
**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ**

УДК 524.728

**СТРУКТУРА КАРЛИКОВОЙ ГАЛАКТИКИ FORNAX С ПРЕОБЛАДАНИЕМ
ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В САМОСОГЛАСОВАННОЙ МОДЕЛИ**

© 2021 г. Г. А. Щелканова*

*Научно-исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия***E-mail: mikgalina@gmail.com*

Поступила в редакцию 24.12.2020 г.

После доработки 24.02.2021 г.

Принята к публикации 04.03.2021 г.

В работе рассматривается построение квазиравновесной самосогласованной двухкомпонентной модели карликовой галактики-спутника Млечного Пути в созвездии Fornax (Печь). В таких галактиках наблюдается преобладание темной материи и в них практически нет газовой составляющей. Эти объекты идеальны для моделирования N тел, учитывающего две компоненты: звездную и гало темной материи. Мы строим модель, где каждая из N частиц следует по своей орбите в самосогласованном потенциале, который этими частицами и создается. В работе использован код, который включен в среду AGAMA и рассчитывает орбиты движения частиц в самосогласованном потенциале, используя метод Швардшильда. Для построения компонент в работе в качестве начального приближения была использована гидродинамическая модель галактики, учитывающая анизотропию дисперсии скоростей. Изначально гидродинамическими моделями, т.е. уравнениями Джинса, в литературе и ограничивались для этого объекта, но пробеги частиц темной материи и звезд в галактиках огромны и применимость гидродинамического приближения сомнительна. Дальнейшие исследования карликовых сфероидальных галактик-спутников Млечного Пути предполагали не самосогласованные (т.е. движения звезд в поле темного гало) модели этих объектов на основе функций распределения, зависящих от интегралов действия, либо самосогласованное моделирование проводилось для сферически симметричных моделей. Наша модель является самосогласованной и осесимметричной, т.е. учитывает вытянутость гало темной материи. По данным распределения плотностей компонент мы получили модельный профиль дисперсии скоростей звездной составляющей галактики. Этот профиль согласуется с наблюдательными данными по звездной компоненте. Таким образом, взятое нами распределение плотности гало может использоваться для предсказаний аннигиляционного сигнала для темной материи. Мы также провели расчеты динамической эволюции полученной модели в самосогласованном гравитационном поле N тел. Модель оказалась достаточно устойчива на протяжении нескольких десятков динамических времен.

Ключевые слова: галактики, карликовые сфероидальные галактики, кинематика и динамика, темная материя

DOI: 10.56304/S2079562920060524

1. ВВЕДЕНИЕ

Карликовые галактики местной группы — системы с огромным преобладанием темной материи (ТМ) и отношением масса-светимость от 10 до 1000 [1–3]. Нам достаточно хорошо известны динамические характеристики этих систем, чтобы исследовать профиль плотности ТМ в них по наблюдаемой дисперсии скоростей. Более того, в парадигме темной энергии и холодной темной материи (Λ CDM) рост структур происходит иерархически и сколлапсировавшие под действием самогравитации малые объекты сливаются в более крупные структуры, т.е. из объектов, подобных карликовым сфероидам, строятся более крупные галактики. Таким образом, изучение формирова-

ния и эволюции карликовых сфероидов важно для понимания механизма образования галактик [4].

Теория Λ CDM является на сегодняшний день ведущей теорией современной космологии, которая превосходно описывает реликтовое излучение, крупномасштабную структуру и ускоренное расширение Вселенной [5]. Наблюдения в масштабах галактик подняли несколько проблем, которые продолжают испытывать теорию Λ CDM до сих пор. Проблема центрального каспа — один из открытых вопросов Λ CDM: космологическое моделирование, учитывающее только ТМ, предсказывает сингулярность профилей плотности гало ТМ на любых масштабах. С другой стороны, наблюдательные данные говорят в пользу сглажен-

ных, не сингулярных профилей плотности гало ТМ в галактиках [2, 6].

Другой способ объяснения недостатка видимой материи, заключающийся в предположении о неверности закона тяготения для малых ускорений, предложил М. Милгром [7]. Это один из вариантов модифицированной гравитации (MG), которую в последующем развивал Я. Бекенштейн [8], как тензорно-векторно-скалярную теорию (TeVeS). Были разработаны различные теории модифицированной гравитации, но теория холодной темной материи Λ CDM остается основной для современной космологии, поскольку MG не объясняет всю совокупность наблюдательных данных.

Методы нахождения профиля плотности гало ТМ для карликовых сфероидальных галактик представлены в обзоре [9]. Наиболее простой метод получения распределения массы ТМ в сфероидальных галактиках на основе радиального профиля дисперсии скоростей звезд — это уравнения Джинса. Таким образом сферически симметричные не самосогласованные модели (движение звезд в поле гало ТМ) были получены [2, 10–13] вплоть до 2019 года [14]. Аксиально симметричное моделирование было выполнено К. Хаяши и др. [15, 16].

Моделирование на основе функции распределения (ФР) для не самосогласованных моделей, где рассматривали ФР звезд в поле тяготения ТМ, выполнялось в работах [17, 18]. Для звездных скоплений был разработан метод моделирования на основе ФР, зависящих от интегралов действий (обзор см. [19]; модели для шаровых скоплений [20]). Е. Васильев [21] создал среду разработки AGAMA для такого самосогласованного моделирования. Используя этот код, Паскаль и др. [22] построили сферически симметричные модели галактики в созвездии Печь.

Расчет и взвешивание орбит звезд и ТМ по методу Швардшильда, разработанные им в 1979 году [23], представляет собой самосогласованное моделирование. Данный метод был применен к карликовым сфероидальным галактикам местной группы, наблюдаемым в созвездиях Печь, Скульптор, Киль и Секстант в работе М. Бредделса и А. Хелми [24] в предположении сферически симметричных гало ТМ. Не сферическое распределение звезд в сферически-симметричном гало ТМ было учтено в работе [25] методом Швардшильда. Сферически симметричное моделирование орбитами Швардшильда для галактики, наблюдаемой в созвездии Печь, было произведено в работе [26]. Но исследования кривых вращения спиральных галактик показывают улучшения согласия с кинематическими данными при учете вытянутости гало ТМ для значительной доли исследованных в работе [27] галактик. Аксиально-симметричная модель по методу Швардшильда для галактики в созвездии Скульптора была построена в работе [28].

Цель нашей работы — построение самосогласованной аксиально симметричной модели карликовой сфероидальной галактики, наблюдаемой в созвездии Fornax (Печь). В настоящее время влияние Млечного Пути на динамику этой галактики незначительно (см. работу [29]), поэтому мы можем пользоваться независимым моделированием для нее. Мы также проследим численную эволюцию полученной модели и убедимся в стабильности полученных параметров на протяжении нескольких динамических времен. В качестве начального приближения мы использовали измененные профили плотности гидродинамической модели К. Хаяши и др. [16], дающие лучшее согласие с кинематическими данными (профилем дисперсии скоростей). Мы получим набор параметров, которые приводят построенную модель к согласию с кинематическими наблюдательными данными. Мы будем исходить из модели Λ CDM. Построение реалистичной стабильной в эволюции модели важно для нахождения ограничений для возможных предположений о ТМ, как в работах [30] или [31].

2. ДВУХКОМПОНЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Моделирование N тел применялось еще А. Клыпиным и С. Шандариным [32]. Мы строим равновесную систему и получаем координаты, массы и скорости частиц методом Швардшильда в среде AGAMA, разработанной Е. Васильевым [21], и затем используем код falcON, разработанный В. Дененом [33, 34], для исследования численной эволюции полученной системы.

Процедура фитирования модельного радиального профиля дисперсии скоростей к кинематическим данным была разработана Е. Васильевым и проведена только для имитации галактики в работе [35]. Мы не проводим минимизацию хи-квадрата для модельного профиля дисперсии скоростей и наблюдательных данных, но наша самосогласованная аксиально симметричная модель хорошо описывает данные.

При построении модели галактики мы задаем профиль видимой плотности достаточно близким к наблюдаемым, таким как крофиль Кинга [36] или Пламмера [37]. Для сравнения кинематических характеристик полученной системы с данными мы используем радиальный профиль проекции дисперсии скоростей вдоль линии наблюдения, подготовленный К. Хаяши и др. [15] на основе данных работы [38].

Для нашей модели мы рассматривали 10^6 звездных точек и $1.5 \cdot 10^6$ точек для гало ТМ. Для метода Швардшильда мы использовали расчет 25000 орбит для каждой компоненты. При запуске эволюции falcON мы воспользовались параметрами по-

Таблица 1. Наблюдательные параметры карликовой сфероидальной галактики в созвездии Печь. Центральная поверхностная плотность (Σ_0) из работы [39], расстояние до галактики (D) из работы [40] и пространственные параметры (r_c и r_t) для распределения Кинга, формула (1), из работы [41], радиус половинной яркости (r_{half}) и видимая масса (M) из работы [3]

$\Sigma_0, L_\odot/\text{кпк}^2$	D , кпк	r , угл. мин	r_t , угл. мин	r_{half} , кпк	$M, 10^6 M_\odot$
15.7 ± 5.1	147	17.6 ± 0.2	69.1 ± 0.4	0.668	20

Таблица 2. Параметры модели карликовой сфероидальной галактики в созвездии Печь

$\log_{10}(\rho_0)$	$\log_{10}(b_{\text{halo}})$	Q	i , град	α	Звездный профиль	$\Sigma_0, L_\odot/\text{кпк}^2$	r_c , угл. мин	r_t , угл. мин
-1.06	2.79	1.11	71.85	0.0	Кинг	11.0	12.4	38.8

умолчанию, кроме $k_{\text{max}} = 6(\tau_{\text{max}} = (1/2)^{k_{\text{max}}})$ и параметра сглаживания $\epsilon = 0.1$.

3. ПРОФИЛИ ПЛОТНОСТЕЙ КОМПОНЕНТ

Наблюдательные параметры для карликовой сфероидальной галактики в созвездии Печь перечислены в табл. 1. Мы тестировали некоторое количество моделей, используя профили плотности Кинга [36] и Пламмера [37] для звездной компоненты. Наилучшее согласие с наблюдательными данными показала модель, использующая профиль плотности Кинга с параметрами r_c , r_t и описываемый формулой:

$$\rho_K(r) = \begin{cases} \rho_b \left(\frac{1}{\sqrt{1 + (r/r_c)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + (r_t/r_c)^2}} \right)^2, & r \leq r_t; \\ 0, & r > r_t, \end{cases} \quad (1)$$

где r — сферический радиус. Параметры, используемые в нашей модели, представлены в табл. 2. Они несколько отличаются от параметров профиля плотности Кинга, полученных в работе [41], см. табл. 1, но для них график видимого профиля плотности лежит достаточно близко к графику профиля плотности Пламмера с параметрами из той же работы [41]. Таким образом, мы можем сказать, что профиль плотности звезд в нашей модели согласуется с наблюдениями.

Для параметризации профиля гало ТМ мы брали формулу К. Хаяши и др. [16], где профиль представлен как функция цилиндрических координат (R, z):

$$\rho(R, z) = \rho(m) = \rho_0 \left(\frac{m}{b_{\text{halo}}} \right)^\alpha \left[1 + \left(\frac{m}{b_{\text{halo}}} \right)^2 \right]^{-(\alpha+3)/2}, \quad (2)$$

$$m^2 = R^2 + \frac{z^2}{Q^2}.$$

Параметры гало нашей модели так же представлены в табл. 2. В модели К. Хаяши и др. [16] те же параметры профиля ТМ, за исключением показателя степени радиуса α . У них в работе получилась слабая сингулярность профиля ТМ: $\alpha = -0.22$, в то время как у нас лучшее согласие с профилем дисперсии скоростей показала модель с не сингулярным профилем ТМ: $\alpha = 0.0$.

Для нашего моделирования в качестве гравитационной постоянной мы использовали значение $G = 1$, значение $10^6 M_\odot$ (в массах Солнца) в качестве единицы массы и 1 кпк в качестве единицы расстояния. Таким образом, для единицы времени у нас получается:

$$[T] = \frac{\text{кпк}^{\frac{3}{2}}}{(G \cdot 10^6 M_\odot)^{\frac{1}{2}}} = 0.47 \cdot 10^9 \text{ лет}. \quad (3)$$

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ В СРЕДЕ AGAMA

В среде разработки AGAMA возможно строить модели методом Швардшильда, исходя из различных форм профилей плотности или функций распределений компонент. Для профиля гало ТМ мы использовали сфероидальную компоненту:

$$\rho(\bar{r}) = \rho_0 \left(\frac{\bar{r}}{b_{\text{halo}}} \right)^\alpha \left[1 + \left(\frac{\bar{r}}{b_{\text{halo}}} \right)^{-\gamma} \right]^{\frac{-\alpha-\eta}{\gamma}} \exp \left[- \left(\frac{\bar{r}}{r_{\text{cut}}} \right)^\xi \right], \quad (4)$$

$$\bar{r} = \sqrt{x^2 + (y/p)^2 + (z/Q)^2}.$$

В случаях $r \ll r_{\text{cut}}$ данный профиль плотности совпадает с уравнением (2), когда $\gamma = 2$, $\eta = 3$, $p = 1.0$. В качестве параметров r_{cut} и ξ мы использовали следующие значения: $r_{\text{cut}} = 55$ кпк, $\xi = 2.5$. Для звездной компоненты мы использовали профиль плотности Кинга, который задается пара-

Таблица 3. Параметры моделирования в среде AGAMA. Для видимой компоненты: M_{stars} — масса звезд; r_{cA} и W_0 — характерный радиус и глубина потенциальной ямы обобщенных моделей Кинга; β — сферический индекс анизотропии. Для гало ТМ параметры из формулы (4)

Звездная компонента				ТМ компонента			
$M_{\text{stars}}, 10^6 M_{\odot}$	$r_{\text{cA}}, \text{кпк}$	W_0	β	$\rho_0, 10^6 M_{\odot}/\text{кпк}^3$	$b_{\text{halo}}, \text{кпк}$	α	Q
12.13	0.753	1.786	-0.17	87.1	0.617	0.0	1.11

метрами M_{stars} , r_{cA} и $W_0 = [\Psi(r_t) - \Psi(0)]/\sigma^2$. Последний — это безразмерная величина глубины потенциальной ямы обобщенных моделей Кинга (см. документацию среды AGAMA¹).

В среде AGAMA также можно задавать кинематические ограничения для звездной компоненты. Мы использовали параметр β — это сферический индекс анизотропии: $\beta = 1 - \sigma_t^2/(2\sigma_r^2)$, где σ_t — тангенциальная составляющая дисперсии скоростей, $\sigma_t^2 = \sigma_\phi^2 + \sigma_\theta^2$, а σ_r — составляющая дисперсии вдоль сферического радиуса. Мы выбрали значение $\beta = -0.17$. В нашем моделировании именно это значение параметра в сочетании с несингулярным профилем ТМ ($\alpha = 0.0$) дает лучшие профили дисперсии скоростей (табл. 3). Такое сочетание анизотропии звездной дисперсии скоростей и несингулярного профиля ТМ мы видим в [42].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1а, представлена эволюция вириального отношения системы $-2T/W$, где T — кинетическая энергия системы, а W — потенциальная.

Для равновесной системы эта величина должна быть равна единице. Для нашей модели мы видим процесс установления равновесия для малых времен и дальнейшие колебания относительно положения равновесия. Для наших начальных условий нарушение теоремы вириала составляет 0.35%.

Модельные профили плотности видимой и ТМ компонент изображены на рис. 2. Поверхностная плотность звездной и ТМ компонент $\Sigma [M_{\odot}/\text{пк}^2]$, расстояние от центра галактики R в кпк. Мы видим уменьшение центральной поверхностной плотности компонент за время установления равновесия в системе. Но после $t \sim 0.2$ значительных изменений в профилях плотностей компонент модели не происходит.

Для профиля видимой плотности мы подобрали значения параметров Σ_0, r_c, r_t формулы (1), соответствующие параметрам $M_{\text{stars}}, r_{\text{cA}}, W_0$ нашей модели. Эта аналитическая кривая изображена черной прямой линией на рис. 2а. На рис. 2б также изображен аналитический профиль поверхностной плотности ТМ, и он совпадает с модельными точками для времени $t = 0.0$.

¹ <http://agama.software>

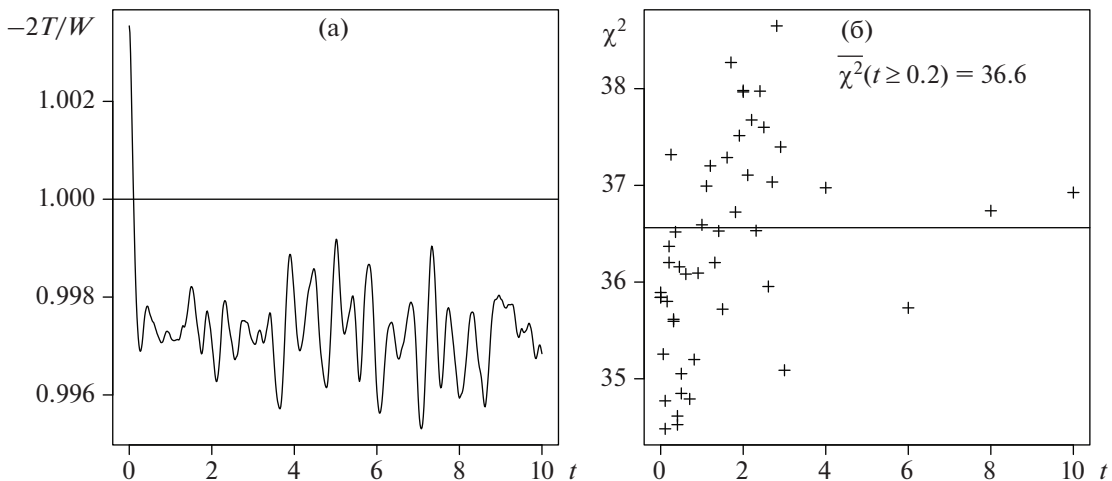


Рис. 1. Эволюция вириального отношения системы и хи-квадрата для профиля дисперсии скоростей.

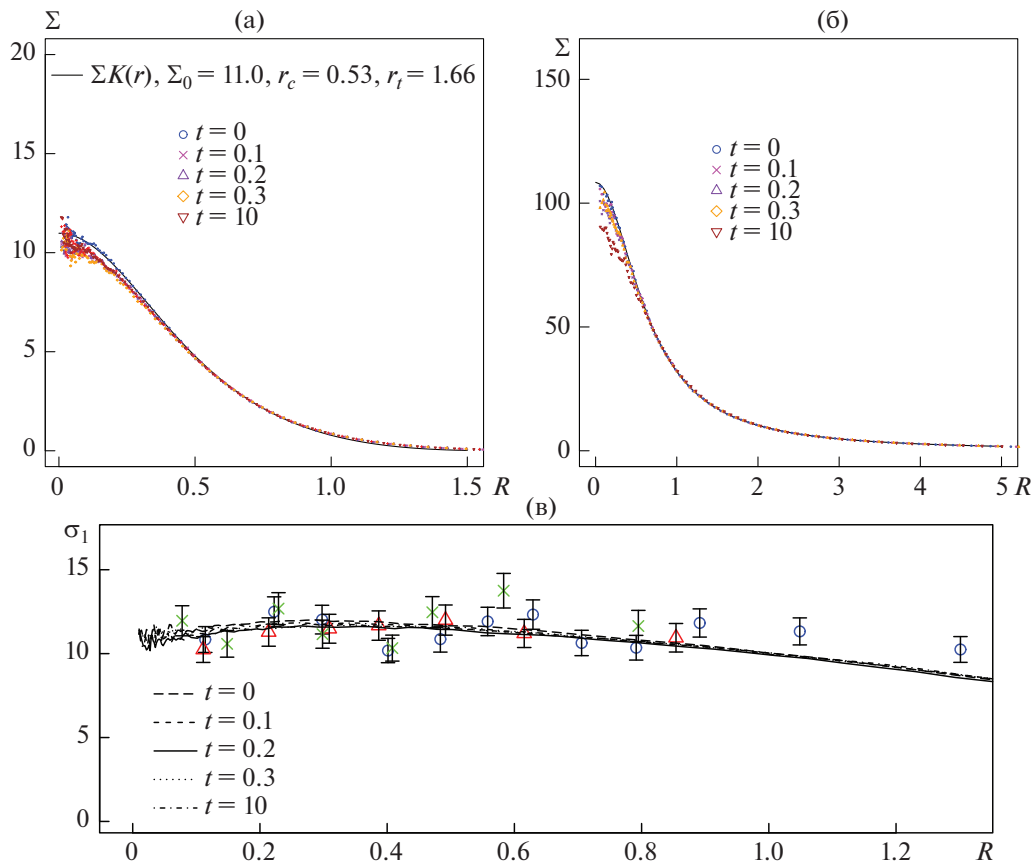


Рис. 2. Эволюция модельных профилей плотности и дисперсии скоростей.

На рис. 2в мы также видим эволюцию профилей дисперсии скоростей нашей модели и наблюдаемые дисперсии скоростей из работы [15]. Дисперсия скоростей σ_i [км/с], расстояние R [кпк].

Мы можем сказать, что наша модель согласуется с наблюдениями на протяжении своей численной эволюции. Мы так же вычислили значения χ^2 для профиля дисперсии скоростей в некоторые моменты времени численной эволюции. По этим значениям мы и выбрали рассматриваемую в нашей работе модель среди остальных. На рис. 1б, изображены рассчитанные для различных моментов времени хи-квадраты. Мы видим колебания этой величины относительно положения равновесия. Для времен $t \geq 0.2$ мы усреднили эти значения и получили $\overline{\chi^2}(t \geq 0.2) = 36.6$.

Для сравнения с другими работами мы вычислили $M_{\text{dyn}}(1.05 \text{ кпк}) = 1.29 \cdot 10^8 M_{\odot}$, что согласуется с оценками из работы [43] в $1.38 \pm 0.10 \cdot 10^8 M_{\odot}$ и оценками из работы [18] в $1.3 \cdot 10^8 M_{\odot}$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе параметров гидродинамического моделирования мы построили аксиально-симметричную самосогласованную модель карликовой сфероидальной галактики, наблюдаемой в созвездии Печь. Наша модель дает хорошее согласие с кинематическими данными. По результатам проведенных исследований можно сказать, что для этой галактики лучше подходят модели с несингулярным профилем ТМ и профилем плотности Кинга для звездной компоненты.

Модели, построенные методом Швардшильда в среде AGAMA, практически стационарны. Следует понимать, что даже строго стационарные модели, построенные на основе функций распределения, могут оказаться динамически неравновесными (существует множество известных стационарных решений для бесстолкновительных дисковых или эллипсоидальных систем, которые могут быть неустойчивыми).

Моделирование N тел позволяет проводить оценку параметров гало ТМ, поддерживающих галактики в состоянии динамического равновесия. Основываясь на этих результатах, можно

улучшить ограничения на природу частиц ТМ по их аннигиляции (см. [44]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Mateo M.L.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1998. V. 36. P. 435–506.
2. *Gilmore G., Wilkinson M.I., Wyse R.F.G. et al.* // Astrophys. J. 2007. V. 663. P. 948–959.
3. *McConnachie M., Alan W.* // Astron. J. 2012. V. 144. P. 4.
4. *Tolstoy E., Hill V., Tosi M.* // Ann. Rev. Astron. 2009. V. 47. P. 371–425.
5. *Riess A.D., Filippenko A.V., Challis P. et al.* // Astron. J. 1998. V. 116. P. 1009–1038.
6. *de Blok W.J.G., Gaugh S.S.M., Bosma A., Rubin V.C.* // Astrophys. J. 2001. V. 552. P. L23–L26.
7. *Milgrom M.* // Astrophys. J. 1983. V. 270. P. 365–370.
8. *Bekenstein J.D.* // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. P. 083509.
9. *Battaglia G., Helmi A., Breddels M.* // New Astron. Rev. 2013. V. 57. Nos. 3–4. P. 52–79.
10. *Peñarrubia J., Connahie A.W.M., Navarro J.F.* // Astrophys. J. 2008. V. 672. No. 2. P. 904–913.
11. *Strigari L.E., Bullock J.S., Kaplinghat M. et al.* // Nature (London, U.K.). 2008. V. 454. No. 7208. P. 1096–1097.
12. *Walker M.G., Mateo M., Olszewski E.W. et al.* // Astrophys. J. 2009. V. 704. P. 1274–1287.
13. *Salui P., Wilkinson M.I., Walker M.G. et al.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2012. V. 420. No. 3. P. 2034–2041.
14. *Read J.I., Walker M.G., Steger P.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2019. V. 484. No. 1. P. 1401–1420.
15. *Hayashi K., Chiba M.* // Astrophys. J. 2012. V. 755. No. 2. P. 145.
16. *Hayashi K., Ichikawa K., Matsumoto Sh. et al.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2016. V. 461. P. 2914–2928.
17. *Wu X.* // astro-ph/0702233. 2007.
18. *Amorisco N.C., Evans N.W.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2011. V. 411. No. 4. P. 2118–2136.
19. *Sanders J.L., Binney J.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2016. V. 457. No. 2. P. 2107–2121.
20. *Jeffreson S.M.R., Sers J.L., Evans N.W. et al.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2017. V. 469. No. 4. P. 4740–4762.
21. *Vasiliev E.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2018. V. 482. No. 2. P. 1525–1544.
22. *Pascale R., Binney J., Nipoti C., Posti L.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2019. V. 488. No. 2. P. 2423–2439.
23. *Schwarzschild M.* // Astrophys. J. 1979. V. 232. P. 236–247.
24. *Breddels M.A., Helmi A.* // Astron. Astrophys. 2013. V. 558. P. A35.
25. *Jardel J.R., Gebhardt K.* // Astrophys. J. 2012. V. 746. No. 1. P. 89.
26. *Kowalczyk K., del Pino A., Lokas E.L., Valluri M.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2019. V. 482. No. 4. P. 5241–5249.
27. *Zatrimaylov K.* // arXiv: 2010.06573 (2020).
28. *Hagen J.H.J., Helmi A., Breddels M.A.* // Astron. Astrophys. 2019. V. 632. P. A99.
29. *Battaglia G., Sollima A., Nipoti C.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2015. V. 454. No. 3. P. 2401–2415.
30. *González-Morales A.X., Marsh D.J.E., Peñarrubia J., Ureña-López L. A.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2017. V. 472. No. 2. P. 1346–1360.
31. *Safarzadeh M., Spergel D.N.* // Astrophys. J. 2020. V. 893. No. 1. P. 21.
32. *Klypin A.A., Shandarin S.F.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1983. V. 204. P. 891–907.
33. *Dehnen W.* // J. Comput. Phys. 2002. V. 179. P. 27–42.
34. *Dehnen W.* // Astrophys. J. 2000. V. 536. No. 1. P. L39–L42.
35. *Vasiliev E., Valluri M.* // Astrophys. J. 2020. V. 889. No. 1. P. 39.
36. *King I.* // Astron. J. 1962. V. 67. P. 471.
37. *Plummer H.C.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1911. V. 71. P. 460–470.
38. *Walker M.G., Mateo M., Olszewski E.W.* // Astron. J. 2009. V. 137. P. 3100–3108.
39. *Irwin M., Hatzidimitriou D.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1995. V. 277. P. 1354–1378.
40. *Pietrzyński G., Górski M., Gieren W. et al.* // Astron. J. 2009. V. 138. P. 459–465.
41. *Battaglia G., Tolstoy E., Helmi A. et al.* // Astron. Astrophys. 2006. V. 459. P. 423–440.
42. *Hayashi K., Chiba M.* // Astrophys. J. 2015. V. 810. P. 22.
43. *Pascale R., Posti L., Nipoti C., Binney J.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2018. V. 480. No. 1. P. 927–946.
44. *Ando Sh., Geringer-Sameth A., Hiroshima N. et al.* // Phys. Rev. D. 2020. V. 102. No. 6. P. 061302.

The Fornax Dwarf Galaxy Structure According to the Dark Matter Dominated Self-Consistent Modelling

G. A. Shchelkanova*

National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

*e-mail: mikgalina@gmail.com

Received December 24, 2020; revised February 24, 2021; accepted March 4, 2021

A nearly self-consistent quasi-equilibrium stellar halo model is presented for the Fornax dwarf spheroidal satellite galaxy, associated with the Milky Way. Such satellite galaxies are dominated by dark matter and have almost no gas in the system. They are excellent objects for N-body modeling that takes into account visible

and dark matter halo components. Each one of the N particles in our model follows its own orbital motion within the self-consistent gravitational potential, which is itself generated by all these particles. A source code is applied that is embedded in the AGAMA framework and is based on the Schwarzschild calculation of orbits. To construct the components, the initial guess is to use a stellar–dark matter model of the Fornax galaxy, which is based on the hydrodynamic axisymmetric Jeans equations, taking into account the velocity anisotropy parameter. The first studies of the galaxy are bounded by the hydrodynamic approaches based on the Jeans equations. However, the free paths of dark matter particles are huge; hence, the applicability of the hydrodynamic approximation is doubtful. Further studies of the dwarf spheroidal galaxies associated with the Milky Way assume non-self-consistent (stars moving in the dark matter gravitational field) models of the objects based on distribution functions depending on the action integrals. Self-consistent modeling is performed only for the spherically symmetric approximation. Our model is self-consistent and axially symmetric; i.e., it takes into account the prolateness of the dark halo. On the basis of the available density distribution of the components, we obtain the model velocity dispersion profile of the galaxy's stellar component. The profile is consistent with the observational data for the stellar component. Thus, the given density distribution for the dark halo can be used to predict the dark matter annihilation signal. Calculations are also performed for the numerical evolution of the resulting model in a self-consistent N -body gravitational field. The model is shown to be sufficiently stable over several dozen dynamical times..

Keywords: galaxies, dwarf spheroidals, kinematics and dynamics, dark matter