

ГАЛО ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЯХ ПРИ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЯХ $0 \leq z \leq 9$

© 2023 г. М. Демянский^{1,2,*}, А. Дорошкевич^{3,4}, Т. Ларченкова³, С. Пилипенко³

¹*Institute of Theoretical Physics, University of Warsaw, Warsaw, Poland*

²*Department of Astronomy, Williams College, Williamstown, USA*

³*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

⁴*Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия*

*E-mail: spilipenko@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 24.07.2023 г.

После доработки 02.10.2023 г.

Принята к публикации 23.10.2023 г.

Для численной модели в диапазоне красных смещений $0 \leq z \leq 9$ рассмотрены свойства и эволюция гало темной материи (ТМ) с помощью предложенного ранее метода компактного анализа, позволяющего разделять влияние случайных и регулярных факторов на основные характеристики гало ТМ. В исследуемом диапазоне красных смещений при последовательном иерархическом сгущении маломассивных гало ТМ в центральный массивный объект наблюдается монотонная эволюция средних значений их базисных параметров — круговой скорости v_c , параметра $w_c = v_c/r$, а также массы. В диапазоне $3 \leq z \leq 9$ параметры эволюционируют медленно, а в диапазоне $0 \leq z \leq 3$ — быстро. Эволюция гало ТМ, образованных до реионизации, сводится к медленному изменению их средних характеристик и свойств периферии гало. Подчеркнута важная роль рано образованных массивных структурных элементов.

Ключевые слова: космология, гало темной материи

DOI: 10.31857/S0004629923120022, **EDN:** DBAWEM

1. ВВЕДЕНИЕ

Результаты наблюдений реликтового излучения космическими обсерваториями WMAP [1] и Planck [2, 3] и анализ барионных акустических осцилляций [4, 5] позволили получить оценки основных параметров Вселенной (4), изучить свойства и эволюцию возмущений плотности и скорости темной материи (ТМ) и барионов на больших красных смещениях, а также сформулировать стандартную космологическую модель (СКМ). Эта модель успешно описывает многие свойства наблюдаемых галактик и элементов крупномасштабной структуры в терминах спектра мощности возмущений. Основные результаты СКМ можно найти, например, в обзорах [6–19]. Отдельные задачи нелинейной эволюции структуры и гало ТМ обсуждались в работах [20–29].

Процесс образования гало ТМ часто связывают с эволюцией возмущений в окрестности пиков плотности [20, 30–35], используя при этом сферическое описание гало ТМ [6, 21, 22, 25, 26, 36–38]. В этом случае эволюция гало ТМ характеризуется зависимостью вириального радиуса R_{vir}

(или концентрации¹ c_{vir}) от красного смещения z . Важно отметить, что в численных моделях вириальный радиус гало ТМ определяется с использованием априорных критериев. Это также влияет на определение концентрации, которая крайне чувствительна к выбору R_{vir} , и на определение вириальной массы гало ТМ. Тем не менее, на интервале $0 \leq z \leq 9$ такое описание позволяет получить наглядное представление о последовательной трансформации протогало в “галактики” и “скопления галактик”.

Напротив, согласно нелинейной теории Зельдовича [23, 27, 28] развитие возмущений скорости приводит к образованию структурных элементов — 1D филаментов и 2D “блинов”. Эти элементы неустойчивы [24] и распадаются на маломассивные гало ТМ. В этой модели иерархическое сгущение маломассивных гало ТМ, приводящее к образованию галактик, происходит внутри анизотропии.

¹ Параметр концентрации определяется как $c_{\text{vir}} = R_{\text{vir}}/r_0$, где r_0 — характерный радиус в профиле плотности NFW, см. (7) ниже.

тропного массивного гало ТМ. В пользу такой точки зрения свидетельствует наблюдаемое анизотропное пространственное расположение в виде “блина” маломассивных галактик Местной группы [8, 15, 39] и групп, окружающих галактики Андромеда и Центавр [16, 40]. Кроме того, результаты анализа численных моделей [37, 41, 42] подтверждают, что массивные гало хорошо описываются трехосным эллипсоидом с соответствующей ориентацией скоростей и разной степенью релаксации по главным осям. При этом корректные оценки вращения гало ТМ могут быть получены только в рамках корректного описания структуры трехмерного анизотропного гало [43–45].

Согласно СКМ образование гало ТМ из случайных начальных возмущений происходит по законам ньютоновской механики и гравитации, что позволяет с высокой точностью воспроизводить этот сложный процесс в численных моделях [36–38, 41, 42, 46–53]. При этом анализ представительных численных моделей, включающих сотни тысяч и миллионы гало ТМ, представляет собой отдельную задачу и требует использования адекватных статистических подходов, сочетающих как хорошую наглядность, так и достаточную надежность, что трудно совместимо [8, 12].

Как было показано в работе [54], свойства больших выборок гало ТМ, полученных в численной модели, могут быть описаны с помощью двух независимых случайных функций. В качестве базисных характеристик гало ТМ удобно выбрать круговую скорость $v_{\max}$ в точке ее максимума $r_{\max}$ и отношение $w_{\max} = v_{\max}/r_{\max}$. В этом случае масса гало ТМ $M_{v_{\max}}$, заключенная внутри $r_{\max}$, и его концентрация зависят от обеих случайных (базисных) функций, что приводит к увеличению их дисперсии и усложняет описание. Отметим, что используемый метод анализа имеет минимум свободных параметров и позволяет разделить влияние случайных и регулярных факторов на свойства гало. Однако результаты анализа очевидно зависят от рассматриваемой популяции гало ТМ и характеризуют ее свойства и репрезентативность.

Важным моментом при сравнении свойств гало ТМ, полученных в численных моделях, с наблюдаемыми свойствами галактик и скоплений, является наличие в последних барионов. Как известно [2, 3, 55], средняя плотность барионного компонента в ~ 6 раз меньше средней плотности ТМ, а галактики (наблюдаемые звезды и газ) содержат только около 20% барионов Вселенной в виде наблюдаемых звезд и газа [55]. Эти оценки подтверждаются наблюдения-

ми концентрации барионов в межгалактическом пространстве [56–58],

$$f_{\text{IGM}} \simeq 0.8(1 \pm 0.1). \quad (1)$$

Это значит, что влияние галактик и связанных с ними гало ТМ на эволюцию структуры Вселенной невелико. Численные модели [59] увеличивают концентрацию барионов в межгалактической среде до

$$f_{\text{IGM}} \simeq 0.93(1 \pm 0.08)\%. \quad (2)$$

Также нельзя не отметить острый недостаток наблюдений, выполненных специально для решения обсуждаемых проблем. Лишь недавние наблюдения [60–64] указывают на возможное образование галактик с массой звезд $M_{\text{star}} \sim (10^{10} - 10^{11})M_{\odot}$ при красных смещениях $z \geq 9$, что предполагает образование при тех же красных смещениях релаксировавших ТМ гало с массами в 5–10 раз большими. Наблюдения JWST [65, 66] оценивают концентрацию барионов при $z \simeq 10$ в галактиках с массой звезд $M_{*} \geq 10^{10} M_{\odot}$ как

$$\rho_{*} \sim 10^6 M_{\odot}/\text{Мпк}^3, \quad (3)$$

что в ~ 10 раз меньше (2). Это приводит к сложным оценкам репрезентативности наблюдений и ряду известных разногласий между свойствами наблюдаемых и моделируемых гало [8, 65].

Образования таких галактик требуют специальных моделей, но даже поиск репрезентативной популяции соответствующих гало ТМ требует численной модели, сочетающей достаточно большой размер модели при хорошем разрешении и адекватном выделении гало ТМ. Необходимы также анализ внутреннего строения релаксировавших гало ТМ и анализ эволюции выделенных гало вплоть до красных смещений $z = 0$.

В этой статье анализируются на разных красных смещениях свойства представительных выборок гало ТМ. Использован предложенный в работе [54] подход, позволяющий получить компактное статистическое описание больших выборок и совместить хорошую наглядность описания с приемлемой надежностью. В разделе 2 статьи представлено краткое описание используемого подхода и модели гало ТМ. В разделе 3 рассмотрены свойства шести выборок гало ТМ, четыре из которых получены в численной модели при красных смещениях $z = 9, 6, 3, 0$, и две выборки из независимой численной модели при $z = 0$. В разделе 4 представлены свойства гало ТМ, образованные при $z \geq 9$ и $z \leq 9$. Все полученные результаты обсуждаются в разделе 5.

1.1. Параметры космологической модели

Дальнейший анализ выполнен в рамках стандартной Λ CDM космологической модели со значениями параметра Хаббла $H(z)$, средней плотностью нерелятивистского вещества (темная материя и барионы) $\langle \rho_m(z) \rangle$, и плотностью барионов, $\langle n_b(z) \rangle$, полученными в работах [1, 2, 5]:

$$H^2(z) = H_0^2 [\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda], \quad (4)$$

$$H_0 = 67.8 \text{ км/с/Мпк},$$

$$\langle \rho_m \rangle = 2.2 \times 10^{-30} (1+z)^3 \Theta_m \text{ г/см}^3 =$$

$$= 37(1+z)^3 \Theta_m M_\odot / \text{кпк}^3,$$

$$\langle n_b \rangle = 1.9 \times 10^{-7} (1+z)^3 \Theta_m \text{ см}^{-3}, \quad \Omega_\Lambda \simeq 0.72,$$

$$\Omega_{DM} \simeq 0.24, \quad \Omega_b \simeq 0.04, \quad \Omega_m = \Omega_{DM} + \Omega_b,$$

$$\Theta_m = \Omega_m / 0.28,$$

где Ω_b , Ω_m , Ω_{DM} и Ω_Λ — безразмерные плотности барионов, нерелятивистского вещества, темных материи и энергии. Возможные расширения СКМ рассмотрены, например, в работах [67–71].

2. МОДЕЛЬ ГАЛО ТМ

Гало ТМ, как полученные в численных моделях [37, 41, 42, 47, 53], так и восстановленные по наблюдениям галактик и скоплений галактик [8, 15, 39, 54, 72], демонстрируют и случайные, и регулярные свойства. Поэтому для эффективного описания таких гало необходимо разделить их характеристики на регулярные и случайные. Как было показано в работе [54], это возможно сделать в рамках простой модели, в которой гало ТМ рассматриваются как сферические стационарные объекты, характеризующиеся двумя базисными функциями — круговой скоростью как функцией радиуса $v_c(r)$ и отношением $w_c(r) = v_c(r)/r$. Эти функции зависят от двух случайных некоррелированных амплитуд v_0 , w_0 и регулярных функций $f_{vc}(x)$, $f_w(x)$, характеризующих внутреннюю структуру гало

$$v_c(r) = v_0 f_{vc}(x), \quad w_c(r) = v_c(r)/r = w_0 f_w(x), \quad (5)$$

$$r = r_0 x.$$

Следует подчеркнуть, что выбор именно этих двух величин: характерной скорости v_0 и характерной плотности w_0 , связан с отсутствием корреляции между ними; в этом смысле они являются базисными. В свою очередь, физические характеристики гало ТМ — масса M , плотность ρ , темпе-

ратура T , энтропия S и др., зависят от базисных функций:

$$M(r) = \frac{v_c^3(r)}{G w_c(r)} = M_0 f_m(x),$$

$$\rho(r) = \frac{3 w_c^2(r)}{4 \pi G} = \rho_0 f_\rho(x), \quad (6)$$

$$T(r) = m_{DM} \frac{v_c^2(r)}{2}, \quad S(r) = \frac{m_{DM}^{2/3} T(r)}{\rho^{2/3}(r)}.$$

Как видно из (6), плотность и температура гало ТМ зависят только от одной базисной функции (ρ от w_c , T от v_c), а масса и энтропия зависят от обеих базисных функций, что обуславливает большее разнообразие их значений и увеличивает дисперсию.

Отметим, что при анализе выборок гало ТМ, полученных в численных моделях, оказывается удобным использовать функцию круговой скорости $v_{\max} = v_c(r_{\max})$ в точке ее максимума $r_{\max}$ и, соответственно, отношение $w_{\max} = v_{\max}/r_{\max}$.

2.1. NFW модель гало ТМ

Для приближенного описания внутренней структуры сферического гало ТМ удобно использовать популярную модель NFW, предложенную в работе [73, 74] для описания профиля плотности гало f_ρ :

$$\rho(r) = \rho_0 f_\rho = \frac{\rho_0}{x(1+x)^2}, \quad (7)$$

$$M = m_0 f_m(x) = m_0 \left[\ln(1+x) - \frac{x}{1+x} \right],$$

и для базисных функций

$$v_c = v_0 f_{vc}(x) = v_0 \sqrt{f_m/x},$$

$$w_c = w_0 f_w(x) = w_0 \sqrt{f_m/x^3}, \quad r = r_0 x = \frac{v_0 x}{w_0}. \quad (8)$$

Для этой модели регулярная функция круговой скорости $f_{vc}(x)$ максимальна при $x \simeq 2.2$ и в этой точке получаем значения:

$$f_{vc}(x_{\max}) \simeq 0.465, \quad f_w(x_{\max}) \simeq 0.21,$$

$$f_m(x_{\max}) \simeq 0.48, \quad f_\rho(x_{\max}) \simeq 0.04. \quad (9)$$

При этом в диапазоне значений радиуса $2 \leq x \leq 8$ значения функции $f_{vc}(x)$ меняются незначительно в отличие от функции $f_w(x)$:

$$\langle f_{vc}(x) \rangle \simeq 0.4(1 \pm 0.2),$$

$$\langle f_w(x) \rangle \simeq 0.07(1 \pm 0.8), \quad 2 \leq x \leq 8. \quad (10)$$

Таблица 1. Средние значения и коэффициенты корреляции параметров гало при $v_c = v_{\max}$ для шести выборок гало ТМ

z	N_{halo}	f_{halo}^b	$\langle M_{v_{\max}}/M_{\odot} \rangle$	$\langle v_{\max} \rangle$, км/с	$\langle w_{\max} \rangle$, км/с/кпк	$\xi(v, M)$	$\xi(w, M)$
B0c	449587	0.10	3.7×10^{11}	140 (1 ± 0.5)	5.1 (1 ± 0.4)	0.82	−0.36
B0g	203961 ^a	0.16 ^c	8.2×10^9	58 (1 ± 0.2)	7.7 (1 ± 0.5)	0.77	−0.43
0	567722	0.29	6.7×10^9	33 (1 ± 0.6)	10 (1 ± 0.8)	0.45	−0.03
3	613327	0.22	2.0×10^{10}	42 (1 ± 0.4)	2.5 (1 ± 0.5)	0.63	−0.09
6	249374	0.057	2.5×10^{10}	49 (1 ± 0.3)	2.5 (1 ± 0.4)	0.69	−0.17
9	45901	0.0066	2.7×10^{10}	55 (1 ± 0.2)	3.4 (1 ± 0.4)	0.6	−0.4

Примечание. ^a – В выборке содержится каждое 15-е гало.

^b – Фракция масс оценивалась как $f_{\text{halo}} = \langle M_{v_{\max}} \rangle N_{\text{halo}} / V_{\text{tot}} \langle \rho_m \rangle$.

^c – Фракция масс была умножена на 15.

Через $\xi(v, M)$ и $\xi(w, M)$ обозначено $\xi(v_{\max}, M_{v_{\max}})$ и $\xi(w_{\max}, M_{v_{\max}})$ соответственно.

Это свойство функции круговой скорости помогает при анализе свойств галактик и скоплений галактик.

Как было отмечено выше, модель NFW хорошо описывает осредненные свойства гало ТМ, но не учитывает ни сложную внутреннюю структуру гало, ни анизотропию его формы и свойств.

3. ОБРАЗОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛО ТМ В ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЯХ

В настоящей статье анализируются свойства гало ТМ для шести выборок, четыре из которых выделены при значениях красного смещения, равных 9, 6, 3 и 0, в численной модели Extremely Small MultiDark Planck (ESMD), вычисленной международным консорциумом в рамках проекта МультиДарк². Модель ESMD выполнена со стандартным спектром мощности, размером куба $64 \text{ (Мпк/}h)^3$ при 4096^3 частиц ТМ. Гало ТМ выделялись условием, принятым в работе [38]. Для каждого гало определялись следующие значения параметров: внешний радиус R_{vir} , масса M_{vir} и круговая скорость $v_{\text{vir}}(R_{\text{vir}})$ на внешнем радиусе, дисперсия скоростей в гало σ_{rms} , а также масса $M_{v_{\max}}$ и радиус $r_{\max}$ в максимуме круговой скорости $v_{\max}(r_{\max})$. Для сравнения также были рассмотрены две выборки гало ТМ B0c и B0g, выделенные при красном смещении $z = 0$ из численной модели BolshoiP [38]. Каталоги гало численных моделей ESMD и BolshoiP находятся в открытом доступе в базе данных CosmoSim³.

² <http://www.multidark.es>

³ <https://www.cosmosim.org>

На основе этих данных в рамках используемой модели (5) можно установить эволюцию параметров и коэффициентов корреляции базисных функций и массы гало ТМ. К сожалению, используемый в численной модели метод выделения гало из возмущенного фона существенно занижает значения вириального радиуса и массы гало ТМ и не воспроизводит (даже приближенно) наблюдаемое условие – $\sim 20\%$ барионов и ТМ в составе галактик [55], что также влияет на базисные функции $v_{\text{vir}}(R_{\text{vir}})$ и $w_{\text{vir}}(R_{\text{vir}})$. При этом на параметрах ядра гало это не отражается. Поэтому в дальнейшем анализируются параметры гало, полученные при $r = r_{\max}$. Отметим, что в рамках модели NFW эти данные позволяют получить представление и о свойствах периферии гало (см. (10)).

3.1. Параметры гало ТМ

Параметры гало ТМ, приведенные в табл. 1 для шести указанных выше выборок, позволяют разделить влияние эволюции гало и процедуры выделения гало. Так, на интервале $z \geq 6$ средние значения $\langle v_{\max} \rangle$, $\langle w_{\max} \rangle$ и $\langle M_{v_{\max}} \rangle$ меняются незначительно, что может свидетельствовать о массовом формировании гало при $z \geq 9$ и медленной эволюции их центральных областей при $z \leq 9$. Напротив, быстрый рост фракции массы f_{halo} , вероятно, обусловлен спецификой метода выделения периферийных областей гало из фона при $z = 9$, которая, как уже было отмечено, занижает массу гало. Косвенным подтверждением этого является неожиданно большой коэффициент корреляции $\xi(M_{v_{\max}}, w_{\max}) = -0.4$, быстро убывающий при $z \leq 9$.

Таблица 2. Средние значения параметров популяции гало ТМ, выделенных в численной модели с использованием условия (11)

Name	f_{halo}	$\langle M_{v_{\text{max}}} \rangle$	$\langle v_{\text{max}} \rangle$	$\langle w_{\text{max}} \rangle$	$\langle \rho_{v_{\text{max}}} \rangle$	$\xi(v, M)$	$\xi(w, M)$
z_{B0g}	0.15	0.8 (1 ± 0.8)	59 (1 ± 0.2)	7.4 (1 ± 0.4)	3.5 (1 ± 0.8)	0.77	−0.43
z_0	0.10	1.4 (1 ± 2)	60 (1 ± 0.4)	7.2 (1 ± 0.4)	3.1 (1 ± 0.9)	0.8	−0.3
z_3	0.10	0.7 (1 ± 1)	56 (1 ± 0.3)	2.8 (1 ± 0.3)	1.2 (1 ± 0.7)	0.86	−0.15
z_6	0.04	0.3 (1 ± 1)	54 (1 ± 0.3)	2.9 (1 ± 0.4)	0.8 (1 ± 0.5)	0.84	−0.1
z_9	0.006	1.6 (1 ± 1)	55 (1 ± 0.2)	3.4 (1 ± 0.4)	0.8 (1 ± 0.9)	0.77	−0.18

Примечание. Функции $\langle M_{v_{\text{max}}} \rangle$, $\langle v_{\text{max}} \rangle$, $\langle w_{\text{max}} \rangle$ и $\langle \rho_{v_{\text{max}}} \rangle$ приведены в единицах $10^{10} M_{\odot}$, км/с, км/с/кпк и $10^6 M_{\odot}/\text{кпк}^3$ соответственно. Через $\xi(v, M)$ и $\xi(w, M)$ обозначено $\xi(v_{\text{max}}, M_{v_{\text{max}}})$ и $\xi(w_{\text{max}}, M_{v_{\text{max}}})$ соответственно.

В диапазоне исследуемых красных смещений (от 9 до 0) наблюдается монотонная эволюция анализируемых параметров гало, которая происходит с разной скоростью. Так, при $9 \geq z \geq 3$ происходит медленная эволюция (малые изменения), а при $z \leq 3$ — быстрая эволюция (большие изменения). Отметим, что сравнение с параметрами выборок B0c и B0g указывает на значительное влияние параметров численной модели.

4. СВОЙСТВА ГАЛО ТМ

Полученные в предыдущем разделе результаты позволяют условно разделить гало на две популяции. Первая популяция — это рано образованные гало ТМ ($z \geq 9$), т.е. до реионизации и разогрева барионов ультрафиолетовым излучением первых звезд. Эта популяция включает гало, наблюдаемые как массивные галактики и скопления галактик. При $z \geq 2$ эти же гало ТМ наблюдаются как группы линий поглощения C IV и линий леса Ly α [75, 76].

Вторая популяция включает гало ТМ, образованные при $z \leq 9$. Эти гало обладают пониженной плотностью, включают малую долю нейтрального водорода, не содержат звезд и могут наблюдаться по гравитационному влиянию.

Существует также третья популяция, которая не представлена в используемой численной модели, а именно, очень массивные структурные элементы, подобные сверхскоплению Great Wall [77], которые образуются при малых красных смещениях ($z \leq 1$) и включают не только ТМ и барионы, но и ранее образованные гало, галактики, филаменты и скопления галактик.

4.1. Популяция гало ТМ, образованных при $z \geq 9$

Для нас наибольший интерес представляет первая популяция гало ТМ, так как она включает большую часть наблюдаемых галактик. Гало ТМ

этой популяции в численной модели выделялись с помощью следующих условий:

$$\begin{aligned} 40 \text{ км/с} \leq v_{\text{max}} \leq 200 \text{ км/с}, \\ 1.7 \text{ км/с/кпк} \leq w_{\text{max}} \leq 17 \text{ км/с/кпк}. \end{aligned} \quad (11)$$

Средние значения параметров гало ТМ и коэффициенты корреляции представлены в табл. 2. Сравнение с выборкой B0g (см. табл. 2), выделенной в численной модели [38] при $z = 0$, показывает, что при использовании тех же ограничений (11) параметры гало ТМ сильно зависят от параметров численной модели и используемого диапазона масс. Это необходимо иметь в виду при сравнении выборок гало ТМ из разных численных моделей.

Как уже было отмечено, эволюция гало ТМ определяется движением частиц ТМ в самосогласованном гравитационном поле и хорошо описывается в терминах базисных функций v_{max} и w_{max} . Эволюция барионного компонента и на фоне доминирующей ТМ, и позже, зависит от тепловых и радиационных процессов и описывается в терминах термодинамических параметров — плотности, температуры и энтропии газа с первичным химическим составом 70% водорода и 30% гелия. При этом эволюция барионного компонента чувствительна к свойствам фоновой ТМ, которые приведены в табл. 3 и 4 для популяций рано и поздно образованных гало ТМ.

В этой популяции температура и энтропия ТМ оказываются тесно связанными с массой гало, $\xi(T_{v_{\text{max}}}, M_{v_{\text{max}}}) \simeq 1$ и $\xi(S_{v_{\text{max}}}, M_{v_{\text{max}}}) \simeq 1$. Очевидно, что полученные результаты зависят от метода выделения гало ТМ и от разрешения численной модели, тем не менее они позволяют проследить некоторые особенности эволюции гало ТМ. Наиболее интересны слабая эволюция плотности, $\langle \rho_{v_{\text{max}}} \rangle$, температуры $\langle T_{v_{\text{max}}} \rangle$ и энтропии $\langle S_{v_{\text{max}}} \rangle$ и сильная корреляция энтропии с массой гало, $\xi(S_{v_{\text{max}}}, M_{v_{\text{max}}}) \gtrsim 0.95$ при всех красных смещениях.

Таблица 3. Средние значения и коэффициенты корреляции массы, плотности, температуры и энтропии в популяциях гало ТМ, ограниченных условием (11)

Name	$\langle M_{v_{\max}} \rangle$, $10^{10} M_{\odot}$	$\langle \rho_{v_{\max}} \rangle$, $10^6 M_{\odot}/\text{кпк}^3$	$\langle T_{v_{\max}} \rangle$, 10^4 К	$\langle S_{v_{\max}} \rangle$, $\text{см}^2 \text{ кЭВ}$	$\xi(\rho, M)$	$\xi(T, \rho)$	$\xi(S, \rho)$
z_{B0g}	0.8	3.5	21	0.2	−0.4	0.01	−0.5
z_0	1.4	3.1	25	0.3	−0.2	−0.2	−0.3
z_3	0.7	1.2	22	0.2	−0.1	−0.1	−0.3
z_6	0.3	0.8	19	0.2	−0.1	−0.1	−0.3
z_9	0.2	0.8	19	0.2	−0.1	0.2	−0.4

Примечание. Через $\xi(\rho, M)$, $\xi(T, \rho)$, $\xi(S, \rho)$ обозначено $\xi(\rho_{v_{\max}}, M_{v_{\max}})$, $\xi(T_{v_{\max}}, \rho_{v_{\max}})$, $\xi(S_{v_{\max}}, \rho_{v_{\max}})$ соответственно.

Таблица 4. Средние значения и коэффициенты корреляции массы, плотности, температуры и энтропии в мало-массивных популяциях гало ТМ

Name	$10^3 f_m$	$\langle M_{v_{\max}} \rangle$, $10^{10} M_{\odot}$	$\langle \rho_{v_{\max}} \rangle$, $10^6 M_{\odot}/\text{кпк}^3$	$\langle T_{v_{\max}} \rangle$, 10^4 К	$\langle S_{v_{\max}} \rangle$, $\text{см}^2 \text{ эВ}$	$\xi(\rho, M)$	$\xi(T, M)$	$\xi(S, \rho)$
z_{B0g}	—	0.8	0.1	8.4	0.5	−0.4	0.8	−0.7
z_0	7.2	0.3	0.1	3.7	0.3	−0.2	0.9	−0.5
z_3	6.0	0.8	0.1	6.4	0.4	−0.5	0.8	−0.6
z_6	1.0	1.6	0.2	8.6	0.4	−0.7	0.8	−0.7

Примечание. Через $\xi(\rho, M)$, $\xi(T, M)$, $\xi(S, \rho)$ обозначено $\xi(\rho_{v_{\max}}, M_{v_{\max}})$, $\xi(T_{v_{\max}}, M_{v_{\max}})$, $\xi(S_{v_{\max}}, \rho_{v_{\max}})$ соответственно.

Для популяции рано образованных гало ТМ рассчитана эволюция функций распределения базисных функций $P(v_{\max})$ и $P(w_{\max})$ и, для сравнения, функция распределения массы гало $P(M_{v_{\max}})$. Результаты представлены на рис. 1 и аналитические фиты представлены в (12)–(14) для четырех значений z .

Для функции скорости $v_{\max}$

$$P_9(x) \simeq 11 \exp(-4.5x), \quad P_6(x) \simeq 5 \exp(-3.5x), \\ P_3(x) \simeq 3.3 \exp(-3.2x), \quad P_0(x) \simeq 1.3 \exp(-2.5x), \quad (12) \\ x = v_{\max}/\langle v_{\max} \rangle.$$

Для функции $w_{\max}$

$$P_9(x) \simeq 17x^4 \exp(-5.1x), \\ P_6(x) \simeq 20x^4 \exp(-5.15x), \\ P_3(x) \simeq 24x^4 \exp(-5.4x), \\ P_0(x) \simeq 12.3x^4 \exp(-4.8x), \quad (13) \\ x = w_{\max}/\langle w_{\max} \rangle.$$

Для массы $M_{v_{\max}}$

$$P_9(x) \simeq 0.3 \exp(-1.5x), \quad P_6(x) \simeq 0.2 \exp(-1.5x),$$

$$P_3(x) \simeq 0.4 \exp(-3.5x) + 0.07 \exp(-x), \\ P_0(x) \simeq 0.31 \exp(-4.2x) + 0.06 \exp(-x), \quad (14)$$

$$x = M_{v_{\max}}/\langle M_{v_{\max}} \rangle.$$

Вид функций распределения определяется как параметрами используемой численной модели, так и параметрами выделенной популяции гало. Умеренный размер куба численной модели, $(64 \text{ Мпк/ч})^3$, подавляет образование более массивных объектов, а используемое нами условие $v_{\max} \geq 40 \text{ км/с}$ ограничивает популяцию со стороны малых масс. Эти же ограничения тормозят эволюцию параметров структуры гало ТМ (v_0, w_0, m_0) и др. Поэтому основными факторами эволюции являются рост плотности $\langle \rho_{v_{\max}} \rangle$ и рост фракции ТМ и барионов, входящих в гало.

Как следует из рис. 1 и соотношений (12)–(14), форма функций распределения медленно искажается со временем. Так, функции распределения $P(v_{\max})$ и $P(w_{\max})$ становятся более пологими, что соответствует увеличению доли массивных гало. Отметим, что функция распределения $P(M_{v_{\max}})$ подвержена искажениям сильнее других функций распределения из-за появления массив-

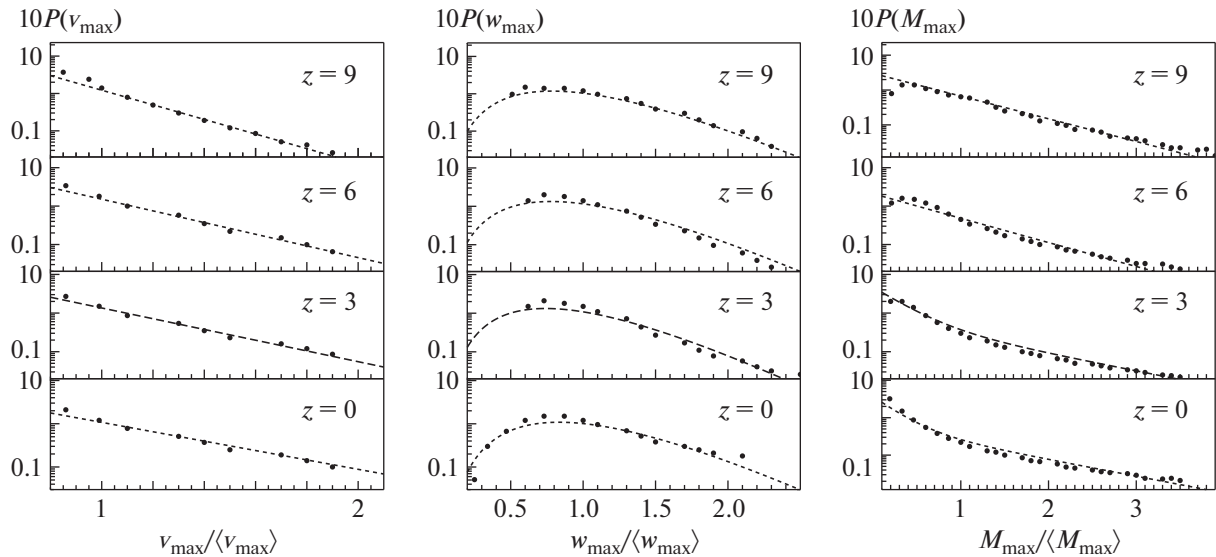


Рис. 1. Функции распределения $P(v_{\max})$, $P(w_{\max})$, и $P(M_{\max})$ для четырех красных смещений.

ных гало (14), что является естественным для модели иерархического скучивания. Анализ только центральных областей гало также может оказывать влияние на форму функций распределения.

Отметим, что в работе [54] рассматривалась более представительная численная модель, в которой функция распределения $P(w_{\max})$ оказалась близка к нормальной. При этом функция распределения $P(w_{\max})$, полученная для выборки ~ 600 галактик в той же работе [54], подобна функциям $P(w_{\max})$, приведенным на рис. 1, что заслуживает дальнейшего изучения.

4.2. Популяция гало ТМ, образованных при $z \leq 6$

Свойства популяции гало, образованных при $z \leq 6$, собраны в табл. 4 и показывают значительную зависимость от разрешения численной модели. Как было отмечено выше, эти гало продолжают возникать из диффузной среды как структурные элементы и при $3 \leq z \leq 6$, что проявляется ростом фракции ТМ f_m , сконцентрированной в гало, и уменьшением средней массы гало с красным смещением. Для таких гало характерны слабые вариации плотности и температуры при антикорреляции плотности, массы и энтропии гало. В этой популяции гало $\xi(T_{v_{\max}}, \rho_{v_{\max}}) < 0.15$, $\xi(S_{v_{\max}}, M_{v_{\max}}) \gtrsim 0.95$ при всех красных смещениях. Учитывая свойства популяции гало ТМ, приведенные в табл. 4, можно сделать вывод о проблематичности их наблюдения.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Современные численные модели позволяют решить одну из актуальных проблем СКМ — проследить трансформацию малых возмущений плотности при $z \geq 100$ в гало ТМ, которые наблюдаются как галактики, скопления галактик и крупномасштабная структура Вселенной. Для решения этой проблемы необходимо решение по крайней мере трех задач: 1) расчет представительной численной модели, 2) использование объективного метода выделения и анализа структуры гало ТМ на всех этапах эволюции, 3) объективного и наглядного описания свойств анизотропных гало ТМ.

Первая задача все более успешно решается в последнее время, [36–38, 41, 42, 46–53, 78]. Методы решения второй задачи тоже давно и хорошо известны. Прежде всего это метод “минимального покрывающего дерева” (minimal spanning tree), успешно использованный для описания крупномасштабной структуры Вселенной [79] и для анализа гало ТМ [41]. Для описания эволюции гало ТМ можно использовать метод [54], характеризующий структуру гало ТМ в терминах двух независимых случайных функций. Но представительное моделирование эволюции отдельных гало до стадии галактик требует более сложных численных расчетов (см., напр., [51, 78, 80]).

Теоретические модели [23, 24, 27, 28] позволяют проследить последовательную трансформацию возмущений в филаменты и “блины” [37, 42, 47, 53] и, далее, в галактики и скопления галактик. Эти процессы переводят гомогенное распределение ТМ в гетерогенное с появлением новых характеристик среды — массы и размера плотных

компактных гало ТМ и их распределения в пространстве. Эти же процессы определяют и главные характеристики гало ТМ — функции распределения (12)–(14), средние значения $\langle v_{\max}(z) \rangle$, $\langle w_{\max}(z) \rangle$, $\langle M_{v_{\max}}(z) \rangle$ и их коэффициенты корреляции. При этом технические параметры численной модели влияют на получаемые свойства гало ТМ. Так, размер и разрешение модели обрезают параметры гало и искажают функции распределения. Как было отмечено ранее, метод выделения гало сильно влияет на их вириальные параметры и делает их определение столь же проблематичным, как и для наблюдаемых галактик и скоплений галактик.

Тем не менее полученные выше результаты указывают на то, что образующиеся при распаде структурных элементов (блинов) маломассивные гало остаются в пределах этих элементов, что регулирует иерархическое сгущение этих гало в центральный массивный объект — галактику или группу галактик.

Несмотря на острый недостаток наблюдений гало ТМ, в последнее время достигнут определенный прогресс в решении этих задач. Так, в работе [54] приведены параметры ~ 600 гало ТМ, полученные по кривым вращения галактик, наблюдения галактик Местной группы, групп вокруг галактик Андромеда и Центавр [8, 16, 39, 40, 81, 82], и групп [83] позволяют оценить и параметры ранних маломассивных галактик, и параметры структурных элементов, наблюдаемых при $z \geq 1$ [84] и $z \geq 10$ [66] как отдельные филаменты.

Эти же структурные элементы наблюдаются как плотные группы линий поглощения C IV при $2 \leq z \leq 5$ [85] в спектрах 10 квазаров, и как группы линий Ly α [76]. Их средняя масса, линейный размер и дисперсия скоростей оцениваются [76] как

$$\begin{aligned} \langle M \rangle &= 0.6(1 \pm 0.9) \times 10^{12} M_{\odot}, \\ \langle l \rangle &= 1.3(1 \pm 0.5) \text{ Мпк}, \\ \langle \sigma_v \rangle &= 66(1 \pm 0.4) \text{ км/с}. \end{aligned} \quad (15)$$

Нетрудно видеть, что эти оценки заметно превосходят значения, приведенные в табл. 2, что может быть связано с ограниченным размером численной модели, используемой в настоящей работе.

Выполненный анализ эволюции гало ТМ в интервале $0 \leq z \leq 9$ демонстрирует существование по меньшей мере двух популяций гало ТМ, причем можно полагать, что наблюдения и звезд, и линий поглощения относятся лишь к небольшой популяции гало ТМ, образованных при больших красных смещениях (до реионизации) и трансформированных в галактики, скопления галактик, и даже в гало ТМ, ассоциирующиеся с лесом линий Ly α [75]. В настоящее время мы не наблюдаем ни диффузной ТМ, ни многочисленных не-

больших структурных элементов, образованных поздно, и не содержащих ни звезд, ни металлов, ни достаточного количества нейтрального водорода.

Особо следует отметить ограниченную применимость сферической модели гало ТМ. В такой модели удастся описать главные особенности эволюции гало ТМ, но уже нелинейная эволюция в приближении Зельдовича [23, 27, 28] требует трехмерного описания. Трехмерное описание, учитывающее хотя бы эллиптичность гало ТМ, необходимо использовать и в теории приливного образования вращения галактик [43–45], и при анализе внутренней структуры гало ТМ [37, 41]. Трехмерное описание гало ТМ полезно и при обсуждении (случайной) внешней границы гало, искажаемой сохраняющимся влиянием структурных элементов. Эти сложные вопросы требуют дальнейшего подробного обсуждения.

Особый интерес вызывают наблюдения [60–64, 66] галактик с массами $M_{\text{star}} \geq 10^{10} M_{\odot}$ при $z \geq 9$, что предполагает образование гало ТМ с массами $M_{\text{halo}} \simeq 5M_{\text{star}}$ и сложную тепловую эволюцию барионов на фоне релаксирующей ТМ. Решение этой задачи требует специальных численных моделей, сочетающих расчеты релаксации гало ТМ и остывания барионов с развитием тепловой неустойчивости, фрагментацией барионного компонента и релаксацией возникающей протогалактики при доминировании маломассивных барионных гало. Это предполагает анализ внутреннего строения релаксирующих гало ТМ и анализ структуры образующихся протогалактик вплоть до красных смещений $z = 0$. Отдельной задачей остается образование первых звезд в среде без металлов и пыли.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы свойства и эволюция гало ТМ в численной модели в диапазоне красных смещений $0 \leq z \leq 9$ с использованием предложенного в работе [54] компактного метода анализа в рамках сферического описания с профилем плотности NFW [73, 74]. Все гало численной модели разделены на четыре выборки, соответствующие значениям красного смещения 9, 6, 3 и 0. Для сравнения использованы две выборки гало ТМ из независимой численной модели для красного смещения $z = 0$. Для всех шести выборок гало ТМ получены оценки средних величин круговой скорости $v_{\max}$, функции $w_{\max}$, массы $M_{v_{\max}}$, а также коэффициенты корреляции этих параметров. Полученные результаты указывают на то, что в диапазоне исследуемых красных смещений $0 \leq z \leq 9$ наблюдается монотонная эволюция параметров гало, которая при этом происходит с

разной скоростью — медленная эволюция при $3 \leq z \leq 9$ и быстрая эволюция при $0 \leq z \leq 3$. Показано, что параметры гало ТМ, образованных при $z \leq 9$, практически исключают возможности их наблюдения современными методами. Сравнение с выборками независимой численной модели демонстрирует значительное влияние свойств модели на полученные результаты.

Полученные результаты ограничены параметрами рассмотренной численной модели и анализ необходимо продолжить с более представительными численными моделями (в более широком интервале масс, с лучшим разрешением, и с прослеживанием эволюции представительной системы отдельных гало). В то же время необходимо активизировать наблюдения периферийных областей галактик, поскольку представительность рассмотренной, например, в работе [54] популяции ~ 600 галактик явно недостаточна. В настоящее время есть все условия для успешного решения этих проблем.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках программы ФИАН ННГ 41-2020.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны анонимному рецензенту за полезные замечания.

Каталоги гало, используемых в работе численных моделей, получены из базы данных CosmoSim⁴. Этот сервис базы данных предоставляется Астрофизическим институтом Потсдама.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Komatsu, K. M. Smith, J. Dunkley, C. L. Bennett, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **192**, 18 (2011).
2. P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, et al., *Astron. and Astrophys.* **594**, 13 (2016).
3. N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, et al., *Astron. and Astrophys.* **641**, id. A6 (2020).
4. D. J. Eisenstein, I. Zehavi, D. W. Hogg, R. Scoccimarro, et al., *Astrophys. J.* **633**, 560 (2005).
5. A. Cuceu, J. Farr, P. Lemos, and A. Font-Ribera, *J. Cosmology and Astroparticle Phys.* № 10, id. 044 (2019).
6. V. Bromm and N. Yoshida, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **49** (1), 373 (2011), arXiv:1102.4638 [astro-ph.CO].
7. M. McQuinn, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 313 (2016).
8. J. Bullock and M. Boylan-Kolchin, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **55**(1), 343 (2017).
9. A. B. Засов, А. С. Сабурова, А. В. Хонерсков, С. А. Хонерсков, *Успехи физ. наук* **187** (1), 3 (2017).
10. T. Naab and J. P. Ostriker, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **55**, 59 (2017).
11. J. Tumlinson, M. S. Peebles, and J. K. Werk, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **55**(1), 389 (2017).
12. R. Wechsler and J. Tinker, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **56**, 435 (2018).
13. P. Salucci, *Astron. and Astrophys. Rev.* **27** (1), id. 2 (2019).
14. J. Zavala and C. S. Frenk, *Galaxies* **7** (4), 81 (2019).
15. J. D. Simon, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **57**, 375 (2019).
16. I. de Martino, S. S. Chakrabarty, V. Cesare, A. Gallo, L. Ostorero, and A. Diaferio, *Universe* **6** (8), 107 (2020).
17. L. Lovisari, S. Ettori, M. Gaspari, and P. A. Giles, *Universe* **7** (5), 139 (2021).
18. S. Paduroiu, *Universe* **8** (2), 76 (2022).
19. R. E. Angulo and O. Hahn, *Liv. Rev. Computational Astrophys.* **8** (1), id. 1 (2022).
20. J. M. Bardeen, J. R. Bond, N. Kaiser, and A. S. Szalay, *Astrophys. J.* **304**, 15 (1986).
21. S. Chandrasekhar, *Rev. Modern Physics* **15** (1), 1 (1943).
22. D. Lynden-Bell, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **136**, 101 (1967).
23. Ya. B. Zel'dovich, *Astron. and Astrophys.* **5**, 84 (1970).
24. А. Г. Дорошкевич, *Астрон. журн.* **57**, 259 (1980).
25. J. Fillmore and P. Goldreich, *Astrophys. J.* **281**, 1 (1984).
26. A. V. Gurevich and K. P. Zybin, *Physics Uspekhi* **38**, 687 (1995).
27. M. Demiański and A. G. Doroshkevich, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **306**(4), 779 (1999).
28. M. Demiański and A. G. Doroshkevich, *Astron. and Astrophys.* **422**, 423 (2004).
29. S. Hirano, N. Yoshida, Y. Sakurai, and M. S. Fujii, *Astrophys. J.* **855** (1), id. 17 (2018).
30. W. H. Press and P. Schechter, *Astrophys. J.* **187**, 425 (1974).
31. J. R. Bond, S. Cole, G. Efsthathiou, and N. Kaiser, *Astrophys. J.* **379**, 440 (1991).
32. R. K. Sheth and G. Tormen, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **329** (1), 61 (2002).
33. R. K. Sheth, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **345** (4), 1200 (2003).
34. R. K. Sheth and G. Tormen, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **350** (4), 1385 (2004).
35. R. K. Sheth and G. Tormen, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **349** (4), 1464 (2004).
36. J. Diemand, M. Kuhlen, and P. Madau, *Astrophys. J.* **667** (2), 859 (2007).

⁴ <https://www.cosmosim.org>

37. *M. Vogelsberger and S. White*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **413**, 1419 (2011).
38. *A. Klypin, S. Trujillo-Gomez, and J. Primack*, Astrophys. J. **740**, id. 102 (2011).
39. *M. G. Walker, M. Mateo, E. W. Olszewski, J. Penarrubia, N. W. Evans, and G. Gilmore*, Astrophys. J. **704** (2), 1274 (2009).
40. *M. S. Pawlowski, J. Pflamm-Altenburg, and P. Kroupa*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **423** (2), 1109 (2012).
41. *M. Demiański, A. G. Doroshkevich, S. Pilipenko, and S. Gottlober*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **414**, 1813 (2011).
42. *J. Stücker, R. E. Angulo, O. Hahn, and S. D. M. White*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **509** (2), 1703 (2022).
43. *P. J. E. Peebles*, Astrophys. J. **155**, 393 (1969).
44. *А. Г. Дорошкевич*, Астрофизика **6**, 581 (1970).
45. *S. White*, Astrophys. J. **286**, 38 (1984).
46. *V. Springel, J. Wang, M. Vogelsberger, A. Ludlow, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **391**, 1685 (2008).
47. *T. Ishiyama*, Astrophys. J. **788**, id. 27 (2014).
48. *M. Boylan-Kolchin, V. Springel, S. White, A. Jenkins, and G. Lemson*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **398**, 1150 (2009).
49. *A. Klypin, G. Yepes, S. Gottloeber, F. Prada, and S. Hess*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **457**, 4340 (2016).
50. *T. J. Armitage, D. J. Harnes, S. T. Kay, Y. M. Bahe, C. Dalla Vecchia, R. A. Crain, and T. Theuns*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **474** (3), 3746 (2018).
51. *J. Wang, S. Bose, C. Frenk, L. Gao, A. Jenkins, V. Springel, and S. D. M. White*, Nature **585**, 39 (2020).
52. *A. E. Bayer, A. Banerjee, and Yu. Feng*, J. Cosmology and Astroparticle Phys. № 01, id. 016 (2021).
53. *B. Faure, F. Bornaud, J. Fensch, E. Daddi, M. Behrendt, A. Burkert, and J. Richard*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **502** (3), 4641 (2021).
54. *M. Demiański, A. Doroshkevich, T. Larchenkova, and S. Pilipenko*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **525**(2), 1922 (2023).
55. *J. Shull, B. D. Smith, and C. W. Danforth*, Astrophys. J. **759** (1), id. 23 (2012).
56. *J. A. S. Fortunato, W. S. Hipólito-Ricaldi, and M. V. dos Santos*, arXiv:2307.04711 [astro-ph.CO] (2023).
57. *T. Lemos, R. S. Goncalves, J. C. Carvalho, and J. S. Alcaniz*, arXiv:2307.06911 [astro-ph.CO] (2023).
58. *M. Ayromlou, D. Nelson, and A. Pillepich*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **524** (4), 5391 (2022), arXiv:2211.07659 [astro-ph.GA].
59. *B. Wang and J.-J. Wei*, Astrophys. J. **944** (1), id. 50 (2023), arXiv:2211.02209 [astro-ph.CO].
60. *I. Labbe, P. van Dokkum, E. Nelson, R. Bezanson, et al.*, Nature **616**(7956), 266 (2023).
61. *M. Xiao, P. Oesch, D. Elbaz, L. Bing, et al.*, arXiv:2309.02492 [astro-ph.GA] (2023).
62. *S. Fujimoto, R. Bezanson, I. Labbe, G. Brammer, et al.*, arXiv:2309.07834 [astro-ph.GA] (2023).
63. *C. T. Donnan, D. J. McLeod, R. J. McLure, J. S. Dunlop, A. C. Carnall, F. Cullen, and D. Magee*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **520** (3), 4554 (2023).
64. *D. J. McLeod, C. T. Donnan, R. J. McLure, J. S. Dunlop, et al.*, arXiv:2304.14469 [astro-ph.GA] (2023).
65. *N. Menci, M. Castellano, P. Santini, E. Merlin, A. Fontana, and F. Shankar*, Astrophys. J. **938** (1), id. L5 (2022).
66. *M. Castellano, A. Fontana, T. Treu, E. Merlin, et al.*, Astrophys. J. **948** (2), id. L14 (2023).
67. *E. Di Valentino, L. A. Anchordoqui, O. Akarsu, Y. Ali-Haimoud, et al.*, Astroparticle Phys. **131**, id. 102606 (2021), arXiv:2008.11283 [astro-ph.CO].
68. *E. Di Valentino, L. A. Anchordoqui, O. Akarsu, Y. Ali-Haimoud, et al.*, Astroparticle Phys. **131**, id. 102605 (2021), arXiv:2008.11284 [astro-ph.CO].
69. *E. Di Valentino, L. A. Anchordoqui, O. Akarsu, Y. Ali-Haimoud, et al.*, Astroparticle Phys. **131**, id. 102604 (2021), arXiv:2008.11285 [astro-ph.CO].
70. *L. A. Anchordoqui, E. Di Valentino, S. Pan, and W. Yang*, J. High Energy Astrophys. **32**, 28 (2021).
71. *W. Beenakker and D. Venhoek*, arXiv:2101.01372 [astro-ph.CO] (2021).
72. *М. Демянский, А. Г. Дорошкевич, Т. Ларченкова, С. Пилипенко*, Астрон. журн. **99** (9), 719 (2022).
73. *J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **275** (3), 720 (1995).
74. *J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White*, Astrophys. J. **490** (2), 493 (1997).
75. *М. И. Демянский, А. Г. Дорошкевич, Т. И. Ларченкова*, Письма в Астрон. журн. **48** (7), 475 (2022).
76. *М. И. Демянский, А. Г. Дорошкевич, Т. И. Ларченкова*, Астрон. журн. **100**(5), 395 (2023).
77. *M. Ramella, M. J. Geller, and J. P. Huchra*, Astrophys. J. **384**, 396 (1992).
78. *A. J. Kelly, A. Jenkins, A. Deason, A. Fattahi, R. J. J. Grand, R. Pakmor, V. Springel, and C. S. Frenk*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **514** (3), 3113 (2022).
79. *A. Doroshkevich, D. L. Tucker, S. Allam, and M. J. Way*, Astron. and Astrophys. **418**, 7 (2004).
80. *J. Sommer-Larsen, S. Gelato, and H. Vedel*, Astrophys. J. **519** (2), 501 (1999).
81. *A. Chiti, A. Frebel, J. D. Simon, D. Erkal, et al.*, Nature Astron. **5**, 392 (2021).
82. *A. Chiti, J. D. Simon, A. Frebel, A. B. Pace, A. P. Ji, and T. S. Li*, Astrophys. J. **939** (1), id. 41 (2022).
83. *D. Makarov and I. Karachentsev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **412** (4), 2498 (2011).
84. *M. Ginolfi, E. Piconcelli, L. Zappacosta, G. C. Jones, et al.*, arXiv:2208.03248 [astro-ph.GA] (2022).
85. *A. Boksenberg and W. L. W. Sargent*, Astrophys. J. Suppl. **218** (1), id. 7 (2015), arXiv:1410.3784 [astro-ph.GA].

DARK MATTER HALOS IN NUMERICAL MODELS AT REDSHIFTS $0 \leq z \leq 9$

Marek Demyanskii^{a,b}, Andrei Doroshkevich^{c,d}, Tatiana Larchenkova^c, and Sergey Pilipenko^c

^a*Institute of theoretical physics, University of Warsaw, Warsaw, Poland*

^b*Department of Astronomy, Williams College, Williamstown, USA*

^c*P.N. Lebedev physical institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^d*National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

For the numerical model in the range of redshifts $0 \leq z \leq 9$, we examined the properties and evolution of dark matter haloes using a previously proposed method of compact analysis that allows separating the influence of random and regular factors on the main characteristics of the dark matter halo. In the investigated range of redshifts, a monotonic evolution of the average values of the basic parameters of small halo structures into a central massive object is observed through sequential hierarchical merging. These basic parameters include the circular velocity v_c , the parameter $w_c = v_c/r$, and the mass. In the range $3 \leq z \leq 9$, the parameters evolve slowly, while in the range $0 \leq z \leq 3$, they evolve rapidly. The evolution of the dark matter halos formed before reionization is characterized by a slow change in their average characteristics and the properties of the halo outskirts. The important role of early-formed massive structural elements is emphasized.

Keywords: cosmology, dark matter halo