus 1919. aasta tulemustele toetudes, et gravitatsiooniläätse saaks kasutada galaktikaparvede masside määramiseks. Zwicky ideest kasvas välja üks tähtsamaid tumeaine uurimisvaldkondi. Massey ja Kitching (2010) kirjutab oma gravitatsiooniläätsete kohta kirjutatud artiklis, kuidas tänaseks on gravitatsiooniläätsete abil leidnud kinnitust, et

1. Universum sisaldab pea viis korda rohkem tumeainet kui barüonainet;
2. tumeaine interakteerub peamiselt gravitatsioonilise mõju vahendusel.

Gravitatsiooniläätse efekt sõltub valgusallikast, tema kaugusest ja paiknemisest läätseks oleva objekti suhtes ning gravitatsiooni läätse enda massist ning omadustest. Detailsemalt saab lugeda gravitatsiooniläätsete kohta artiklist Massey ja Kitching (2010).

Tugeva läätse efekt

Gravitatsioonilise läätse efekti on kõige parem jälgida kontsentreeritud massiga piirkondade lähedal, kus aeg-ruum on nõnda kõverdunud, et valgus saab liikuda ümber objekti mööda mitmeid erinevaid trajektoore ja siiski jõuda vaatajani. Tugeva läätse efekti tagajärel nähakse kaugest valgusallikat mitmes kohas samaegselt ja sageli võib märgata ka valguskaari ümber läätse. Kui valgusallikas, vaatleja ning lääts asuvad ühe sirge peal, siis mõnel ekstreemsel juhul tekib ümber läätse täielik valgusring - Einsteini ring.

Nõrga läätse efekt

Nõrga läätse efekt on gravitatsiooniläätsetest kõige enam infot andev, kuna seda esineb lihtsalt rohkem kui tugevat või mikroläätse. Nõrga läätse efekt tekib kui valgus möödub massiivse objekti tsentrist kaugemal, mis tõttu valguse trajektoor ei kõverdu väga tugevalt ja seetõttu me ei näe valgusallikat mitmes kohas korraga. Nõrga läätse efekt põhjustab kaugest objekti tugevat moonutust andes meile võimaluse uurida nii kaugemaid kehi kui ka gravitatsiooniläätse ennast.

Mikroläätse efekt

Mikroläätse efekti puhul ei näe me valgusallikat mitmes kohas korraga nagu seda on tugeva

lääitse puhul, vaid vaadeldav objekt tundub meile suuremana ja eredamana. Mikrolääitse efekt võimaldab uurida väga kaugeid objekte, mis muidu oleksid liialt tuhmid ja väikesed ning samuti leida Universumist MACHOsid, millest tuleb juttu alapeatükis 1.3.1.

1.1.2 Galaktikate pöörlemiskõverad

Galaktika pöörlemiskõver näitab, kuidas galaktika erinevate osade orbitaalkiirused sõltuvad kaugusest galaktika keskmest. Uurides näiteks kauge spiraalgalaktika punanihke jaotust, saame teada, kui kiiresti galaktika erinevad osad meie suhtes liiguvad ning selle info põhjal konstrueeritaksegi galaktika pöörlemiskõver. Võrreldes galaktikate mõõdetud pöörlemiskõveraid teoreetiliste kõveratega, kus arvestatakse, et uuritava galaktika kogu massiks on vaid nähtav mass, tuleb välja, et need graafikud ei kattu. Teooria kohaselt peaksid galaktika välised osad liikuma sisemistest osadest märgatavalt aeglasemalt, kuid mõõtmised näitavad, et nähtav aine galaktikalõikes liigub peaaegu konstantselt. Astrofüüsikud on sellest järeldanud, et galaktikad on ümbritsetud mingisuguse nähtamatu aine haloga, mille diameeter ja mass peavad olema palju suuremad nähtava galaktika omast.

1.2 Tumeaine Universumis

Tumeainel on märkimisväärne roll Universumi struktuuri arenemisel. Kaasaegse kosmoloogilise mudeli kohaselt tekivad galaktikad ning galaktikagrupid tumeaine halo tsentritesse (Frenk ja White, 2012). Suuremastaabilises struktuuris moodustab tumeaine filamentide ahelaid. konsentreerudes koos galaktikate, galaktikaparvede ning superparvedega nende sõlmpunktidesse. Tumeainet leidub ka filamentide vahelistes tühikutes (*voids*). Enamus infost tumeaine halode struktuurist on saadud kosmoloogiliste simulatsioonide abil (Frenk ja White, 2012). Tumeaine halod on tekkinud ja tekivad hierarhiliselt. Kõigepealt moodustusid tumeaine kollapseeerumisel väiksemad struktuurid, mis peagi leidsid oma dünaamilise tasakaalu. Suuremad struktuurid tekkisid olemasolevate väiksemate halode põrkumisel ning gravitatsiooniliselt sidumata tumeaine ühinemisega. Galaktikaid ning galaktikaparvi ümbritsev tumeaine halo on kordades massiivsem nähtavast tähemassist ning halo ulatus on tunduvalt suurem nähtava struktuuri raadiusest (Mandelbaum et al., 2006). Väiksemate galaktikate tumeaine halod on üldiselt tihedamad kui suurte galaktikate ümbruses olevad halod. Eksisteerivad veel väga heledad galaktikad, milles tumeaine domineerib väga tugevalt, kuna neis on tähti kas vähe või mõnel ekstreemsel juhul pole üldse (Spivey et al., 2013).

1.3 Tumeaine kandidaadid

Tumeaine olemus on tänapäeval üks huvipakkuvamatest küsimustest teaduses ning tema olemuse selgitamiseks on loodud hulgaliselt teooriaid. Võimalike tumeaine osakesi jagatakse kolme gruppi: kuum, soe ning külm tumeaine. Need nimetused tulenevad hüpoteetiliste osakeste kiirustest varsemas Universumis (Bond et al., 1980). Tumeaine tumeaine osakese populaarseimateks kandidaatideks on MACHOd ja WIMPSid. Samas võib tumeaine ka koosneda mitmetest erinevatest osakestest, millest igalühel on erinev interaktsioon ja dünaamika.

1.3.1 MACHOd

MACHOd (*Massive Compact Halo Objects*) on astrofüüsikalised kompaktsed objektid, mida on raske detekteerida. Väikese heledusega tähti nagu valgeid kääbuseid, pruune kääbuseid ja musti auke ei saa leida neilt tuleneva kiirguse tuvastamisega, kuna meil pole selle uurimiseks piisavalt võimsaid teleskoobe. MACHOd koosnevad tüüpiliselt barüonainest. Kuigi on tõendeid MACHOde eksisteeringust, ei moodusta nad tõenäoliselt kogu tumeainet. MACHOsid saab leida gravitasiooniläätse abil (NASA, 2014).

1.3.2 Varases Universumis tekkinud osakesed

Mõned kosmoloogid pakuvad välja, et tumeaine võib koosneda osakestest, mis loodi Suure Pauku järgselt varases Universumis. Universum oli tol ajal väga kuum ning suure tihedusega, mis tõttu võib temast mõelda kui suurepärasest osakeste kiirendist, kus üha loodi uusi osakesi (NASA, 2014). Universumi paisumise ning jahtumise tagajärel uute osakeste loomine järjest vähenes ning paljud Universumi algul loodud osakestest anhileerusid või lagunesid stabiilsemateks osakesteks. Nõrgalt interakteeruvad osakesed pole võimelised täielikult anhileeruma, mistõttu eksisteerivad nad ka praeguses Universumis (Berkley Cosmology Group, 2007).

WIMPs

WIMPs ehk nõrgalt interakteeruvad massiivsed osakesed (*Weakly Interacting Massive Particle*) on ühed populaarseimad tumeaine kandidaadid. WIMPsi tingimusi rahuldavad sajad elementaarosakesed, kaasarnvatud süpersümmeetrilised nagu neutraliinod (*neutralinos*), fotoniinod (*photinos*), higgsionid (*higgsinos*), sneutriinod (*sneutrinos*), gravitiinod (*gravitinos*) ja rasked neutriinod (*heavy neutrinos*). WIMPsi osakesed on

tüüpiliselt mitte-barüonainest, mis on üheks tähtsaimaks erinevuseks konkureeriva teooriaga - MACHOdega. Teooria kohaselt on võimalik leida WIMPsi nii otseste kui ka kaudsete tumeaine otsimismeetoditega (Baudis, 2015).

Neutriinod

Tumeaine avastamise järel usuti, et just neutriinod võiksid moodustada enamiku tumeainest. Tänapäeval peetakse vähe tõenäoliseks, et neutriinod moodustavad suurema osa tumeainest (Griest, 2002) ja neid loetakse barüonaine osaks. Neutriinod kuuluvad kuuma tumeaine gruppi. Nad on nõrgalt interakteeruvad osakesed, mis väga suure tõenäosusega loodi Suure Paugu ajal. Neutriinod täidavad galaktikaid, liikudes seal vabalt ringi. Nende raske detekteerimine tuleneb neutriinode nõrgast interaktsioonist elektronõrga vastastikmõjuga. Neutriinod on ainsateks tumeaine kandidaatideks, mille olemasolu on saanud eksperimentaalset kinnitust (Frenk ja White, 2012).

Aksionid

Aksionite teooria loodi, et seletada, miks tugev vastastikmõju järgib teatavat sümmetriat nimega "CP sümmetria", mis ei lase neutronitel omada suurt elektrilist dipoolmomenti. Paljude teooriate järgi peab aksion olema stabiilne ja palju kergem kui WIMPs. Teooriate kohaselt võisid aksionid tekkida nii varajases Universumis kui ka mõnes mitte-termilises protsessis (Berkley Cosmology Group, 2007). Aksionid kuuluvad külma tumeaine gruppi (Preskill et al., 1983).

1.4 Tumeplasma

Galaktikate ja galaktikaparvede vaatluste kohaselt võib tumeaine koosneda vähemalt kahest komponendist. Antud töös kasutan Heikinheimo et al. (2015) poolt välja pakutud mudelit, mille kohaselt domineeriv osa tumeainest on pörkevaba ehk enese-interaktsioonita, kuid ta sisaldab ka komponenti, mis interakteerub iseendaga. Viimast nimetame tumeplasmaks tema omaduste sarnasuse tõttu hariliku plasmaga. Plasma on agregaatolek, kus kollektiivsed efektid, mida põhjustavad kaugemale ulatuvad interaktsioonid, domineerivad lühikese ulatusega osakeste pörkeid. Tumeplasma halode pörkel tekivad pörkepiirkonnas lööklained. Protsess on olemuselt sarnane hariliku ioniseeritud gaasi pörkel tekkivatele protsessidele. Püssikuuliparve, mis on pörkuvate galaktikate süsteem, vaatlusandmete kohaselt ei saa tumeplasma osakaal tumeaines olla rohkem kui 30% (Markevitch et al., 2004). Arvatakse, et tumeplasma on kaugeleulatava eneseinteraktsiooniga, mida vahendab tume foton. Samuti

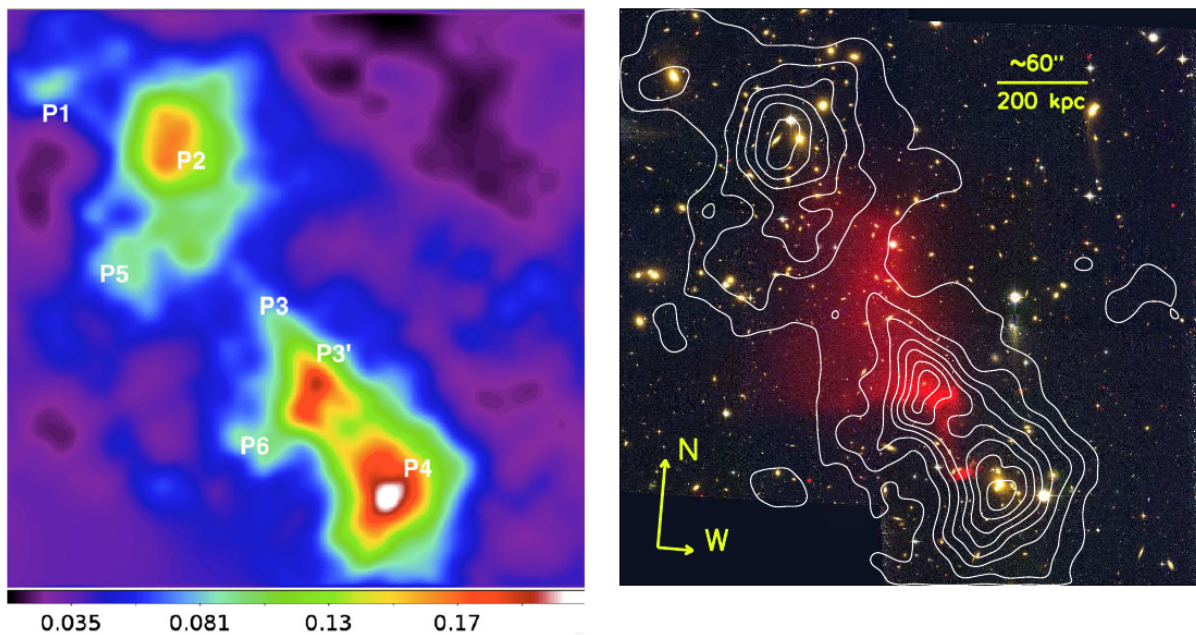
on leitud, et tumeplasma ei saa kaotada oma energiat radiatsiooni või Comptoni hajumise teel. Tumeaine komponendi võimalikku eneseinteraktsiooni on vaadeldud põrkuvate galaktikate süsteemides nagu Püssikuuliparv, Abell 520, Abell 3827.

1.4.1 Püssikuuliparv (*Bullet cluster*)

1E 0657-56 ehk Püssikuuliparv punanihkega $z = 0.29$ on samuti üks vähestest meile nähtav põrkuvate galaktikatega süsteeme. Ta koosneb kahest üksteisest läbilennanud galaktikaparvest, kusjuures põrke tagajärel on väiksem galaktika kaotanud oma tumeplasma komponendi (Springel ja Farrar, 2007).

1.4.2 Abell 520

Abell 520 (vt joonis 1.1) punanihkega $z = 0.201$ on oma ebatavalise konfiguratsiooniga Maale üks lähimaid põrkuvate galaktikate süsteeme, kus on põrgete tagajärel selgelt eristunud galaktikad ning nendevaheline kuum gaas (Jee et al., 2014). Abell 520 on üheks näiteks, kus galaktikaparvede kokkupõrke tulemusena on avastatud, et tumeaine võib interakteeruda iseendaga mitte-gravitatsioonilise mõju vahendusel (Massey et al., 2015). Abell 520 täielik massijaotus on teada tänu nõrga läätse süsteemile (Jee et al., 2014).



Joonis 1.1: Vasakul paneelil Abell 520 tihedusjaotus numbritega tähistatud P_x erinevad massiivsemad piirkonnad parves. Paremalt paneelil nõrga läätse efekti massijaotuse rekonstruktsioon, punasega on tähistatud gaasi jaotus Chandra vaatlustest (Jee et al., 2014)

1.4.3 Abell 3827

Abell 3827 on galaktikaparv, mis asub Indiaanlase tähtkujus punanihkega $z = 0.099$ ehk meist ligikaudu 1,4 miljardi valgusaasta kaugusel. Galaktikaparve teeb eriliseks tema keskmes asuv teadaoleva Universumi massiivseim galaktika ESO 146-IG 005 ja tumeaine ebaharilik käitumine parve keskmes 10 kpc raadiuses asuva tsentraalsegalaktika ja teda ümbritseva 3 elliptilise galaktika läheduses. Galaktikaparve Abell 3827 tugevaläätse uuringud näitavad tumeaine jaotuse nihet tsentraalsete galaktikate tähtede suhtes. Seda võib interpreteerida kui tumeaine enese-interaktsiooni (Massey et al., 2015).

1.5 Tumeaine otsingud

Tumeaine osakese leidmiseks on peamiselt kolm eksperimentaalset suunda, millest kaks jäävad astrofüüsika valdkonda ja kolmas on osakestefüüsika pärusmaa.

WIMPSi ja Aksione on mõlemad teoreetiliselt võimalik leida otsese detekteeringu abil.

Taolised eksperimendid otsivad osakesi laboratooriumis, kus eeldatakse, et tumeaine koosneb barüonainega interakteeruvatest osakestest (Moriyama, 2000).

Kaudse detekteeringu puhul eeldatakse, et tumeaine osake (nt WIMP) võib anhileeruda või laguneda uuteks osakesteks piirkondades, kus teooria kohaselt peaks olema kõrge tumeaine tihedus, mis on näiteks galaktikate keskmetes. Neid kõrge tihedusega piirkondi uuritakse gammateleskoopide (*gamma ray telescope*), neutriinode detektorite ja kosmilisekiirguse (*cosmic ray*) teleskoopidega, mis otsivad ebatavalist kiirgust või laetud leptonite ning neutriinode tavapärasest kõrgemat kontsentratsiooni vaadeldavatest piirkondadest (Berkeley Cosmology Group, 2007).

Kiirendites üritatakse luua tumeaine osakesi või siis nendega seotud osakesi, mis samuti aitaksid kaasa tumeaine mõistmisele. Arvatakse, et tumeaine osakesi on võimalik tekitada Standardmudeli osakestega kõrgetel energiatel. Tumeaine osakese leidmiseks on hulgaliselt läbiviidud eksperimente nii LEPis (*Large Electron-Positron collider - LEP*), Tevatronis kui ka LHCs (*Large Hadron Collider*), kuid siiani on need jäänud soovitud tulemusteta.

Peatükk 2

Tumeaine profiilid

Tumeaine tihedusprofiilid on enamasti tuletatud N-keha simulatsioonidest. Sõltuvalt neis tehtud eeldustest, on võimalik tuletada erinevaid tumeaine tihedusprofile.

Oma bakalaureusetöös kasutan tumeaine halode kirjeldamiseks NFW (Navarro et al., 1996) ning Hernquisti (Hernquist, 1990) tihedusprofile.

Kuigi tumeaine halod on triaksiaalsed, kasutan oma simulatsioonides sfäärilist lähendust, sest mind huvitab ennekõike tumeaine halo üldine evolutsioon ning antud töö raames ei ole triaksiaalsuse sisse toomine oluline.

2.1 NFW profiil

Navarro-Frenk-White'i profiil pakuti välja 1996. aastal Julio Navarro, Carlos Frenk'i ning Simon White'i poolt. NFW profiil on üks enim kasutatavaid profile tumeaine halo kirjeldamiseks. NFW profiili tihedusjaotus avaldub:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\frac{r}{R_s} \left(1 + \frac{r}{R_s}\right)^2} \quad (2.1)$$

ρ_0 ning R_s on halosid iseloomustavad skaleerivad parameetrid. R_s on raadius, kus $\rho(R_s) = \frac{\rho_0}{4}$. Viriaalraadius R_{vir} on halo raadius, kus halo on virialiseeritud ehk tasakaaluline. Sageli tähistatakse temaga efektiivset halo lõppraadiust ning mõnikord aetakse teda segamini R_{200} -ga, mis tähistab halo piirkonda, kus ta tihedus on 200 korda suurem Universumi keskmisest kriitilisest tihedusest ρ_{cr} . Mina oma koodis ja simulatsioonides kasutan viriaalraadiust kui efektiivset halo piiri $R_{max} = R_{vir}$.

Kontsentratsioon c on defineeritud kui

$$c \equiv \frac{R_{vir}}{R_s} \quad (2.2)$$

Kontsentratsioon sõltub halo massist, kusjuures massiivsetel halodel on väiksem kontsentratsioon kui vähem massiivsetel (Mandelbaum et al., 2008).

Teades halo kogu massi ning viriaalaadiust, saab leida ρ_0 -i integreerides massielementi $dm = \rho(r)dV$ ning sealt hiljem avaldades ρ_0 :

$$\begin{aligned} M &= \int_V \rho(r)dV = \int_0^{R_{max}} 4\pi r^2 \rho(r)dr = \int_0^{R_{max}} 4\pi r^2 \frac{\rho_0}{\left(1 + \frac{r}{R_s}\right)^2} dr \implies \\ M &= 4\pi \rho_0 R_s \int_0^{R_{max}} \frac{r}{\left(1 + \frac{r}{R_s}\right)^2} dr \end{aligned} \quad (2.3)$$

Integreerin võrrandis (2.3) olevat integraali ositi:

$$\begin{aligned} \int_0^{R_{max}} \frac{r}{\left(1 + \frac{r}{R_s}\right)^2} dr &= -\frac{R_s r}{\left(1 + \frac{r}{R_s}\right)} \Big|_0^{R_{max}} + \int_0^{R_{max}} \frac{R_s}{\left(1 + \frac{r}{R_s}\right)} dr \\ &= -\frac{R_s r}{\left(1 + \frac{r}{R_s}\right)} \Big|_0^{R_{max}} + R_s^2 \ln\left(1 + \frac{r}{R_s}\right) \Big|_0^{R_{max}} \\ &= R_s^2 \ln\left(\frac{R_s + R_{max}}{R_s}\right) - R_s^2 \frac{R_{max}}{R_s + R_{max}} \end{aligned}$$

Asendades integraali tagasi valemisse (2.3), saan:

$$M = 4\pi \rho_0 R_s^3 \left(\ln\left(\frac{R_s + R_{max}}{R_s}\right) - \frac{R_{max}}{R_s + R_{max}} \right) \quad (2.4)$$

Võrrandist (2.4) avaldub ρ_0 :

$$\rho_0 = \frac{M}{4\pi R_s^3 \left(\ln\left(\frac{R_s + R_{max}}{R_s}\right) - \frac{R_{max}}{R_s + R_{max}} \right)} \quad (2.5)$$

Mõnikord avaldatakse NFW profiilis halo kogu mass hoopis kontsentratsiooni kaudu. Kasutades definitsiooni (2.2), avaldan halo massi kontsentratsiooni kaudu.

$$M = 4\pi \rho_0 R_s^3 \left(\ln(1 + c) - \frac{1}{\frac{1}{c} + 1} \right) = 4\pi \rho_0 R_s^3 \left(\ln(1 + c) - \frac{c}{1 + c} \right) \quad (2.6)$$

NFW profiili puuduseks on asjaolu, et seda ei saa kasutada kirjeldamiseks halo sisemisi

regioone, kuna profiili järgi läheneb tihedus lõpmatuseni kui $r \rightarrow 0$.

$$\lim_{r \rightarrow 0} \rho(r) = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\rho_0}{\frac{r}{R_s} \left(1 + \frac{r}{R_s}\right)^2} = \infty \quad (2.7)$$

Teine NFW puudus on halo lõppraadiuse pikeneb tihedusprofiili 2.1 järgi lõpmatusse ja seetõttu tuleb see käsitsi defineerida.

2.2 Hernquisti profiil

Hernquisti profiili (Hernquist, 1990) tihedusjaotus avaldub:

$$\rho(r) = \frac{M a}{2\pi r} \frac{1}{(r+a)^3}, \quad (2.8)$$

kus a on karakteristik raadiuse parameeter (*characteristic length scale*) ja M on süsteemi kogu mass. Juhul kui soovime tihedusjaotusest leida massijaotust, peame integreerima massielementi $dm = \rho(r)dV$:

$$\begin{aligned} M(r) &= \int_V \rho(r)dV = \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^r \frac{M a}{2\pi r} \frac{1}{(r+a)^3} r^2 \sin(\theta) dr d\theta d\phi \\ &= \frac{M}{2\pi} 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^r \frac{a}{r} \frac{1}{(r+a)^3} r^2 dr \\ &= \frac{M}{\pi} (-\cos(\theta)) \Big|_0^{\frac{\pi}{2}} \phi \Big|_0^{2\pi} \int_0^r \frac{a}{r} \frac{1}{(r+a)^3} r^2 dr \\ &= \frac{M}{\pi} 2\pi \int_0^r \frac{a}{r} \frac{1}{(r+a)^3} r^2 dr \end{aligned}$$

ehk kokkuvõtvalt

$$M(r) = 2M \int_0^r a \frac{r}{(r+a)^3} dr. \quad (2.9)$$

Võrrandis (2.9) esineva integraali lahendam kasutades ositi integreerimist:

$$\begin{aligned} \int_0^r a \frac{r}{(r+a)^3} dr &= -ar \frac{1}{2(r+a)^2} \Big|_0^r + \int_0^r \frac{1}{2(r+a)^2} a dr \\ &= -\frac{ar}{2(r+a)^2} \Big|_0^r - \frac{a}{2(r+a)} \Big|_0^r \end{aligned}$$

Hernquisti profiili ei saa kasutada tumeaine halo sisemiste regioonide kirjeldamiseks, kuna raadiuse lähenedes nullile ta tihedus läheneb lõpmatuseni.

$$\lim_{r \rightarrow 0} \rho(r) = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{M a}{2\pi r} \frac{1}{(r+a)^3} = \infty \quad (2.10)$$

Seetõttu tuleb massijaotuse (2.9) arvutamisel vahetada integraali rajad nõnda, et ei peaks halo massi arvutama kaugusel $r = 0$. Selleks kasutan järgnevaid seoseid:

$$\begin{aligned} \int_0^r dr &= \int_0^\infty dr - \int_r^\infty dr \\ M &= 4\pi \int_0^\infty \rho(r) r^2 dr \end{aligned}$$

Valemi (2.9) saab nüüd kirja panna kujul:

$$\begin{aligned} M(r) &= M - M \lim_{N \rightarrow \infty} \left(-\frac{ar}{2(r+a)^2} \Big|_r^N - \frac{a}{2(r+a)} \Big|_r^N \right) \\ &= M \left(1 - \frac{ar}{(r+a)^2} - \frac{a}{(r+a)} \right) = M \frac{r^2}{(r+a)^2} \end{aligned}$$

ehk kokkuvõtvalt

$$M(r) = M \frac{r^2}{(r+a)^2}. \quad (2.11)$$

Süsteemi karakteristikku skaleeringu saab leida valemi (2.11) kasutades halo poolmassi raadiust R_h . Poolmassi raadius on oluline massihindaja kosmoloogias, sest just poolmassi raadiusel leitakse kiiruste dispersiooni meetodiga halo mass.

$$\begin{aligned} \frac{M}{2} &= M \frac{R_h^2}{(R_h+a)^2} \quad \Big| \cdot \frac{2}{M} (R_h+a)^2 \\ (R_h+a)^2 &= 2R_h^2 \\ a^2 + 2R_h a - R_h^2 &= 0 \end{aligned}$$

Leitud ruutvõrrand lahendub:

$$a_{1,2} = -\frac{2R_h}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{2R_h}{2}\right)^2 - (-R_h^2)} = -R_h \pm \sqrt{2}R_h \quad (2.12)$$

Kuna otsin füüsikalisi lahendeid, olen huvitatud lahendist, kus a on positiivne:

$$a = R_h(\sqrt{2} - 1) \quad (2.13)$$

Hernquisti profiili puuduseks on samuti halo lõppraadiuse puudumine. Sarnaselt NFW profiiliga tuleb ka Hernquisti profiilis see käsitsi defineerida.

2.3 NFW ja Hernquisti profiilide võrdlus

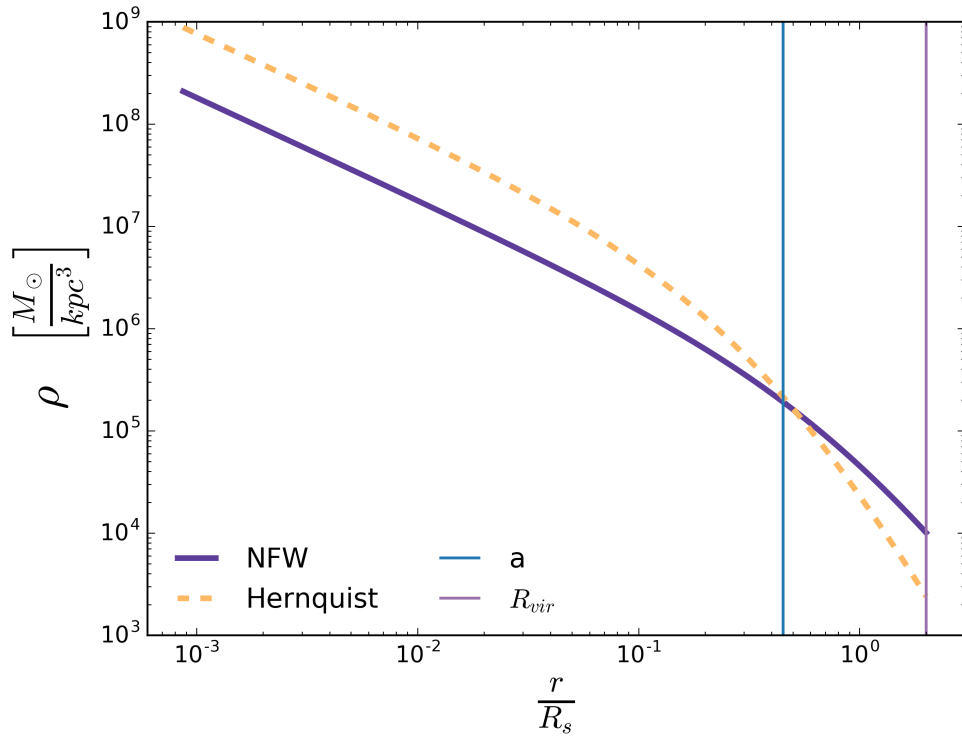
Soovides Hernquisti profiili siduda NFW profiiliga, tuleb kasutusele võtta täiendavad tingimused. Vaatamaks, kuidas muutuvad halode tihedused ja mass sõltuvalt halo raadiusest, tegin kaks halo võrdsete parameetritega. Halosid määravateks suurusteks võtsin $M = 1.5 \cdot 10^{15} M_\odot$, $c = 2$, $R_{vir} = 2300 \text{ kpc}$, mis on lähedased Püssikuuliparve suurema halo parameetritele (Springel ja Farrar, 2007).

2.3.1 Võrdsed poolmassiraadiused

Vaatan kahe profiili puhul sellist konfiguratsiooni, kus mõlema halo poolmassi raadiused on võrdsed. Avaldan tehtud eelduse põhjal Hernquisti poolmassi raadiuse NFW poolmassi raadiuse nagu tegid Lokas ja Mamon (2008):

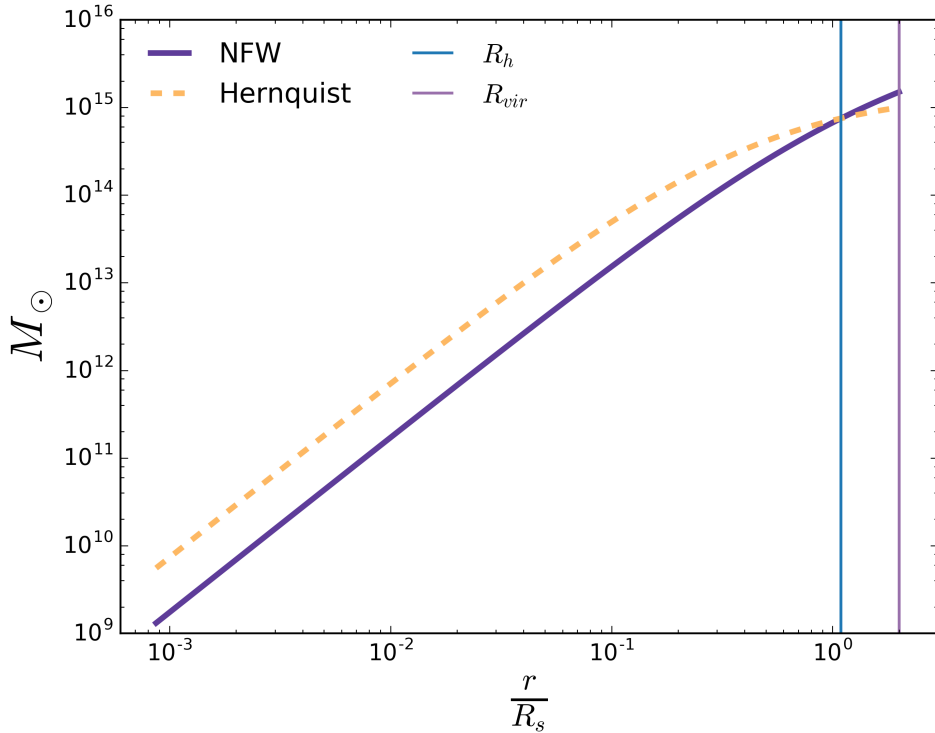
$$R_h = 0.6082 - 0.1843 \log(c) - 0.1011 \log^2(c) + 0.03918 \log^3(c) \quad (2.14)$$

Saadud tihedusprofiilid ja massiprofiilid on toodud alljärgnevatel joonistel.



Joonis 2.1: NFW ja Hernquisti tihedusprofiilid kui halode poolmassiraadiused on võrdsed.

Jooniselt 2.1 on näha, et NFW ja Hernquisti profiilide tihedused on võrdsed raadiuse $r = a$ juures. Hernquisti profiili tihedus on suurem NFW-st kuni $r < a$, hiljem on Hernquisti profiili tihedus NFW profiilist väiksem.



Joonis 2.2: NFW ja Hernquisti massiprofilid kui halode poolmassiraadiused on võrdsed.

Joonis 2.2 näitab, milline on halo mass kaugusel r halo tsentrist. Hernquisti ja NFW profiilide halo massid on võrdsed halo poolmassi raadiuse juures nagu eelneva definitsiooni kohaselt peabki olema. Hernquisti profiili mass on suurem NFW profiili massist kuni $r < R_h$. Samuti tuleb jooniselt välja, et võttes halode poolmassiraadiused võrdseks, ei saavuta Hernquisti profiil kogu massi viriaalraadiuse juures. Oma töös soovin, et halode viriaalraadiuste sees olevad massid oleksid võrdsed ning tihedusprofiilid kattuksid paremini, seepärast minu töös ei kirjelda võrdsed poolmassiraadiused kvantitatiivselt sama halo. Sellist profiilide parameetrite võrdsustamist on mõistlik kasutada juhtudel, kus sisendandmed tulevad galaktikate dünaamika analüüsist.

2.3.2 Võrdsed kogumassi raadiused ja tsentraalsed tihedused

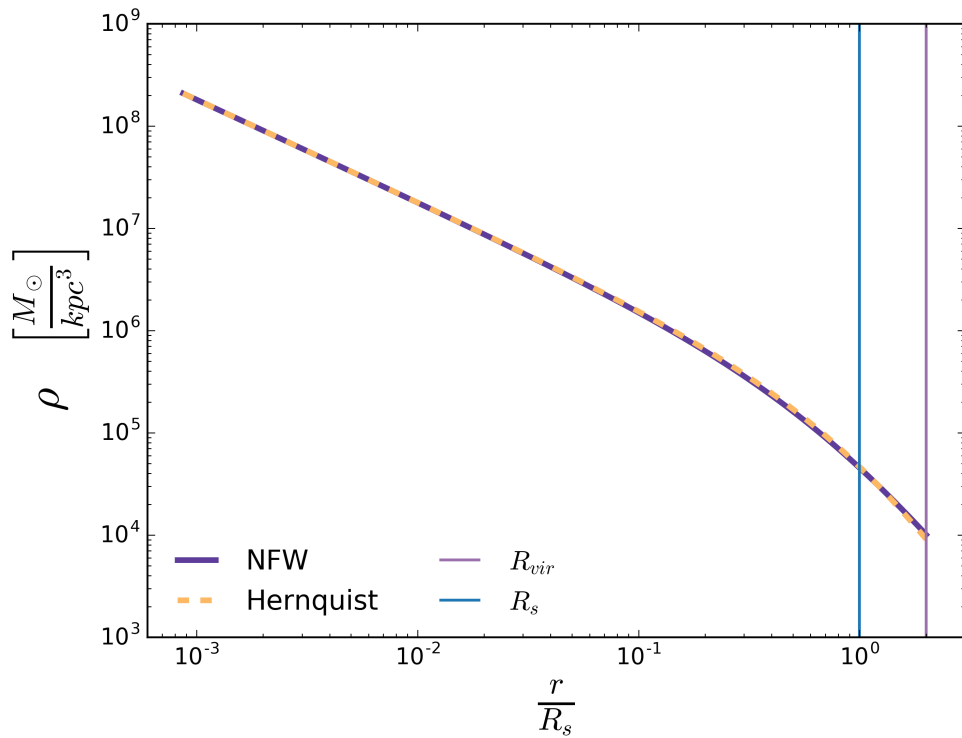
Võrdsustades mõlema profiili kogumassi raadiused ning tihedused halo sisemistes regioonides, selgub, et Hernquisti profiili kogu mass M_H avaldub NFW profiili kogu massi M , viriaalraadiuse R_{vir} ja süsteem karakteristlikku pikkuse skaleeringu a kaudu

järgmiselt (Robertson et al., 2016):

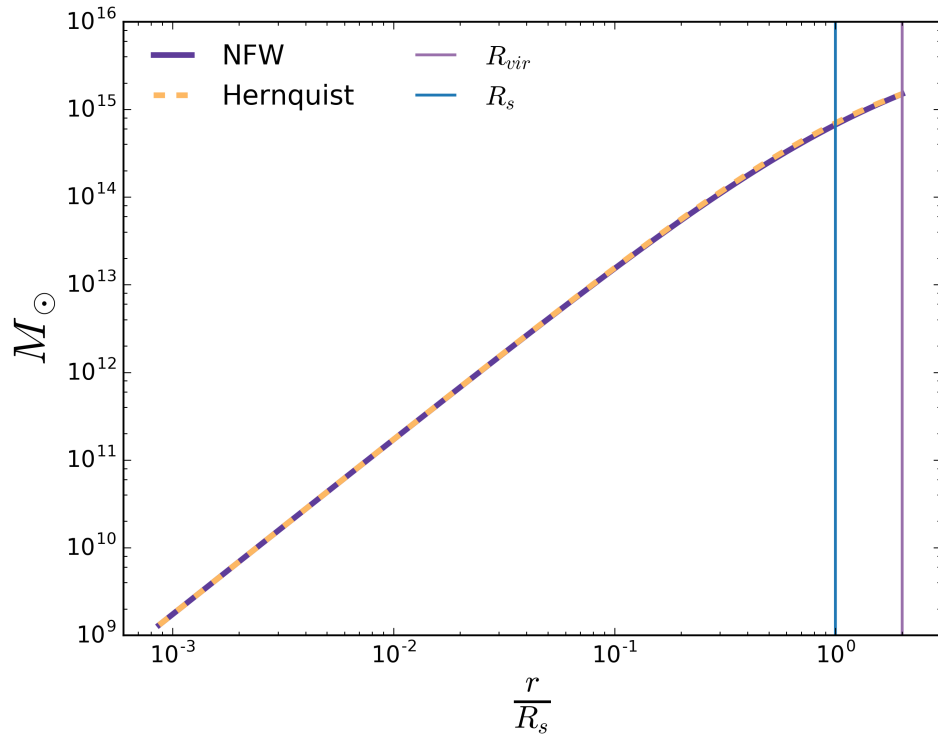
$$M_H = M \frac{(R_{vir} + a)^2}{R_{vir}^2}, \quad (2.15)$$

kus

$$a = \frac{R_{vir}}{\sqrt{2 \left[\frac{c^2}{\ln(1+c) - \frac{c}{1+c}} \right] - 1}}. \quad (2.16)$$



Joonis 2.3: NFW ja Hernquisti tihedusprofiilid kui on võrdsed nii halode kogumassi raadiused kui ka nende tsentraalsed tihedused.



Joonis 2.4: NFW ja Hernquisti massiprofilid kui on võrdsed nii halode kogumassi raadiused kui ka nende tsentraalsed tihedused.

Jooniste 2.3 ning 2.4 põhjal järeldub, et tingimused (2.15) ning (2.16) on piisavad, et HFW ja Hernquisti profiiliga loodud halod kirjeldaksid kvantitatiivselt sama halo. Seetõttu kasutan Hernquisti profiiliga kahe komponendilise tumeaine halo loomiseks tingimusi (2.15) ja (2.16).

Peatükk 3

Simulatsioonid

Eri omadustega tumeaine halode algtingimuste uurimiseks kasutasin enda kirjutatud Pythoni koodi. Halode omaduste uurimiseks kasutasid N-keha meetodit, millega jagasin tumeaine halo n diskreetseks osaks. Iga osakesele andsin koha-ning kiirusvektori. Simulatsioonid viisin läbi GADGET-2, mis on kosmoloogiliste simulatsioonid läbiviimiseks loodud tarkvara.

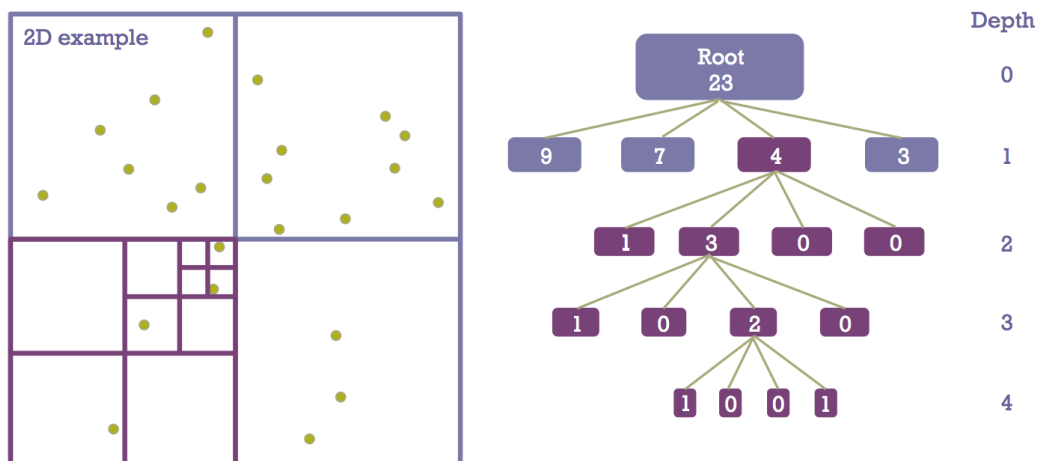
3.1 GADGET-2

Kosmoloogilistel simulatsioonidel on üha kasvav roll Univesrumi struktuuri tekke ja arengu uurimisel. Tihtipeale on simulatsioonid ainsaks vahendiks, et arvutada/kontrollida teoreetilisi ennustusi Universumi arengus. Kosmoloogiliste simulatsioonide abil on leitud erinevaid tumeaine tihedusprofile, uuritud tumeaine alamstruktuuride eksisteerimist ning dünaamikat, galaktikate temperatuuri ja gaasi jaotusi - nimekiri on pikk.

Antud töös kasutatakse simulatsioonide tegemiseks GADGET-2 (Springel, 2005) koodi, mis arvutab gravitatsioonilisi jõudusi hierarhilise puu algoritmiga, millele saab lisada peale osakeste võre kaugemate jõudude leidmiseks. Vooliste kirjeldamiseks kasutab ta silutud osakeste hüdrodünaamikat (*smoothed particle hydrodynamics - SPH*). Koodi saab kasutada nii isoleeritud kui ka Universumi paisumisest osa võtvate süsteemide arengu uurimiseks. Veel võimaldab ta simuleerida täheteket, tähesüsteemide dünaamikat jne.

3.1.1 Gravitatsiooni arvutamine

Gravitatsiooni tähtsuse tõttu struktuuride arengus moodustab ta enamuse kosmoloogiliste simulatsioonide tuumiku. Tema kaugleulatuvus ning struktuuride tekkimise keeruline dünaamika muudavad gravitatsioonijõudude täpse kalkuleerimise väga keeruliseks ja sageli ebaefektiivseks. Seetõttu tuleb kasutada algoritme, mis võimaldavad gravitatsioonijõude võimalikult optimaalselt arvutada. Arvutuste efektiivsuse huvides kasutab GADGET-2 gravitatsioonijõudude leidmiseks peamiselt puualgoritmi. Algoritmis rakendatakse jõudude silumist ehk huviobjektist kaugemad osakesed grupeeritakse üheks punktmassiks ning arvutatakse selle punktmassi poolt tekitatud gravitatsiooniväli. Nõnda vähendatakse ühele osakesele mõjuvate gravitatsioonijõudude arvutamise keerukust $\mathcal{O}(\ln N)$ -ni, varasema $\mathcal{O}(N - 1)$ asemel. Joonisel 3.1 on toodud välja hierarhiline puualgoritmi tööpõhimõte.



Joonis 3.1: Hierarhiline puualgoritmi tööpõhimõte (Dierickx, 2013).

3.1.2 Hüdrodünaamika arvutamine

SPH meetodis tehakse kerneli funktsiooni abil diskreetsetest elementidest pidev voolis. Kõigil osakestel on silumispikkus (*smoothing length*) h üle mille nende füüsikalised omadused on lihtsustatud ehk silutud kerneli funktsiooniga $W(r, h)$. Iga osakese poolt avaldatav mõju summaarsese mõjusse sõltub kaugusest huviobjektist olevast osakesest ja

osakeste tihedusest ρ . GADGET-2 kasutatav siluv kerneli funktsioon on kujul

$$W(r, h) = \frac{8}{\pi h^3} \begin{cases} 1 - 6 \left(\frac{r}{h}\right)^2 + 6 \left(\frac{r}{h}\right)^3, & 0 \leq \frac{r}{h} \leq \frac{1}{2}, \\ 2 \left(1 - \frac{r}{h}\right)^3, & \frac{1}{2} < \frac{r}{h} \leq 1, \\ 0, & \frac{r}{h} > 1, \end{cases} \quad (3.1)$$

kus kahe osakese vaheline kaugus on r ning h on osakeste silumispikkus. GADGET-2 on võimalik defineerida silumisraadius käsitsi kui ka lasta koodil see isa sõltuvalt n -lähima naabri kaugusest välja arvutada. Võib märgata, et kasutatav kerneli funktsioon on null, kui osakeste vahekaugus on suurem kui üks silumispikkus. See on üks viis, millega GADGET-2 optimeerib arvutuste hulka - ta ei arvesta väikest mõju, mida avaldavad osakesed vaadeldavale punktile kaugemal kui üks silumispikkus. Tihedushinnang GADGET-2 avaldub kerneli funktsiooni kaudu:

$$\rho_i = \sum_{j=1}^N m_j W(|\mathbf{r}_{ij}|, h_i), \text{ kus } \mathbf{r}_{ij} \equiv \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j. \quad (3.2)$$

Igale osakesel on oma silumispikkus h_i , mis on valitud nõnda, et kehtiks seos:

$$\frac{4\pi}{3} h_i^3 \rho_i = N_{sph} \bar{m} \quad (3.3)$$

N_{sph} on silutavate naabrite tüüpiline arv, mida saab vastavalt vajadusele muuta, ja \bar{m} on osakeste keskmine mass. Selleks et arvutada hüdrodünaamiliste osakeste arengut on vaja nende liikumiseks lahendada Euleri võrrand ja siseenergia muudu jaoks TD esimene seadus. Euleri võrrand GADGET-2 on kujul

$$\frac{dv_i}{dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \left(f_i \frac{P_i}{\rho_j^2} + f_j \frac{P_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \nabla_i W(r, h), \quad (3.4)$$

kus P_i on osakese rõhk, ρ_i tihedus ning m_j ühe osakese mass. Π_{ij} on kunstlik viskoosus, mida on vaja kirjeldamiseks reaalses gaasis tekkivaid lööklaineid. f_i -d on koefitsendid, mis avalduvad:

$$f_i = \left(1 + \frac{h_i}{3\rho_i} \frac{\partial \rho_i}{\partial h_i} \right)^{-1}, \quad (3.5)$$

Rõhu leidmiseks on vaja lahendada olekuvõrrand

$$P_i = A_i \rho_i^\gamma, \quad (3.6)$$

kus γ on seotud osakeste vabadusastemetega ja ühetuumalises gaasis on ta väärtus $5/3$. A_i on osakeste entroopia. Termodünaamika esimene seadus on samuti oluline hüdrodünaamika seisukohalt. GADGETis kasutatakse teda kujul

$$\frac{du_i}{ddt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{P_i}{\rho_j^2} + \frac{P_j}{\rho_i^2} + \Pi_{ij} \right) v_{ij} \nabla_i W(r, h). \quad (3.7)$$

3.2 Algtingimuste loomine

3.2.1 Etteantavad parameetrid

Algtingimuste loomiseks on vaja defineerida tumeaine halosid iseloomustavaid parameetrid nagu halo massi, viriaalraadiust, mida kasutatakse kui efektiivset halo lõppraadiust, kontsentratsiooni ning halo tsentraalseid koordinaate. Halo parameetrid, millega simulatsioone läbi viisin olid $M = 1.5 \cdot 10^{15} M_{\odot}$, $c = 2$, $R_{vir} = 2300 \text{ kpc}$. Hernquisti profiili jaoks vajaminevad parameetrid a ja M_H arvutati valemite (2.16) ja (2.15) abil.

Algtingimuste jaoks on ette defineeritud ühe osakese mass. Ühe tumeaine osakese massiks valisin $10^{11} M_{\odot}$. Massi suuruse valisin nõnda arvutusaja optimaalsust silmas pidades. Suurem massiresolutsioon (väiksem üksikosakese mass) tagab suurema täpsuse, aga kuna arvutuaseg on korreleeritud $N \log(N)$ -iga siis ühtlasi suurendab ta sedavõrd arvutusaega. Halode genereerimiskood on nähtav lisan A.

3.2.2 Osakeste kohavektorid

Osakeste kohavektorite arvutamine toimub nii NFW kui ka Hernquisti profiili jaoks sama põhimõttega. Toon järgnevalt sammhaaval välja oma pythoni koodi töökäigu.

1. Defineerin halo põhiparameetrid: M , R_{vir} , c .
2. Kasutades valemite (2.5) ning (2.2) arvutan välja NFW profiili jaoks tumeaine halo skaleerivad parameetrid ρ_0 -i ja R_s -i ning valemite (2.16) ja (2.15) kaudu Hernquisti profiili parameetrid a ning M_H .

3. Programm jagab viriaalraadiuse n raadiusintervalliks, kus ühe intervalli pikkus on dr . Seejärel leitakse igale intervallile vastav ruumala dV_i .

$$dV_i = \frac{4}{3}\pi(r_i^3 - (r_i - dr)^3) \quad (3.8)$$

4 Järgmiseks arvutatakse välja, kui palju osakesi on eelmises punktis leitud ruumalas dV_i . Selleks kasutab kood NFW profiili puhul tema tihedusfunktsiooni (2.1). Hernquisti profiili puhul on tihedusfunktsioon defineeritud valemiga (2.8).

5 Edasi leitakse ruumalas dV_i asuvatele osakestele sfäärilised koordinaadid. Osakese kohavektori r väärtus valitakse suvaliselt vahemikus $[r_i - dr, r_i]$, θ genereeritakse vahemikus $[0, 2\pi]$ ning φ võtab väärtusi vahemikust $[0, \pi]$. Seejärel teisendatakse need Cartesiuse koordinaatidesse järgnevate valemite abil:

$$\begin{aligned} x &= r \cos(\theta) \sin(\varphi), \\ y &= r \sin(\theta) \sin(\varphi), \\ z &= r \cos(\varphi). \end{aligned} \quad (3.9)$$

3.3 Osakeste kiirused

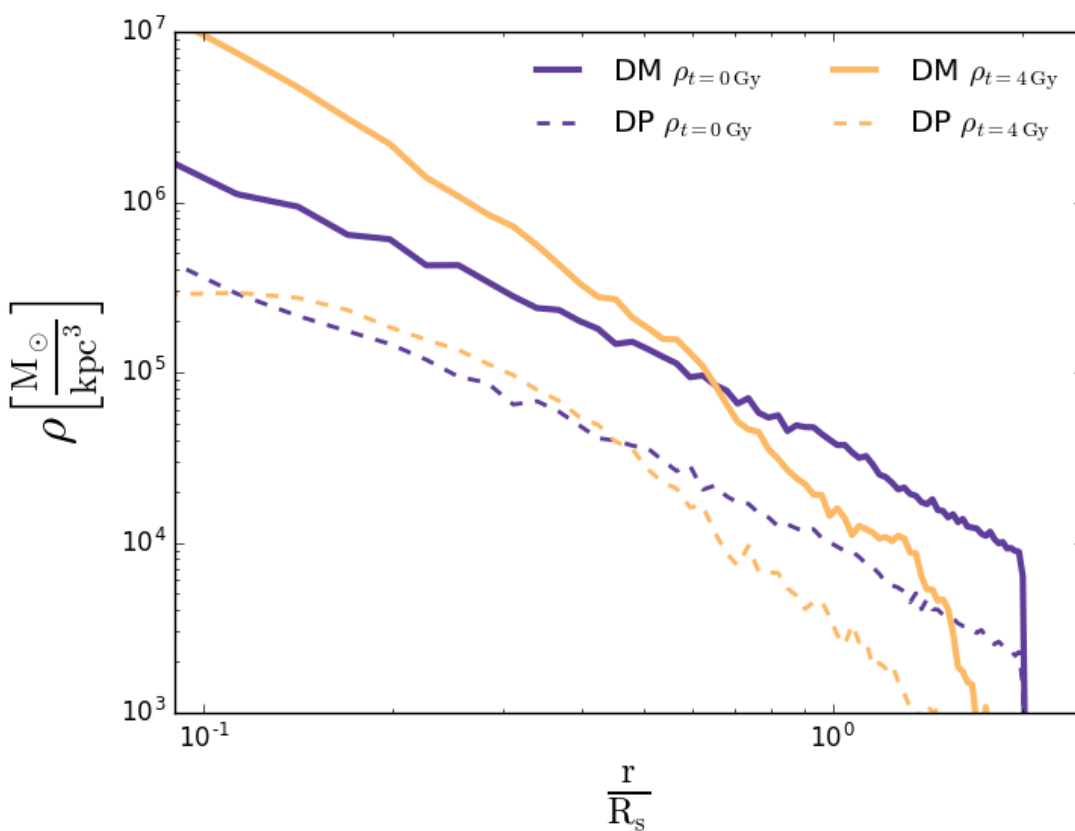
Tegemaks kindlaks, kuidas mõjutavad osakeste kiirused kahe komponendilise halo stabiilisust, tegin kolm erinevat simulatsiooni NFW profiiliga ja kolm Hernquisti profiiliga. Vaatasin olukorda, kus osakestel kiirused puudusid (staatilisised algtingimused), seejärel juhtu, kus osakesed tiirlesid ümber halo isotroopsetel orbiitidel (isotroopsed algtingimused) ja viimasena käsitlesin juhtu, kus osakesed pöörlesid ümber fikseeritud telje (pöörlev halo).

3.3.1 Staatilised algtingimused

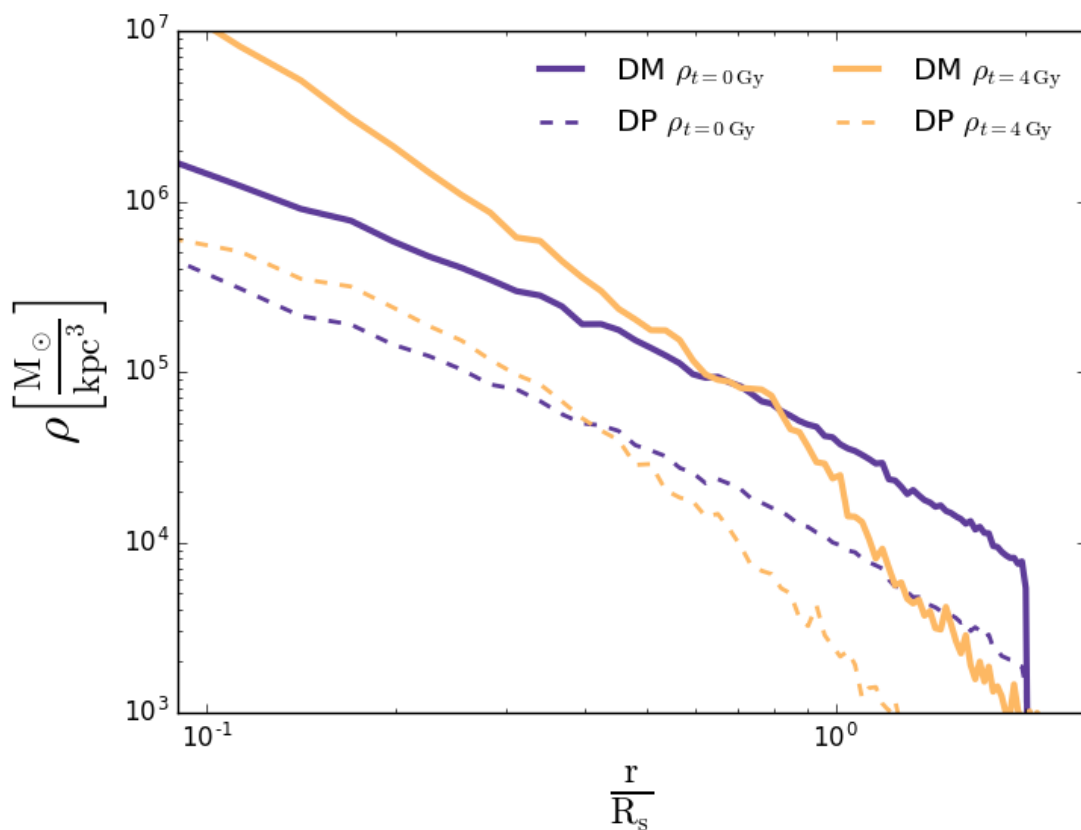
Staatiliste algtingimuste eesmärk on uurida, kuidas toimib süsteemi kollapseeerumine. Simulatsiooni jaoks arvutasin NFW ja Hernquisti profiilide järgi halo osakeste kohavektorid. Kõikide osakeste kiirused olid simulatsiooni alghetkel nullid. Seejärel hakkasid osakestele mõjuma gravitatsioon ning hüdrodünaamikast tulenevad jõud, mis andsid osakestele kiirendused.

Simulatsioon

Simulatsiooni tulemused kahel erineval ajahetkel on toodud joonistel 3.2 ja 3.3. NFW ja Hernquisti profiiliga tehtud simulatsioonist tuli välja, et staatiliste algtingimuste puhul hakkavad alguses nii tumeaine kui ka tumeplasma kollapseeruma. Seejärel hakkab osa tumeplasmast halost välja lendama, samal ajal harilik tumeaine jätkuvalt kollapseerub. Hariliku tumeaine halo välimised osakesed hakkavad halost eemalduma kui simulatsiooni algusest on möödunud ligikaudu 1.3Ga.



Joonis 3.2: NFW profiiliga loodud staatiliste algtingimustega tumeaine ja tumeplasma halo tihedusprofiilid logaritmilisel skaalal ajahetkedel $t = 0$ Ga ja $t = 4$ Ga. Vertikaalteljele on märgitud halo tihedus ning horisontaalteljel on kaugus halo tsentrist NFW profiili skaleeriva raadiuse suhtes.



Joonis 3.3: Hernquisti profiiliga loodud staatiliste algtingimustega tumeaine ja tumeplasma halo tihedusprofiilid logaritmilisel skaalal ajahetkedel $t = 0$ Ga ja $t = 4$ Ga. Vertikaalteljele on märgitud halo tihedus ning horisontaalteljel on kaugus halo tsentrist NFW profiili skaleeriva raadiuse suhtes.

NFW ja Hernquisti profiilidega loodud staatiliste algtingimustega kahe komponendilise tumeaine halod käitusid simulatsioonis väga sarnaselt. Hariliku tumeaine tihedus ajahetkel $t = 4$ Ga on tunduvalt suurem halo tsentris kui seda oli simulatsiooni alghetkel, mis näitab, et osa harilikust tumeainest on kollapseerunud halo tsesse. Tasakaalulist olekut pole selleks hetkeks veel tekkinud, seepärast arvan, et tõenäoliselt kollapseerub tumeaine veel edasi. Tumeplasma tihedus halo sisemistes piirkondades on sarnane halo tihedusega simulatsiooni alghetkel. Hariliku tumeaine ning tumeplasma tiheduse kiire, kuid ühtlane vähenemine halo raadiuse kasvamisega ajahetkel 4 Ga illustreerib osakeste tugevat hajumist.

3.3.2 Isotroopsed algtingimused

Isotroopsete algtingimuste puhul tiirlevad osakesed juhusliku suunaga stabiilsetel orbiitidel ümber halo tsentri. Osakeste kiiruse mooduli arvutan kasutades gravitatsiooniseadust.

Kiirused

Stabiilsel tiirlemisorbiidil on osakese kiirusmoodul määratud gravitatsioonijõuga, mida tekitavad temast halo seespool asuvad osakesed. Juhul kui osake tiirleb ringorbiidil mõjub talle tsentripetaaljõud

$$\mathbf{F}_{net} = m\mathbf{a} = -\frac{mv^2}{r^2}\mathbf{r} \quad (3.10)$$

Tsentripetaaljõud on tingitud gravitatsioonijõust, mis tõmbab osakest halo massikeskme suunas. Tsentripetaaljõust saab kergelt tuletada osakese kiirusmooduli

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}, \quad (3.11)$$

kus M on vaadeldava osakese orbiidiga määratud kera pindala sisse jääva halo mass.

Orbiit

Osake saab tiirelda stabiilselt orbiidil, kui tema kiirusvektor on alati risti osakese kohavektoriga. Eelnev tingimus on täidetud kui orbiidil tiirleva osakese kohavektori $\mathbf{r} = (x, y, z)$ ja kiirusvektori $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ skalaarkorrutis on null.

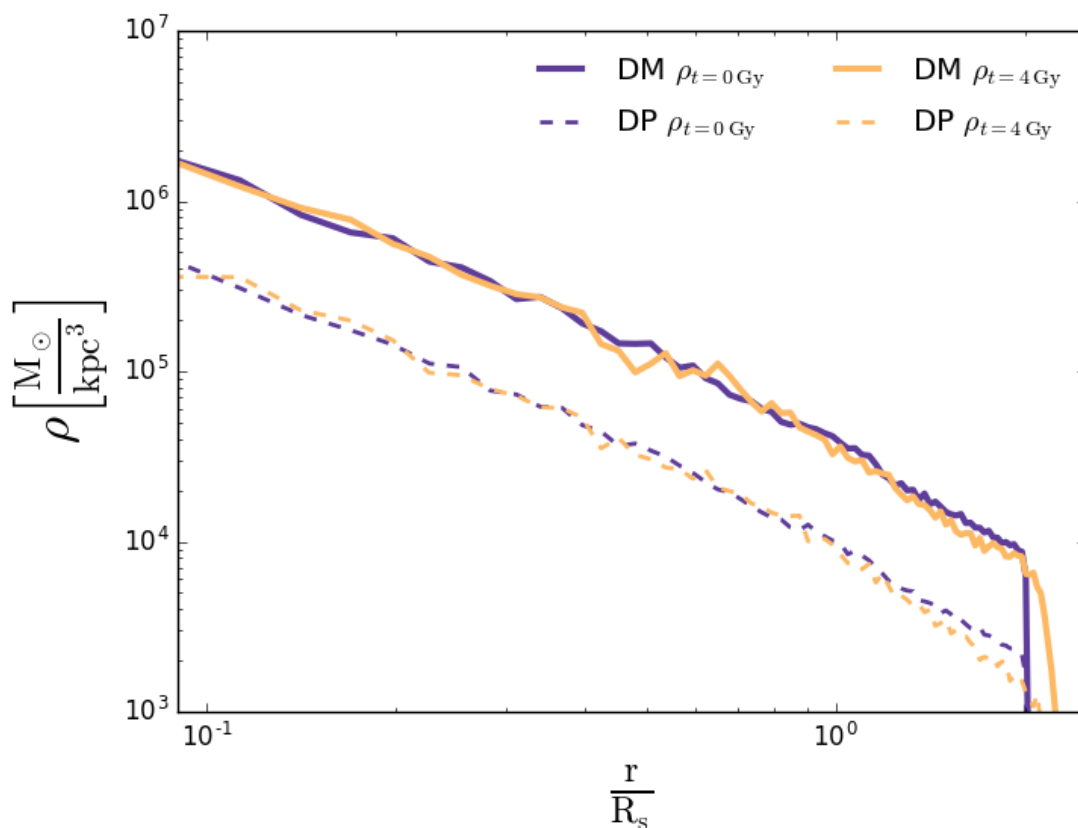
$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{v} = xv_x + yv_y + zv_z = 0 \quad (3.12)$$

Halode genereerimise koodid valivad iga osakese jaoks eraldi välja ühe kiiruse komponendi (v_x või v_y või v_z), mis arvutatakse välja nõnda, et seos (3.12) kehtiks. Teiste kiirusvektori komponentide väärtused on kood eelnevalt valinud vahemikust $[-1, 1)$. Seejärel kiirusvektor normaliseeritakse ja korrutatakse ta mooduliga (3.11).

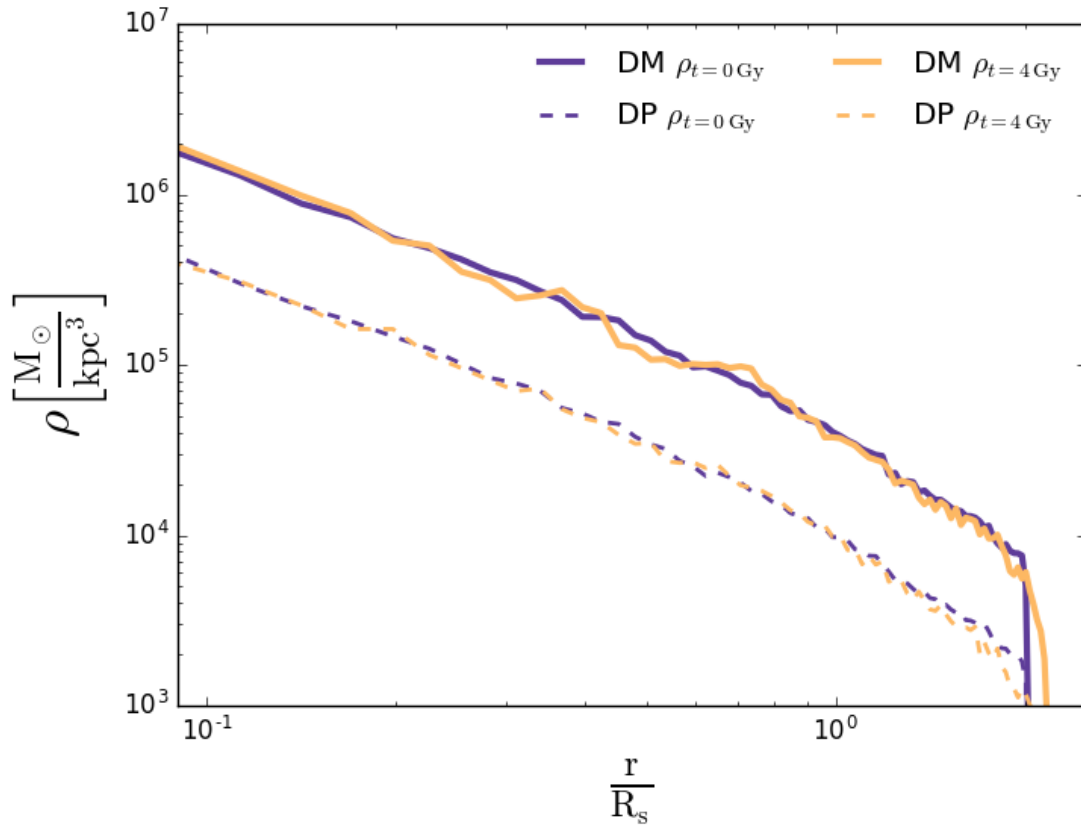
Simulatsioon

Simulatsiooni tulemused kahel erineval ajahetkel on toodud joonistel 3.4 ja 3.5. Isotroopsete algtingimuste puhul püsis halo stabiilselt ligikaudu 3 Ga. Seejärel hakkas nii NFW kui

ka Hernquisti profiiliga halodest üksikud tumeplasma osakesed väljuma. Halo kuju jäi mõlema profiili puhul kogu simulatsiooni vältel sfääriliseks.



Joonis 3.4: NFW profiiliga isotroopsete algtingimustega loodud hariliku tumeaine ja tumeplasma halode tihedusprofiilid logaritmilisel skaalal ajahetkedel $t = 0$ Ga ja $t = 4$ Ga. Vertikaalteljele on märgitud halo tihedus ning horisontaalteljel on kaugus halo tsentrist NFW profiili skaleeriva raadiuse suhtes.



Joonis 3.5: Hernquisti profiiliga isotroopsete algtingimustega loodud hariliku tumeaine ja tumeplasma halode tihedusprofiilid logaritmilisel skaalal ajahetkedel $t = 0$ Ga ja $t = 4$ Ga. Vertikaalteljele on märgitud halo tihedus ning horisontaalteljel on kaugus halo tsentrist NFW profiili skaleeriva raadiuse suhtes.

Jooniste 3.5 ning 3.4 järgi jäid mõlemad tihedusprofiilid simulatsioonis üldjuhul muutumatuks. Nii NFW kui ka Hernquisti profiiliga loodud halod kaotasid simulatsiooni käigus osakesi, kuid tihedusprofiilile see märkimisväärselt ei mõjuta.

3.3.3 Pöörlev halo

Pöörleva halo puhul arvutan gravitatsiooniseadusest lähtudes igale osakesele kiiruse absoluutväärtuse ning panen nad tiirlema ümber fikseeritud z -telje.

Orbiit

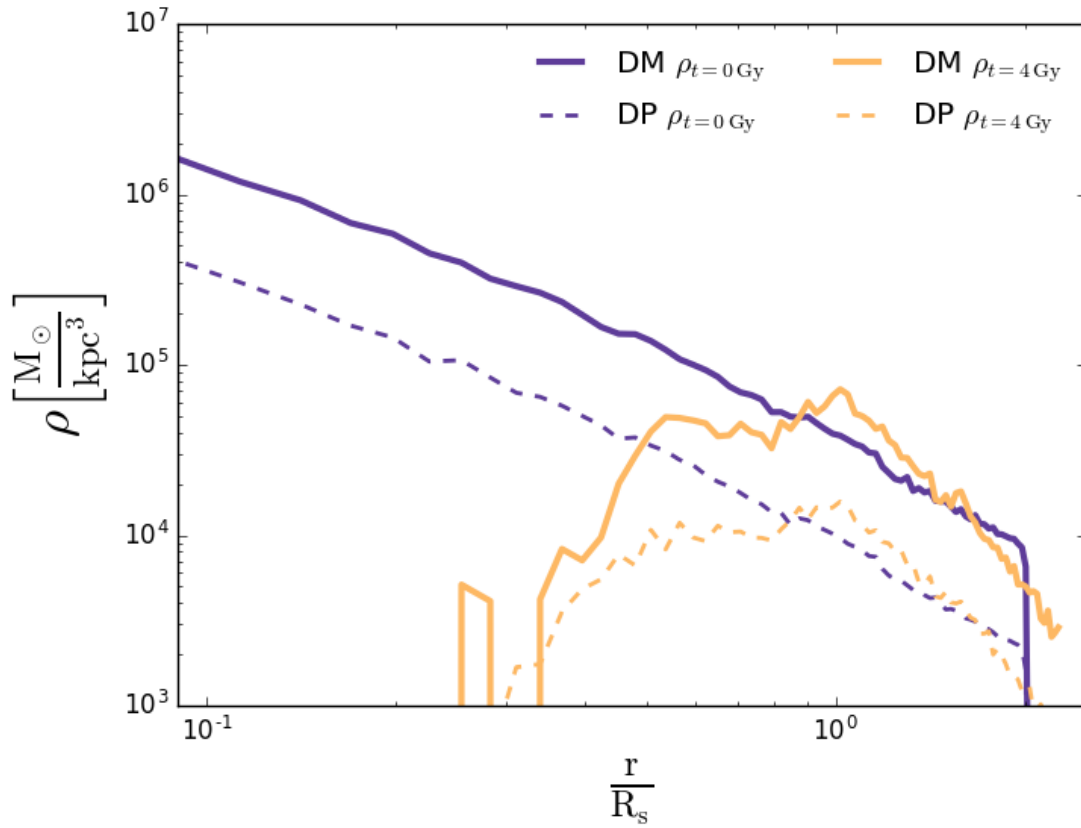
Pöörleva halo puhul tiirlevad kõik osakesed ümber z -telje. Seega osakeste kiiruste z komponent peab olema null. Valem (3.12) modifitseerus:

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{v} = xv_x + yv_z = 0 \quad (3.13)$$

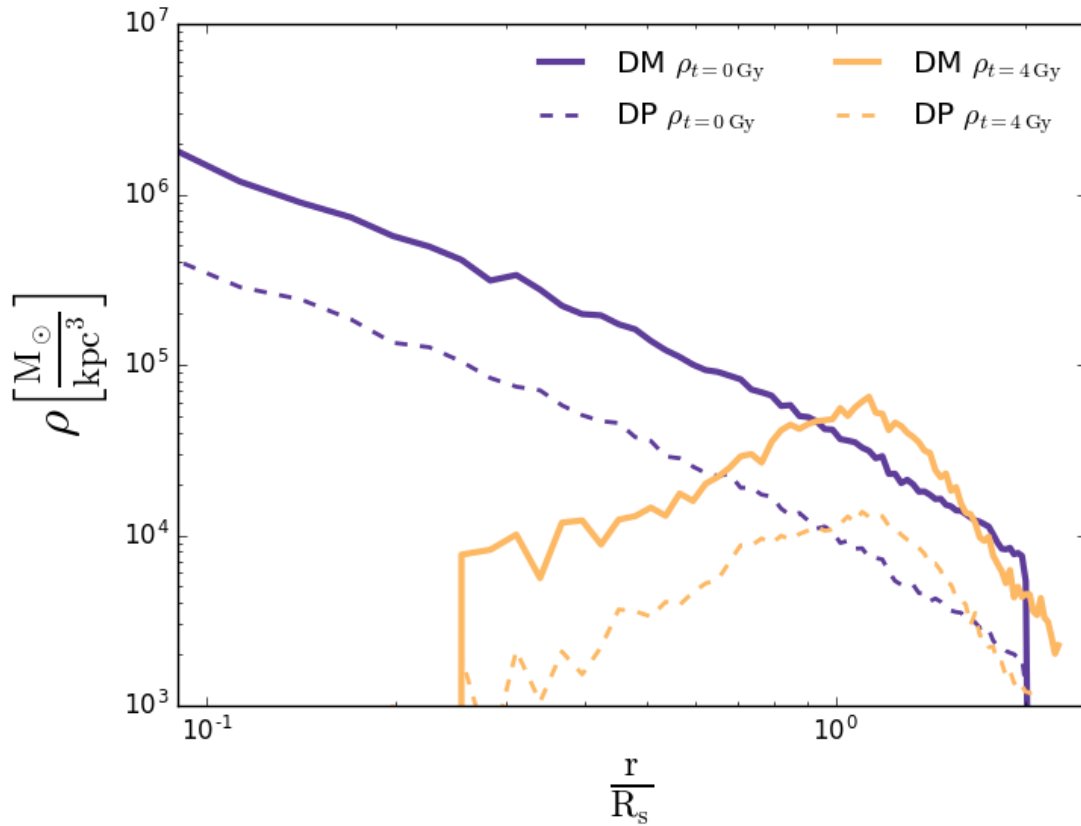
Et osakesed tiirleksid ümber z -telje sama pidi, pidin tooma sisse täiendava tingimuse. Vaatasin osakeste paiknemist nurga θ all xy -tasandil. Kui θ oli vahemikus $(0, \pi)$, siis võtsin, et kiiruse x -komponendi v_x väärtus on -1 , vastaseljuhul on ta väärtus 1 . Edasi avaldasin v_y võrrandi (3.13) kaudu, normaliseerisin kiirusvektori ning korrutasin ta mooduliga (3.11).

Simulatsioon

Simulatsiooni tulemused kahel erineval ajahetkel on toodud joonistel 3.6 ja 3.7. Pöörleva halo puhul tekib simulatsiooni käigus halo keskmesse tühimik ning halo on justkui õõnes silinder. Halo väline raadius ei muutu märgatavalt 1.8 Ga jooksul. Seejärel hakkavad kõigepealt kaugenema halo tsentrist tumeplasma osakesed, neile järgnevad varsti hariliku tumeaine osakesed. Neljanda gigaaasta juures hakkab varasem silinder kollapseeruma kolmeks massitsentriks.



Joonis 3.6: NFW profiiliga loodud pöörleva hariliku tumeaine ja tumeplasma halo tihedusprofiilid logaritmilisel skaalal ajahetkedel $t = 0$ Ga ja $t = 4$ Ga. Vertikaalteljele on märgitud halo tihedus ning horisontaalteljel on kaugus halo tsentrist NFW profiili skaleeriva raadiuse suhtes.



Joonis 3.7: Hernquisti profiiliga loodud pöörleva tumeaine ja tumeplasma halo tihedusprofiilid logaritmilisel skaalal ajahetkedel $t = 0$ Ga ja $t = 4$ Ga. Vertikaalteljele on märgitud halo tihedus ning horisontaalteljel on kaugus halo tsentrist NFW profiili skaleeriva raadiuse suhtes.

NFW ja Hernquisti profiilidega loodud pöörlevad kahe komponendilised tumeaine halod käituvad simulatsioonis sarnaselt. Ajahetkeks $t = 4$ Ga on mõlema profiili puhul nii harilik tumeaine kui ka tumeplasma küllaltki ühtlaselt moodustanud massikontsentratsiooni skaleeriva raadiuse R_s ümbruses. Joonistelt 3.6 ja 3.7 nähtub, et harilik tumeaine ja tumeplasma käituvad pöörleva halo puhul küllaltki sarnaselt.

Kokkuvõte

Kahekomponendiline tumeaine on värske hüpoteetiline mudel, mis koosneb WIMPi sarnasest gravitatsiooniliselt interakteeruvast harilikust tumeainest ning tumeplasmast, millel lisaks gravitatsioonile mõjub ka eneseinteraktsioon. Selleks, et uurida tumeaine ning tumeplasma struktuure, tuleb läbi viia arvutisimulatsioone.

Käesoleva bakalaureusetöö eesmärgiks oli uurida kahe komponendilise tumeaine halo stabiilsust NFW ning Hernquisti tihedusprofiilidega erinevate algtingimuste korral. Et mõlemad profiilid kirjeldaksid sama halo, tuli avaldada Hernquisti vabad parameetrid NFW profiili parameetrite kaudu ning kirjutada vajalik tarkvara halode genereerimiseks ja tulemuste interpreteerimiseks. Vaatluse all olevate tumeaine halode massid olid kõik $1.5 \cdot 10^{15}$ Päikese massi, raadiused 2300 kiloparsekit ning halode kontsentratsioon oli 2.

Erinevate algtingimuste saamiseks kasutasin kolme erinevat dünaamilist konfiguratsiooni. Vaatasin olukorda, kus osakestel kiirused puudusid (staatiliselt algtingimused), seejärel juhtu, kus osakesed tiirlesid ümber halo isotroopsetel orbiitidel (isotroopsed algtingimused) ja viimasena käsitlesin olukorda, kus osakesed pöörlesid ümber fikseeritud telje (pöörlev halo) .

Simulatsioonid viisin läbi GADGET-2 koodiga, mis arvutab gravitatsioonilisi jõudusi hierarhilise puu algoritmiga, millele saab lisada peale osakeste võre kaugemate jõudude leidmiseks. Vooliste kirjeldamiseks kasutab ta silutud osakeste hüdrodünaamikat (*smoothed particle hydrodynamics - SPH*).

Simulatsioonide tulemusel selgus, et isotroopsete algtingimuste korral jäid nii NFW kui ka Hernquisti tihedusprofiilid efektiivselt muutumatuks. Stabiilsete algtingimuste korral tekkis mõlema profiiliga simulatsiooni käigus tumeaine ja tumeplasma kollapseeerumine halo tsentrisse. Pöörleva halo puhul tekkis seest õõnes silinder, mis hiljem kukkus kokku kolmeks erinevaks massitsentriks.

Käesoleva bakalaureusetöö tulemused ning töökäigus saadud teadmised ja oskused võimaldavad mul hakata edasi uurima kahekomponendilise tumeaine käitumist pörkuvates

süsteemides, mis on kosmoloogias hetkel väga aktuaalne teema (Massey et al., 2015; Robertson et al., 2016; Sepp et al., 2016).

Tänuavaldused

Soovin tänada oma lõputöö juhendajat Tiit Seppa nõu ja abi eest, mida ta mulle lõputöö kirjutamise ajal pakkus. Samuti tänan kõiki teisi tuttavaid ja sõpru, kes aitasid kaasa mu lõputöö valmimisele.

Grete-Liijane Küppas

Kirjandus

- Baudis, L. (2015). Dark matter searches. *Annalen der Physik*.
- Berkeley Cosmology Group, U. (2007). Searches for dark matter. [Online].
- Berkeley Cosmology Group, U. (2007). Ingredients of the universe. [Online].
- Bond, J. R., Efstathiou, G., ja Silk, J. (1980). Massive neutrinos and the large-scale structure of the universe. *Phys. Rev. Lett.*, 45:1980–1984.
- Dierickx, M., P.Š. (2013). N-body building.
- Frenk, C.Š. ja White, S. D. M. (2012). Dark matter and cosmic structure. *Annalen der Physik*, 524:507–534.
- Griest, K. (2002). Wimps and machos.
- Heikinheimo, M., Raidal, M., Spethmann, C., ja Veermäe, H. (2015). Dark matter self-interactions via collisionless shocks in cluster mergers. *Physics Letters B*, 749:236 – 241.
- Hernquist, L. (1990). An analytical model for spherical galaxies and bulges.
- Jee, M. J., Hoekstra, H., Mahdavi, A., ja Babul, A. (2014). Hubble Space Telescope/Advanced Camera for Surveys Confirmation of the Dark Substructure in A520.
- Lokas, E. L. ja Mamon, G. A. (2008). Properties of spherical galaxies and clusters with an nfw density profile. *Monthly Notices of the ROYAL ASTRONOMICAL SOCIETY*.
- Mandelbaum, R., Hirata, C. M., Ishak, M., Seljak, U., ja Brinkmann, J. (2006). Detection of large-scale intrinsic ellipticity-density correlation from the Sloan Digital Sky Survey and implications for weak lensing surveys.
- Mandelbaum, R., Seljak, U., ja Hirata, C. M. (2008).

- Markevitch, M., Gonzalez, A. H., Clowe, D., Vikhlinin, A., Forman, W., Jones, C., Murray, S., ja Tucker, W. (2004). Direct Constraints on the Dark Matter Self-Interaction Cross Section from the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56.
- Massey, R. ja Kitching, T. (2010). The dark matter of gravitational lensing. *Reports on Progress in Physics*.
- Massey, R., Williams, L., Smit, R., Swinbank, M., Kitching, T. D., Harvey, D., Jauzac, M., Israel, H., Clowe, D., Edge, A., Hilton, M., Jullo, E., Leonard, A., Liesenborgs, J., Merten, J., Mohammed, I., Nagai, D., Richard, J., Robertson, A., Saha, P., Santana, R., Stott, J., ja Tittley, E. (2015). The behaviour of dark matter associated with four bright cluster galaxies in the 10 kpc core of Abell 3827.
- Moriyama, S. (2000). Direct detection of dark matter.
- Mukhopadhyay, U., Ray, S., ja Choudhury, S. B. D. (2008). Λ -CDM Universe: a Phenomenological Approach with Many Possibilities. *International Journal of Modern Physics D*, 17:301–309.
- NASA (2014). Universe 101. [Online].
- Navarro, J. F., Frenk, C.Š., ja White, S. D. M. (1996). The Structure of Cold Dark Matter Halos.
- Planck Collaboration (2015). Planck.
- Preskill, J., Wise, M. B., ja Wilczek, F. (1983). Cosmology of the invisible axion. *Physics Letters B*, 120:127–132.
- Robertson, A., Massey, R., ja Eke, V. (2016). What does the Bullet Cluster tell us about Self-Interacting Dark Matter? *ArXiv e-prints*.
- Rubin, V. C. ja Ford, Jr., W. K. (1970). Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions.
- Schneider, P. (2015). *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*.
- Scott, D. (2005). The Standard Cosmological Model. *ArXiv e-prints*.
- Sepp, T., Deshev, B., Heikinheimo, M., Hektor, A., Raidal, M., Spethmann, C., Tempel, E., ja Veermäe, H. (2016). Simulations of Galaxy Cluster Collisions with a Dark Plasma Component. arXiv:1603.07324v1.
- Spivey, S. C., Musielak, Z. E., ja Fry, J. L. (2013). Astronomical constraints on quantum theories of cold dark matter - I. Einasto density profile for galactic haloes.

Springel, V. (2005). The cosmological simulation code GADGET-2.

Springel, V. ja Farrar, G. R. (2007). The speed of the ‘bullet’ in the merging galaxy cluster 1E0657-56.

Zwicky, F. (1933). Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6:110–127.

Zwicky, F. (1937). On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae.

Lisa A

Pythoni kood halode genereerimiseks

```
1 from math import *
2 from random import*
3
4 import matplotlib.pyplot as plt
5 from matplotlib import mlab
6 from matplotlib import rcParams
7 from matplotlib.font_manager import FontProperties
8 import numpy as np
9 rcParams.update({'figure.autolayout': True})
10 from mpl_toolkits.mplot3d import Axes3D
11
12 #CONSTANTS
13 #particle's mass
14 m_p = 10**11
15 #gravitational constant
16 G = 4.302*10**(-6)
17
18 #density function, Navarro-Frenk-White profile
19 def NFWDensity(r, Np_dens_0, R_s):
20     #particles in a given volume
21     return Np_dens_0/((r/R_s)*(1+(r/R_s))**2)
22
23 #density function, Hernquist profile
24 def hernquistDensity(r, M, a, m_p):
25     return M/(2*pi*m_p)*(a/r)*(1/(r+a)**3)
26
27 def numberOfParticles(r, dr, Np_dens_0, R_s):
28     dV = 4/3*pi*(r**3-(r-dr)**3)
29     #number of particles
30     return dV*NFWDensity(r, Np_dens_0, R_s)
```

```

31
32 def vectorLength(x,y,z):
33     return sqrt(x**2+y**2+z**2)
34
35 def perpendicularVelocity(x,y,z):
36     array = [x,y,z]
37     arrayForIndex= [x,y,z]
38
39     c = choice(array)
40     array.index(c)
41     array.remove(c)
42
43     a = array[0]
44     b = array[1]
45     c[1] = float(-a[0]*a[1]-b[0]*b[1])/c[0]
46
47     velocities = []
48     velocities.insert(arrayForIndex.index(a),a[1])
49     velocities.insert(arrayForIndex.index(b),b[1])
50     velocities.insert(arrayForIndex.index(c),c[1])
51
52     return velocities
53
54 class Halo:
55     def __init__(self ,file ,x,y,z ,
56                 Mass ,c ,R_vir ,n ,x_velocity ,index ,
57                 relativeVelocity ,NFW,Hernquist):
58
59         self.index = index
60
61         # halo coordinates
62         self.x = x
63         self.y = y
64         self.z = z
65
66         # halo parameters
67         self.M = Mass
68         self.R_vir = R_vir
69         self.c = c
70         self.n = n
71
72         # arrays for plotting and writing binary file
73         self.numberOfParticlesArray = []
74         self.MassArray = []
75

```

```

76     self.X, self.Y, self.Z = [], [], []
77     self.VX, self.VY, self.VZ = [], [], []
78
79     self.r = []
80     self.r_p = []
81
82     #PARAMETERS
83     #scale radius
84     self.R_s = R_vir/c
85
86     if NFW:
87         self.dens_0 = self.M/(4*pi*self.R_s**3*
88             (log((self.R_s+R_vir)/self.R_s)-R_vir/(self.R_s+R_vir)))
89         # concentration of particles in dens_0
90         self.Np_dens_0 = self.dens_0/m_p
91
92     if Hernquist:
93
94         #half-mass radius
95         self.R_h = (0.6082-0.1843*log(c,10)-0.1011*(log(c,10)**2+
96             0.03918*log(c,10)**3)*R_vir #R_vir/c
97         # characteristic length scale
98         self.a = R_vir/(sqrt(c**2/(2*(log(1+c)-c/(1+c))))-1)
99         self.M = Mass*((R_vir+self.a)**2)/R_vir**2
100
101     dr = R_vir/n
102     r = dr
103
104     while r <= R_vir:
105
106         #volume corresponding to radius interval
107         dV = 4/3*pi*(r**3-(r-dr)**3)
108
109         self.r.append(r/self.R_s)
110
111         if NFW:
112
113             self.numberOfParticlesArray.append(
114                 NFWDensity(r, self.Np_dens_0, self.R_s)*m_p)
115             self.MassArray.append(4*pi*self.dens_0*self.R_s**3*
116                 (log((self.R_s+r)/self.R_s)-r/(self.R_s+r)))
117             N = dV*NFWDensity(r, self.Np_dens_0, self.R_s)
118
119         if Hernquist:

```

```

121         self.numberOfParticlesArray.append(hernquistDensity(
122             r, self.M, self.a, m_p)*m_p)
123         self.MassArray.append(self.M*r**2/(r+self.a)**2)
124         N = dV*hernquistDensity(r, self.M, self.a, m_p)
125
126     for i in range(round(N)):
127
128         # generating coordinates for a particle's position vector
129         theta = 2*pi*random()
130         phi = acos(uniform(-1,1))
131         r_p = uniform(r-dr, r)
132
133         # particle's position vector in cartesian coordinate system
134         x_p = x+r_p*cos(theta)*sin(phi)
135         y_p = y+r_p*sin(theta)*sin(phi)
136         z_p = z+r_p*cos(phi)
137
138         #Append data to write binary
139         self.X.append(x_p)
140         self.Y.append(y_p)
141         self.Z.append(z_p)
142
143         # generating coordinates for a velocity vector
144         v_x = uniform(-1,1)
145         v_y = uniform(-1,1)
146         v_z = uniform(-1,1)
147
148         velocities = perpendicularVelocity(
149             [x_p, v_x], [y_p, v_y], [z_p, v_z])
150         v_x = velocities[0]
151         v_y = velocities[1]
152         v_z = velocities[2]
153
154         if NFW:
155             M_r = 4*pi*self.dens_0*self.R_s**3*
156                 (log((self.R_s+r_p)/self.R_s)-r_p/(self.R_s+r_p))
157         else:
158             M_r = self.M*r_p**2/(r_p+self.a)**2
159
160         # velocity module
161         v = sqrt(M_r*G/r_p)/
162             vectorLength(v_x, v_y, v_z)*relativeVelocity
163
164         #velocity vector
165         v_x = 0 #v_x*v

```

```

166         v_y = 0#v_y*v
167         v_z = 0#v_z*v
168
169         self.VX.append(v_x+x_velocity)
170         self.VY.append(v_y)
171         self.VZ.append(v_z)
172
173         self.index+=1
174
175         file.write("%6i"%(self.index)+"%14.2f"%x_p+"%14.2f"%
176                   y_p+"%14.2f"%z_p+"%14.2f"% (v_x+x_velocity)
177                   +"%14.2f"%v_y+"%14.2f"%v_z+"\n")
178
179         r+=dr
180
181
182     def writeDensity(file, halo):
183         for i in range(len(halo.r)):
184             file.write(str(halo.r[i])+ ' '+
185                       str(halo.numberOfParticlesArray[i])+ ' '+
186                       str(halo.MassArray[i])+ '\n')
187
188     # Generating halos
189     file = open('coordinates.txt', 'w')
190     fileData = open('data.txt', 'w')
191
192     NFW = False
193     Hernquist = True
194
195     if NFW:
196         fileDensityDM = open('nfwDensityDM.txt', 'w')
197         fileDensityDP = open('nfwDensityDP.txt', 'w')
198     else:
199         fileDensityDM = open('hernquistDensity.txt', 'w')
200         fileDensityDP = open('hernquistDensityDP.txt', 'w')
201
202     #(self, file, x, y, z, Mass, c, R_vir, n, x_velocity,
203     #index, relativeVelocity, NFW, Hernquist)
204
205     h1 = Halo(file, 0, 0, 0, 1.5*10**15, 2, 2300, 2300, 0, 0, 1, NFW, Hernquist)
206     print(h1.index)
207     h2 = Halo(file, 0, 0, 0, 1.5*10**15, 2, 2300, 2300, 0, h1.index, 1, NFW, Hernquist)
208     print(h1.index, h2.index)
209
210     writeDensity(fileDensityDM, h1)

```

```

211 writeDensity(fileDensityDP ,h1)
212
213 #write halo's characteristics into data file
214 Halos = [h2,h1]
215
216 for halo in Halos:
217     fileData.write('NumberOfParticles'+ ' '+str(halo.index)+'\n')
218     fileData.write('R_s'+ ' '+str(halo.R_s)+'\n')
219     fileData.write('R_vir'+ ' '+str(halo.R_vir)+'\n')
220     fileData.write('n'+ ' '+str(halo.n)+'\n')
221     fileData.write('c'+ ' '+str(halo.c)+'\n')
222     fileData.write('Mass'+ ' '+str(halo.M)+'\n')
223     fileData.write('ArrayOfParticles'+ ' '+ " ".join([str(n)
224                 for n in halo.numberOfParticlesArray]))+'\n')
225
226 fileDensityDM.close()
227 fileDensityDP.close()
228 file.close()
229 fileData.close()
230 X,Y,Z,VX,VY,VZ = [],[],[],[],[],[]
231 for halo in Halos:
232     X +=halo.X
233     Y +=halo.Y
234     Z +=halo.Z
235     VX +=halo.VX
236     VY +=halo.VY
237     VZ +=halo.VZ

```

Lihtlitsents lõputöö reprodutseerimiseks ja lõputöö üldsusele kättesaadavaks tegemiseks

Mina, Grete-Lilijane Küppas,

1. annan Tartu Ülikoolile tasuta loa (lihtlitsentsi) enda loodud teose

**NFW ja Hernquisti profiiliga kahe komponendilise tumeaine halo
stabiilsusest,**

mille juhendaja on Tiit Sepp, MSc,

- (a) reprodutseerimiseks säilitamise ja üldsusele kättesaadavaks tegemise eesmärgil, sealhulgas digitaalarhiivi DSpace-is lisamise eesmärgil kuni autoriõiguse kehtivuse tähtaja lõppemiseni;
 - (b) üldsusele kättesaadavaks tegemiseks Tartu Ülikooli veebikeskkonna kaudu, sealhulgas digitaalarhiivi DSpace'i kaudu kuni autoriõiguse kehtivuse tähtaja lõppemiseni.
2. olen teadlik, et punktis 1 nimetatud õigused jäävad alles ka autorile.
 3. kinnitan, et lihtlitsentsi andmisega ei rikuta teiste isikute intellektuaalomandi ega isikuandmete kaitse seadusest tulenevaid õigusi.

Tartu, 27. mai 2016. a.