

УДК 524.7

ДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И АНИЗОТРОПИЯ ДИСПЕРСИИ СКОРОСТЕЙ В ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИКАХ

© 2019 г. Е. Н. Киреева¹, Б. П. Кондратьев^{1,2*}

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Москва, Россия

²Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория РАН, 196140, Санкт-Петербург

Поступила в редакцию 06.12.2018 г.; после доработки 29.04.2019 г.; принята к публикации 29.04.2019 г.

На базе тензорной теоремы вириала второго порядка построены модели для 12 эллиптических галактик. Использованный метод позволяет учесть для каждой галактики пространственную форму и структуру внутренних слоев плотности. При этом используются новые наблюдательные данные по глубокой фотометрии поверхностной яркости E-галактик и структуре изофот. Из системы уравнений находятся компоненты тензора гравитационной энергии, тензора энергии вращения и тензора дисперсии скоростей β . Это дает возможность для каждой галактики вычислить показатель анизотропии дисперсии скоростей β . По всей выборке найдено $0.012 \leq \beta \leq 0.246$. Показано, что учет изменения отношения масса-светимость M/L (по звездному составу) может примерно на 20% уменьшить значение β . Результаты сравниваются с выводами других исследователей. Установлено, что для небольших E-галактик (быстрых ротаторов) наши значения β согласуются с найденными в проекте ATLAS^{3D} на основе Джинсовских анизотропных моделей. Однако для гигантских E-галактик (медленных ротаторов) наши модели, учитывающие трехосную форму и реальную структуру изоденситных слоев, дают гораздо лучшее согласие с наблюдениями, чем упрощенные осесимметричные модели в проекте SAURON.

DOI: 10.1134/S0004629919090044

1. ВВЕДЕНИЕ

До конца 1970-х годов считалось, что все эллиптические галактики имеют осевую симметрию и их сплюснутость обусловлена вращением. Однако этот вывод основывался не на наблюдениях (из-за большого градиента яркости измерить вращение у E-галактик было чрезвычайно трудно), а на следствиях из классической теории фигур равновесия. Предполагалось, что прототипом E-галактик могут быть модифицированные (с учетом замены идеальной жидкости на бесстолкновительную звездную среду) сфероиды Маклорена. Популярными в то время были бесстолкновительные фазовые модели Gott [1], Wilson [2] и Larson [3]; эти модели имели осесимметричную форму сжатого сфероида и фазовую плотность, зависящую от интегралов энергии E и углового момента J . В них выполнялось условие $\sigma_{33}^2 = \sigma_{12}^2$, означающее, что давление в меридиональной плоскости сфероида является изотропным и, как следствие, зависимость сжатия модели от вращения должна быть близка к той,

которую имеют сфероиды Маклорена. Эллипсоидальные фазовые модели более сложного типа были построены в [4].

Ситуация обострилась, когда удалось измерить [5] вращение у галактики NGC 4697; оказалось, что величина этого вращения мала и явно недостаточна для создания наблюдаемого сжатия. Эффект малого вращения вскоре был подтвержден в [6] на более широкой подборке E-галактик, что привело в итоге к пересмотру взглядов на эллиптические галактики. В этой многогранной проблеме отметим два фактора.

По горячим следам этого открытия Binney [7] предложил идею остаточной анизотропии дисперсии скоростей в E-галактиках, которая удачно вписывалась в общую картину динамики бесстолкновительных звездных систем. Более детально анизотропия давления в E-галактиках изучалась в работе Кондратьева [8], где впервые учитывались реальные профили сжатия изофот у каждой галактики.

С проблемой динамики E-галактик тесно связан вопрос их пространственной формы. В проекции на картинную плоскость любая эллиптическая галактика представлена эллипсом (лимбом). Однако

*E-mail: work@boris-kondratyev.ru

такой эллипс в проекции дают как сжатый сфероид, так и трехосный эллипсоид, и возникают трудности с интерпретацией наблюдений: какую в действительности пространственную форму имеет та или иная эллиптическая галактика? Вопрос важный, так как в динамическом отношении модели сжатого сфероида и трехосного эллипсоида могут заметно различаться. В связи с этим уместно напомнить, что аналогичная ситуация в науке уже встречалась. Как известно, на протяжении целого века в теории фигур равновесия были известны только сжатые сфероиды Маклорена, а существование трехосных фигур равновесия из-за инерции мышления было немислимо. И только в 1834 г. математиком Якоби была высказана дерзкая мысль (отвергавшаяся поначалу Лагранжем!) о существовании трехосных фигур равновесия. Последние известны теперь как эллипсоиды Якоби.

Для прояснения вопроса о форме E-галактик в 1979 г. были предложены два наблюдательных теста [9]. Первый тест указывал, что в проекции на небесную сферу трехосной галактики ее ось вращения не будет, как правило, совпадать с видимой малой осью спроектированного на картинную плоскость эллипса; второй тест базируется на изучении часто наблюдаемого у E-галактик эффекта нарушения соосности изофот. Применение этих тестов позволило выяснить, что среди эллиптических галактик встречаются как осесимметричные сжатые сфероиды, так и трехосные эллипсоиды. Отметим также, что вопрос об ориентации галактик относительно оси вращения стоит более широко, чем для жидких фигур равновесия. В частности, в отличие от жидких фигур, бесстолкновительные трехосные эллипсоиды (даже без внутренних течений центроидов) могут устойчиво вращаться вокруг не только малой, но и средней оси [10].

Сейчас эллиптические галактики принято подразделять на два подкласса в соответствии с их морфологией и кинематикой. К одному подклассу относят гигантские сE-галактики, имеющие очень слабое вращение; считается, что их трехосная форма в значительной степени поддерживается анизотропией дисперсии скоростей. Другой подкласс образуют небольшие E- и карликовые dE-галактики. Они имеют форму сжатого сфероида, которая поддерживается достаточно быстрым вращением, а внутреннее давление можно считать почти изотропным (хотя бы в меридиональной плоскости). Такая классификация совпадает с делением галактик на основе их кинематики на быстрые и медленные ротаторы, предложенным в проекте SAURON [11]. Разумеется, ни одна из этих регламентаций не охватывает всего многообразия галактик раннего типа, так как кинематика и морфологические особенности каждой звездной системы зависят от индивидуальной истории ее образования.

С развитием новых представлений об эллиптических галактиках актуальной стала задача построения таких динамических моделей, где равновесие создается не только гравитацией и вращением, но и анизотропией дисперсии скоростей звезд. Задача заключалась в том, чтобы с помощью моделей выяснить, насколько в той или иной конкретной галактике эллипсоид скоростей отличается от сферы. Следует подчеркнуть, что при построении таких моделей определяющую роль играет выбор адекватного математического аппарата. Наш подход основан на применении тензорной теоремы вириала к эллипсоидальной слоисто-неоднородной подсистеме и включает в себя модели как с осевой симметрией, так и трехосной формы [12, 13].

За меру анизотропии дисперсии скоростей можно взять, например, величину

$$\beta = 1 - \frac{\sigma_{33}^2}{\sigma_{11}^2}, \quad (1)$$

где $\beta = 0$ соответствует случаю изотропного давления. В силу очевидных соотношений

$$\sigma_{11} = \sigma_{22} = \frac{\sigma_{12}}{\sqrt{2}} \quad (2)$$

квадрат полной дисперсии скоростей можно записать в виде

$$\sigma^2 = \frac{1}{2}\sigma_{12}^2(3 - \beta). \quad (3)$$

Так как давление $p \sim \rho\sigma^2$, то с учетом (3) можно видеть, что даже умеренное увеличение параметра анизотропии β дает увеличение плотности вещества ρ .

На выборке из 10 галактик в [8] было установлено, что показатель анизотропии слабо коррелирует со средней сплюснутостью изофот, а верхний предел анизотропии равен $\beta_{\max} \approx 0.38$. Затем в [14] на выборке из 16 E-галактик эти результаты были уточнены:

$$0.0 \leq \beta \leq 0.30. \quad (4)$$

причем $\beta = 0$ соответствовало галактике NGC 4468 (E1), а $\beta_{\max} = 0.30$ — галактике NGC 4460 E5.3. Проблема анизотропии дисперсии скоростей обсуждалась также в работе [15], где было отмечено, что сплюснутый в радиальном направлении эллипсоид скоростей косвенно может свидетельствовать о происхождении данной E-галактики через слияние двух спиральных галактик.

За последние 10–15 лет появились новые методы наблюдений (большие наземные телескопы и спектрометры интегрального поля), с помощью которых было получено много новой информации об эллиптических галактиках. В частности, были

измерены профили сжатия изофот на столь далекой периферии гигантских E-галактик, что размеры изучаемых областей в галактиках возросли на порядок. Обилие новой информации вновь привлекло внимание к построению динамических моделей E-галактик. При этом следовало также уточнить влияние на динамику галактик таких важных факторов, как сверхмассивные центральные черные дыры и темная материя (см., например, [16]).

Однако новая информация об эллиптических галактиках в полной мере остается пока неустраиваемой. В известном проекте SAURON, см. [11], были построены т.н. Джинсовские анизотропные модели (JAM), которые хорошо зарекомендовали себя при описании небольших галактик с регулярным полем скоростей и малой анизотропией давления. Но этим дело и ограничилось. Одним из недостатков указанных JAM-моделей является то, что все они имеют вращательную симметрию и поэтому их нельзя применять к гигантским трехосным E-галактикам. Другим недостатком JAM-моделей явилось то, что в них применяется весьма упрощенный способ описания внутренней структуры галактик (с помощью одних только подобных изоденситных слоев); тем самым игнорируется тот важный факт, что у всех E-галактик сплюснутость изофот изменяется с расстоянием от центра. В связи с этим напомним важный теоретический факт [12, 13]: *в неоднородных эллипсоидах с подобными слоями плотности отношение энергии вращения T_{rot} к модулю гравитационной энергии системы* (подробнее об отношении $t = \frac{T_{\text{rot}}}{|W|}$ см. в разд. 2) *вообще не зависит от концентрации материи и в точности совпадает с одноименным отношением для однородных классических фигур равновесия.* Следовательно, заманчивые в своей простоте модели с подобными слоями не позволяют, однако, находить правильные значения отношения $t = \frac{T_{\text{rot}}}{|W|}$ у многих галактик. Таким образом, поскольку JAM-модели не учитывают реальную структуру и трехосную форму эллиптических галактик, для глубокого анализа проблемы E-галактик их необходимо усовершенствовать.

В этой работе мы изучаем динамику 12 эллиптических галактик, используя более совершенные математические модели и привлекая новую наблюдательную информацию о структуре и вращении этих звездных систем. Наш подход основан на применении тензорной теоремы вириала, с помощью которой выводятся уравнения для компонентов тензора энергии вращения и тензора гравитационной энергии слоисто-неоднородного эллипсо-

ида с переменной сплюснутостью слоев плотности. Данный метод универсален и позволяет создавать динамические модели для каждой эллиптической галактики с учетом наблюдаемых у нее распределений поверхностной яркости и структуры изофот. Дополнительно в некоторых случаях учитывается также изменение отношения масс-светимости M/L по телу галактики. В итоге, сравнивая найденное с учетом наблюдений отношение $t_{\text{об}} = \frac{T_{\text{rot ob}}}{|W|}$ с теоретическим $t_{\text{ис}} = \frac{T_{\text{rot is}}}{|W|}$, мы определяем в каждой конкретной галактике величину анизотропии дисперсии скоростей. Исследование показало, что применение наших неоднородных моделей к гигантским E-галактикам дает лучшее согласие с наблюдениями, чем упрощенные осесимметричные модели в проекте SAURON.

2. МЕТОД

2.1. Вириальные уравнения

Рассмотрим согласно [12, 13] слоисто-неоднородный эллипсоид, вращающийся с угловой скоростью Ω вокруг оси Ox_3 . В этой системе отсчета диагональные компоненты вириального уравнения второго порядка равны

$$2T_{11} + W_{11} + \Pi_{11} + I_{11}\Omega^2 + \quad (5)$$

$$+ 2\Omega \int_V \rho u_2 x_1 dV = 0,$$

$$2T_{22} + W_{22} + \Pi_{22} + I_{22}\Omega^2 - 2\Omega \int_V \rho u_1 x_2 dV = 0,$$

$$W_{33} + \Pi_{33} = 0.$$

Здесь

$$T_{ij} = \frac{1}{2} \int_V \rho u_i u_j dV \quad (6)$$

$$\text{и } \Pi_{ij} = \int_V \rho (\dot{x}_i - u_i) (\dot{x}_j - u_j) dV$$

— тензор кинетической энергии движения центров и тензор энергии хаотического движения звезд; \mathbf{u} — вектор скорости упорядоченного движения, а $(\dot{\mathbf{x}} - \mathbf{u})$ — остаточного движения звезд. В системе отсутствует меридиональная циркуляция, и положено $T_{33} = 0$. Член $2\Omega \int_V \rho u_i x_j dV$ описывает действие сил Кориолиса. Уравнения (5) позволяют исследовать динамику звездных систем как с изотропным ($\Pi_{11} = \Pi_{22} = \Pi_{33}$), так и с анизотропным ($\Pi_{11} \neq \Pi_{22} \neq \Pi_{33}$) давлением. На данном этапе исследования в качестве меры анизотропии дисперсии скоростей в системе удобно взять отношение

$$k = \frac{\Pi_{11} + \Pi_{22}}{2\Pi_{33}}. \quad (7)$$

Подробный анализ системы уравнений (5) дан в монографии [17], а здесь мы приводим только формулу для энергии вращения конфигурации

$$T_{\text{rot ob}} = \frac{1}{2} (2kW_{33} - W_{11} - W_{22}). \quad (8)$$

В частности, в системе с изотропным давлением $k = 1$, и тогда

$$T_{\text{rot is}} = \frac{1}{2} (2W_{33} - W_{11} - W_{22}). \quad (9)$$

Заметим, что величину k из (7) можно представить более наглядно через отношение компонента дисперсии скоростей в экваториальной плоскости σ_{12} к компоненту σ_{33} в направлении оси вращения

$$k = \frac{\frac{1}{2}M\sigma_{12}^2}{M\sigma_{33}^2} = \frac{\sigma_{12}^2}{2\sigma_{33}^2}, \quad (10)$$

В свою очередь, величину анизотропии $\beta = 1 - \frac{\sigma_{33}^2}{\sigma_{11}^2}$ из (1) можно выразить через k из (10) (см. ниже формулу (32)).

2.2. Тензор гравитационной энергии и полная энергия вращения слоисто-неоднородного эллипсоида

Следуя работам [12, 13], рассмотрим слоисто-неоднородный эллипсоид с распределением плотности

$$\rho = \rho(m), \quad (11)$$

где

$$\frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{\alpha_2^2(m)a_2^2} + \frac{x_3^2}{\alpha_3^2(m)a_3^2} = m^2, \quad (12)$$

$$0 \leq m \leq 1.$$

Здесь m — параметр распределения, a_1, a_2, a_3 — полуоси граничного эллипсоида, а уровенные слои плотности представлены эллипсоидами с полуосями $ma_1, m\alpha_2(m)a_2, m\alpha_3(m)a_3$. Функции $\alpha_i(m)$ должны удовлетворять следующим условиям: они непрерывны вместе со своими первыми производными; поверхности равной плотности (12) не должны пересекаться друг с другом; на граничной поверхности эллипсоида $\alpha_2(1) = \alpha_3(1) = 1$. В частном случае эллипсоида с подобными слоями все $\alpha_i(m) = 1$. Масса и моменты инерции эллипсоидальной подсистемы с поверхностью $S(m)$ равны

$$M(m) = \frac{4}{3}\pi a_1 a_2 a_3 \int_0^m dm \rho(m) \frac{d}{dm} \times \quad (13)$$

$$\times \left[m^3 \prod_{i=1}^3 \alpha_i(m) \right];$$

$$I_{ij}(m) = \frac{4}{15}\pi a_1 a_2 a_3 a_i a_j \delta_{ij} \int_0^m dm \rho(m) \frac{d}{dm} \times$$

$$\times \left[m^5 \alpha_i^2(m) \prod_{i=1}^3 \alpha_i(m) \right].$$

Далее понадобятся также разности моментов инерции

$$N_{kl}(m) = I_{kk}(m) - I_{ll}(m); \quad k, l = 1, 2, 3. \quad (14)$$

Внутренние и внешние потенциалы таких слоисто-неоднородных эллипсоидов были изучены в работах [12, 13]. Там же был найден тензор гравитационной энергии W_{ij} , через компоненты которого можно выразить энергию вращения в виде

$$T_{\text{rot is}} = T_1 - T_2 - T_3, \quad (15)$$

где составляющие равны

$$T_1 = \frac{1}{2}\pi G \int_0^1 dm \rho(m) M(m) \frac{d}{dm} \times \quad (16)$$

$$\times \left[m^2 \left(\alpha_1^2(m) a_1^2 A_1 + \alpha_2^2(m) a_2^2 A_2 - 2\alpha_3^2(m) a_3^2 A_3 \right) \right];$$

$$T_2 = \frac{3}{2}\pi G \int_0^1 dm \rho(m) \times$$

$$\times \left\{ N_{13}(m) \frac{d}{dm} \left[\frac{A_1 - (1 - e_{13}^2) A_3}{e_{13}^2} + \right] + \right.$$

$$\left. + N_{23}(m) \frac{d}{dm} \left[\frac{A_2 - (1 - e_{23}^2) A_3}{e_{23}^2} + \right] \right\};$$

$$T_3 = \pi G \int_0^1 dm \rho(m) \times$$

$$\times \left\{ N_{21}(m) \frac{dA_1}{dm} + (I_{22}(m) + 2I_{33}(m)) \frac{dA_3}{dm} \right\}.$$

Главный вклад в энергию вращения вносит член T_1 . Полная гравитационная энергия эллипсоида (след тензора W_{ij}) будет равна

$$W = -\pi G \int_0^1 dm \rho(m) \times \quad (17)$$

$$\times \left[M(m) \frac{dI(m)}{dm} - N_{21}(m) \frac{dA_2}{dm} + N_{13}(m) \frac{dA_3}{dm} \right],$$

где

$$I(m) = m^2 \sum_{i=1}^3 \alpha_i^2(m) a_i^2 A_i; \quad (18)$$

$$A_i(m) = a_1 a_2 a_3 \prod_{i=1}^3 \alpha_i(m) \times \int_0^\infty \frac{m^2 du}{\Delta(m, u) [m^2 (\alpha_i^2(m) a_i^2 + u)]};$$

$$\Delta^2(m, u) = m^2 \prod_{i=1}^3 (\alpha_i^2(m) a_i^2 + u),$$

а разности $N_{kl}(m)$ даны в (14).

2.3. Использование фотометрических данных

для расчета отношения $t = \frac{T_{\text{rot}}}{|W|}$

Несмотря на высокое качество современных фотометрических измерений, без учета сплюснутости изофот эти данные бесполезны для изучения динамики галактик. Кроме того, из-за влияния атмосферы не удастся избежать также размытия центральной части изображения. Поэтому далеко не все доступные данные наблюдений подходят для использования в нашей модели.

Наибольшими преимуществами обладает каталог [18]. Он содержит профили поверхностной яркости, сплюснутости и позиционного угла для 43 галактик раннего типа из скопления в Деве. Данные этого каталога получены комбинацией результатов наблюдений на наземных телескопах и на космическом телескопе Хаббла. Таким образом, они сочетают в себе прецизионные измерения в центральной части галактик (с угловым расстоянием от центра $< 0.03''$) и данные для далеких окраин звездных систем, где предельная звездная величина с квадратной секунды $\sim 26.5^m$. Профиль поверхностной яркости эллиптической галактики удовлетворительно описывается известным законом Хаббла, который удобно представить в виде

$$I = \frac{I_0}{1 + \delta m^2}, \quad (19)$$

где параметр m из (12) изменяется в интервале $0 \leq m \leq 1$, а δ — другой параметр, который находится выравниванием данных фотометрии. Запишем (19) в форме

$$\frac{I_0}{I} = 1 + \delta m^2, \quad (20)$$

тогда δ — угол наклона графика. Для повышения точности расчетов в слоисто-неоднородной модели профиль каждой галактики разбивался на 8–15 участков и для каждого определялось свое δ . В зависимости от размеров системы значение δ подбиралось так, чтобы для линейной формы закона (20) коэффициент правдоподобия $R^2 \sim 0.99$. Сравнение

наблюдаемого профиля с законами Вокулера и Хаббла с переменным δ приводится на рис. 1.

На этом рисунке видно, что используемый у нас закон Хаббла с переменным коэффициентом δ лучше, чем закон Вокулера, описывает не только центральную часть галактики, где сосредоточена большая часть массы, но и окраины, где часто наблюдаются наиболее значимые изменения сплюснутости изофот.

По известному распределению поверхностной яркости находится распределение объемной плотности $\rho(m)$ в модели галактики. Для создания модели достаточно знать относительное распределение объемной плотности $\rho(m)$. Как известно [13], для закона Хаббла (19)

$$\rho(m) = \frac{\arctan \sqrt{\delta \frac{1 - m^2}{1 + \delta m^2}}}{(1 + \delta m^2)^{3/2}}. \quad (21)$$

Таким образом, зная для каждой галактики $\rho(m)$ и профиль сплюснутости изофот $\varepsilon(m)$, по указанной выше схеме вычисляем $T_{\text{rot is}}$ и W , а затем находим отношение $t_{\text{is}} = \frac{T_{\text{rot is}}}{|W|}$.

2.4. Параметр анизотропии дисперсии скоростей

Представим компоненты энергии хаотического движения звезд из (6) в виде

$$P_{11} = \Pi + \tilde{P}_{11}, \quad (22)$$

$$P_{22} = \Pi + \tilde{P}_{22},$$

$$P_{33} = \Pi + \tilde{P}_{33}.$$

Здесь $\Pi \approx \frac{1}{3} M \sigma^2$ равно 2/3 от полной внутренней энергии случайного движения звезд в системе. Анизотропия давления учитывается тогда тензором \tilde{P}_{ij} , след которого (девиатор) равен нулю.

Вводя теперь обозначения

$$t_{\text{is}} = \frac{T_{\text{rot is}}}{|W|}; \quad t_{\text{ob}} = \frac{T_{\text{rot ob}}}{|W|}; \quad Q_3 = -\frac{\tilde{P}_{33}}{T_{\text{rot ob}}}, \quad (23)$$

из уравнений (5) получим важное соотношение

$$\frac{3}{2} Q_3 = \frac{t_{\text{is}}}{t_{\text{ob}}} - 1, \quad (24)$$

которое с учетом известных $T_{\text{rot is}}$ из (9) и $T_{\text{rot ob}}$ из (8) запишем в виде

$$\frac{3}{2} Q_3 = \frac{t_{\text{is}}}{t_{\text{ob}}} - 1 = \frac{2W_{33} - W_{11} - W_{22}}{2kW_{33} - W_{11} - W_{22}} - 1. \quad (25)$$

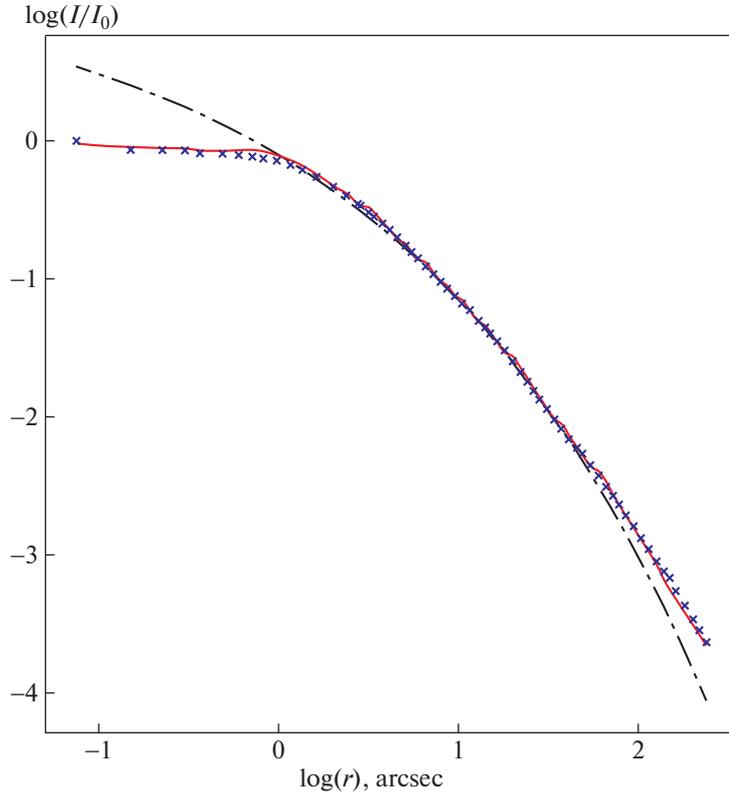


Рис. 1. Сравнение наблюдаемого профиля поверхностной яркости для галактики NGC 4621 (синие кресты) с распределением по Вокулеру (черные штрихи) и с законом Хаббла при переменном параметре δ (красная линия).

Из (25) находим

$$2k \left(1 + \frac{3}{2}Q_3\right) W_{33} = \quad (26)$$

$$= \frac{3}{2}Q_3 (W_{11} + W_{22}) + 2W_{33},$$

или, вновь учитывая уравнения (5),

$$2k \left(1 + \frac{3}{2}Q_3\right) \Pi_{33} = \quad (27)$$

$$= \frac{3}{2}Q_3 (2T_{\text{об}} + \Pi_{11} + \Pi_{22}) + 2\Pi_{33}.$$

Из (27) следует

$$2k \left(1 + \frac{3}{2}Q_3\right) = 2 + \frac{3}{2}Q_3 \left(\frac{2T_{\text{об}}}{\Pi_{33}} + 2k\right), \quad (28)$$

откуда

$$2k = 2 + \frac{3}{2}Q_3 \frac{Mv_{\text{rot}}^2}{\Pi + \tilde{\Pi}_{33}} = \quad (29)$$

$$= 2 + \frac{3}{2}Q_3 \frac{Mv_{\text{rot}}^2}{\Pi \left(1 + \frac{\tilde{\Pi}_{33}}{\Pi}\right)}.$$

Но так как

$$\frac{\tilde{\Pi}_{33}}{\Pi} = \frac{\tilde{\Pi}_{33} T_{\text{об}}}{T_{\text{об}} \Pi} = -\frac{3}{2}Q_3 \left(\frac{v_{\text{rot}}}{\sigma}\right)^2, \quad (30)$$

то выражение (29) приводится к виду

$$2k = 2 + \frac{\frac{9}{2}Q_3 \left(\frac{v_{\text{rot}}}{\sigma}\right)^2}{\left(1 + \frac{3}{2}Q_3 \left(\frac{v_{\text{rot}}}{\sigma}\right)^2\right)}. \quad (31)$$

Таким образом, согласно формулам (10) и (31), параметр анизотропии дисперсии скоростей (1) в модели галактики можно записать в виде

$$\beta = 1 - \frac{\sigma_{33}^2}{\sigma_{12}^2} = 1 - \frac{1}{2k} = \frac{1 + 4\kappa}{2 + 5\kappa}, \quad (32)$$

где обозначено

$$\kappa = \frac{3}{2}Q_3 \left(\frac{v_{\text{rot}}}{\sigma}\right)^2. \quad (33)$$

2.5. Схема расчета анизотропии дисперсии скоростей в E-галактиках

Мы имеем следующий план расчетов. Прежде всего из наблюдений нам известны v_{rot} и σ , что позволяет из скалярной теоремы вириала

$$|W| = M (\gamma v_{\text{rot}})^2 + M\sigma^2 \quad (34)$$

найти еще одно необходимое отношение

$$t_{\text{ob}} = \frac{T_{\text{rot ob}}}{|W|} = \frac{1}{2} \frac{\left(\gamma \frac{v_{\text{rot}}}{\sigma}\right)^2}{1 + \left(\gamma \frac{v_{\text{rot}}}{\sigma}\right)^2}. \quad (35)$$

Отметим, что величина (35) характеризует каждую конкретную галактику.

С другой стороны, как было показано в разделе 2.3, зная из наблюдений профиль сжатия изофот $\varepsilon(m)$, с учетом распределения вещества $\rho = \rho(m)$ и описанного в разд. 3.3 изменения по телу галактики отношения “масса-светимость” M/L , можно по формуле

$$t_{\text{is}} = \frac{T_{\text{rot is}}}{|W|} = \frac{T_1 - T_2 - T_3}{|W|} \quad (36)$$

рассчитать t_{is} . Затем по формуле (24) находим само значение параметра Q_3 . Наконец, зная Q_3 и отношение $\left(\frac{v_{\text{rot}}}{\sigma}\right)_{\text{ob}}$, по формулам (32) и (33) можно рассчитать теперь для каждой галактики искомое значение параметра анизотропии дисперсии скоростей β .

2.6. Влияние эффекта ориентации фигуры галактики на параметр Q_3

Предположим, что осесимметричная галактика со средней сплюснутостью изофот ε_{ob} случайным образом ориентирована относительно наблюдателя. Наблюдаемая и действительная сплюснутости галактики ε_{ob} и ε_{ist} , как известно из [19], связаны с позиционным углом ориентации экваториальной плоскости галактики i формулой

$$\cos i = \left[\frac{\varepsilon_{\text{ob}} (2 - \varepsilon_{\text{ob}})}{\varepsilon_{\text{ist}} (2 - \varepsilon_{\text{ist}})} \right]^{1/2}. \quad (37)$$

Отношение наблюдаемой скорости вращения галактики v_{ob} к истинной v_{ist} также равно $\cos i$. Вследствие того, что $\varepsilon_{\text{ob}} \leq \varepsilon_{\text{ist}}$, мы имеем $\left(\frac{v_{\text{rot}}}{\sigma}\right)_{\text{ob}} \leq \left(\frac{v_{\text{rot}}}{\sigma}\right)_{\text{ist}}$. Поэтому, согласно формуле (35), будет выполняться неравенство $t_{\text{ist}} \geq t_{\text{ob}}$. Последнее неравенство дает ограничение (см. формулу (24)) на величину Q_3 :

$$(Q_3)_{\text{ob}} \leq (Q_3)_{\text{ist}}. \quad (38)$$

Это неравенство в свою очередь (см. формулу (33)) означает, что $\kappa_{\text{ob}} \leq \kappa_{\text{ist}}$. Теперь, в силу соотношения (32), мы приходим к выводу

$$\beta_{\text{ist}} \geq \beta_{\text{ob}}. \quad (39)$$

Следовательно, найденная из сравнения наблюдений с модельными расчетами величина показателя

анизотропии $\beta = 1 - \frac{\sigma_3^2}{\sigma_{12}^2}$ с учетом рассматриваемой поправки за ориентацию галактики будет возрастать. В этом и заключается влияние эффекта ориентации фигуры галактики на параметр анизотропии дисперсии скоростей.

3. ПРИМЕНЕНИЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

3.1. Исследуемые галактики

В первую очередь нас интересуют те эллиптические галактики, в динамике которых существенную роль может играть анизотропия дисперсии скоростей. Из указанных каталогов были выбраны все E-галактики со звездной массой $M_* \geq 10^{11} M_{\odot}$, а также другие доступные E-галактики, которые в работе [20] классифицированы как медленные ротаторы. Для проверки метода в выборку были включены также две быстро вращающиеся галактики, распределение скоростей в которых должно быть близко к изотропному. К этому списку была добавлена небольшая E-галактика NGC 4473, показывающая быстрое вращение, но его величины все равно не хватает для поддержания ее сильно сплюснутой формы.

Основные свойства 12 изучаемых галактик приводятся в табл. 1.

3.2. Результаты применения наблюдательных тестов

В настоящей работе галактики моделировались либо осесимметричным сжатым, либо вытянутым (не имеющим осевой симметрии вокруг оси Ox_3) сфероидами. Данных для использования модели трехосного эллипсоида пока недостаточно, однако динамические свойства вытянутого сфероида при относительно большой сплюснутости близки к свойствам трехосного эллипсоида [17].

Чтобы определить, какой моделью следует описывать ту или иную галактику, привлекались результаты наблюдательных тестов, упомянутых выше [9]. Прежде всего, чтобы подобрать наиболее подходящий класс моделей (с осевой симметрией или без нее), мы использовали данные об отклонении проекции оси вращения от наблюдаемой малой оси галактики [22] (так называемый misalignment) и профили позиционного угла всех 12 исследуемых систем (см. табл. 2, 3).

Как видно, галактики NGC 4261, 4365, 4374, 4486 и 4636 имеют заметное несовпадение проекции оси вращения и наблюдаемой малой оси эллипса. Галактики NGC 4472 и 4552 хотя и показывают небольшое несовпадение этих осей, но демонстрируют при этом существенное нарушение

Таблица 1. Основные характеристики изучаемых галактик: столбец 2 — эффективный радиус; столбец 3 — отношение V_{rot}/σ на R_e ; столбец 4 — сплюснутость изофот на R_e ; столбец 5 — логарифм полной звездной массы в массах Солнца; столбец 6 — классификация галактики по схеме ATLAS^{3D} (F — быстрый ротатор, S — медленный ротатор). Данные столбцов (2, 3, 5) взяты из каталога [21], столбцов (4, 6) — из [20]

Название	R_e , кпк	V_{rot}/σ	ε_e	$\log M_*, M_\odot$	F/S
NGC 4261	5.85	0.081	0.222	11.42	S
NGC 4365	5.59	0.100	0.254	11.37	S
NGC 4374	4.33	0.024	0.147	11.35	S
NGC 4472	7.49	0.063	0.172	11.69	S
NGC 4486	6.78	0.021	0.037	11.5	S
NGC 4552	2.57	0.047	0.047	11.05	S
NGC 4636	6.98	0.036	0.094	11.09	S
NGC 4649	5.33	0.107	0.156	11.41	F
NGC 4458	2	0.143	0.121	10.04	S
NGC 4621	3.24	0.253	0.365	10.97	F
NGC 4434	1.55	0.227	0.058	10.37	F
NGC 4473	2.13	0.252	0.421		F

Таблица 2. Отклонение проекции оси вращения галактики от видимой малой оси эллиптического лимба: здесь $\Psi = \varphi - \varphi'$ (φ — позиционный угол наблюдаемой малой оси галактики и φ' — позиционный угол проекции оси вращения) по данным [22]. Данные охватывают только центральные области галактик

Название	$\Psi, ^\circ$	Название	$\Psi, ^\circ$	Название	$\Psi, ^\circ$
NGC 4261	73.7	NGC 4486	46.2	NGC 4458	20.1
NGC 4365	75.9	NGC 4552	7.2	NGC 4621	2.0
NGC 4374	42.7	NGC 4636	57.2	NGC 4434	7.7
NGC 4472	14.3	NGC 4649	0.2	NGC 4473	0.2

Таблица 3. Разность между максимальным и минимальным значением позиционного угла наблюдаемой малой оси изофот галактики по данным [18]

Название	$\Delta\phi, ^\circ$	Название	$\Delta\phi, ^\circ$	Название	$\Delta\phi, ^\circ$
NGC 4261	48.7	NGC 4486	197.7	NGC 4458	6.8
NGC 4365	11.3	NGC 4552	41.8	NGC 4621	3.5
NGC 4374	69.8	NGC 4636	23.7	NGC 4434	8.4
NGC 4472	37.3	NGC 4649	42.7	NGC 4473	4.0

соосности изофот и являются гигантскими системами. На основании сказанного, для всех этих 7 галактик применялась модель вытянутого сфероида. Галактика NGC 4649 хотя и является гигантской системой, но показывает лишь небольшое нарушение соосности изофот и малое несовпадение осей,

поэтому мы моделировали ее обоими типами фигур. Для остальных галактик NGC 4458, 4261, 4334 и 4473, которые не показывают большого нарушения соосности изофот, использовалась модель сжатого сфероида.

3.3. Градиентный профиль отношения “масса-светимость” M/L

Начальное распределение масс, с которым формируются звезды — фундаментальное свойство галактики, так или иначе влияющее на все, что можно непосредственно наблюдать в звездной системе. Функция масс Млечного Пути достаточно хорошо изучена и описывается простым законом [23], однако в других галактиках ситуация может быть иной. Независимые методы, основанные на гравитационном линзировании и звездной кинематике [24], [25], подтверждают, что массивные E-галактики имеют *большую звездную* массу, чем предсказывает функция масс Млечного Пути. В работе [26] было выдвинуто предположение, что различие начальных функций масс связано с избытком маломассивных звезд в гигантских E-галактиках.

Возвращаясь к эллиптическим галактикам, напомним, что в каждой из них отношение масса-светимость M/L (по звездному составу) ранее считалось [27] постоянным. Однако сейчас такое предположение поставлено под сомнение в свете вышеупомянутых исследований и с утверждением новой парадигмы об образовании массивных E-галактик. Она гласит, что центральная, плотная часть таких систем образовалась в ранней Вселенной в ходе звездообразования, а окраинная часть появилась позже в результате аккреции спутников, которая продолжается и по сей день [28]. Основываясь на таком предположении и анализируя кинематику звезд, шаровых звездных скоплений и спутников галактики M87, авторы работы [29] пришли к выводу, что звездное отношение M/L в ней описывается законом

$$\Gamma^* \sim R^\mu, \quad \mu = -0.54 \pm 0.05, \quad (40)$$

где R — расстояние от центра системы.

Основываясь на данных по M87, мы включили градиент отношения “масса-светимость” в модели некоторых массивных систем, так как он учитывает дополнительное изменение объемной плотности звезд по телу галактики и сверхмассивную черную дыру в центре.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

4.1. Сравнение моделей с переменной и постоянной сплюснутостью изоденситных слоев

По указанной выше схеме были проведены расчеты параметра $3/2Q_3$ и соответствующего ему показателя анизотропии β для моделей как с подобными слоями, так и для более реалистичных моделей с переменной сплюснутостью изоденситных слоев. Результаты расчетов приводятся в табл. 4. Каждой галактике соответствуют два значения показателей анизотропии: первое для $\gamma = 1$ и второе для $\gamma = 0.87$ (влияние эффекта ориентации).

Анализируя полученные результаты, сразу можно отметить, что на значения показателей анизотропии существенно влияет ширина той зоны, в которой учитывается сплюснутость изофот в галактике. Это и понятно, так как в галактиках NGC 4486, 4636 и 4552, например, существенное возрастание сплюснутости изофот происходит за пределами центральной части. Модель же с подобными слоями, которая игнорирует реальный профиль изофот в галактиках, дает для них явно заниженные значения показателя анизотропии β . Наблюдательные тесты и данные о массе показывают, что эти галактики являются гигантскими трехосными системами, и поэтому логично ожидать в них высокую анизотропию дисперсии скоростей. Это подтверждается нашими расчетами по модели с переменной сплюснутостью слоев плотности: во всех этих трех галактиках действительно присутствует заметная анизотропия дисперсии скоростей.

Два других примера также подтверждают адекватность применяемого здесь метода, учитывающего необходимость тщательного учета переменной сплюснутости изофот. Во-первых, это галактика NGC 4621, особенностью которой является уменьшение сплюснутости изофот на расстояниях более $1R_e$. По терминологии это быстрый ротатор, и наблюдательные тесты говорят о том, что форма галактики NGC 4621 должна быть близка к сжатому сфероиду, поэтому высокие показатели анизотропии для нее не должны быть характерны. Именно такую картину для NGC 4621 и дает наша модель. Другая галактика NGC 4458 классифицируется как медленный ротатор, однако имеет регулярное поле скоростей и не является гигантской системой. Она показывает небольшое нарушение соосности изофот, что может означать лишь малое отклонение от формы сжатого сфероида. Важно подчеркнуть, что и в этом случае учет переменной сплюснутости изофот позволяет получить для NGC 4458 более реальную модель с давлением, близким к изотропному.

Заметим, что для галактики NGC 4434 модель с постоянной сплюснутостью слоев дает отрицательный показатель анизотропии, так как аномально низкое сжатие на эффективном радиусе этой быстро вращающейся галактики не отражает динамику системы в целом.

Особым является случай с гигантской галактикой NGC 4374, для которой можно ожидать относительно высоких значений анизотропии, однако она обладает крайне малым вращением и имеет очень малую сплюснутость изофот за пределами эффективного радиуса. Либо эта галактика действительно близка к изотропной, либо она является линзовидной, наблюдаемой “плашмя”, о чем сообщают некоторые авторы [20, 30].

Таблица 4. Результаты расчета показателей анизотропии: столбцы (4, 5) — по модели с подобными слоями; (6,7) — по модели с переменной сплюснутостью; сж. — сжатый сфероид, выт. — вытянутый сфероид; (2) — сплюснутость на R_e из [20]; (3) — минимальная (сверху) и максимальная (снизу) сплюснутости галактики по данным из [18]. Каждой галактике соответствуют два значения показателей анизотропии: первое для $\gamma = 1$ и второе для $\gamma = 0.87$ (влияние эффекта ориентации)

Название	ε_e	ε	$3/2Q_3$ подобн.	β подобн.	$3/2Q_3$	β
NGC 4261	0.222	0.152	9.2	0.089	9.3	0.091
выт.		0.376	12.4	0.120	12.6	0.121
NGC 4365	0.254	0.03	7.0	0.100	11.4	0.160
выт.		0.376	9.6	0.136	15.3	0.212
NGC 4374	0.147	0.024	75.5	0.062	13.6	0.011
выт.		0.184	100	0.082	18.2	0.015
NGC 4472	0.172	0.063	11.7	0.069	16.4	0.096
выт.		0.27	15.7	0.092	22.1	0.128
NGC 4486	0.037	0.005	22.9	0.014	307	0.182
выт.		0.464	30.6	0.019	406	0.236
NGC 4552	0.047	0.037	5.0	0.019	33.5	0.106
выт.		0.294	6.9	0.022	44.0	0.137
NGC 4636	0.094	0.015	19.6	0.037	103	0.186
выт.		0.445	26.3	0.050	137	0.242
NGC 4649	0.156	0.035	6.9	0.114	7.1	0.118
сж.		0.215	9.4	0.153	9.7	0.158
NGC 4649	0.156	0.035	3.1	0.052	3.2	0.055
выт.		0.215	4.2	0.072	4.6	0.077
NGC 4458	0.121	0.056	2.4	0.072	0.69	0.021
сж.		0.588	3.5	0.104	1.2	0.037
NGC 4621	0.365	0.114	2.9	0.257	0.12	0.012
сж.		0.366	4.1	0.347	0.46	0.044
NGC 4434	0.058	0.05				
сж.		0.433	-0.2	-0.012	0	0.000
NGC 4473	0.421	0.289	3.7	0.316	1.9	0.173
сж.		0.688	5.1	0.414	2.8	0.246

Интересен также пример галактики NGC 4473, для которой обе модели (осесимметричная с подобными слоями и без осевой симметрии) показывают сильную анизотропию. Это галактика средних размеров с признаками быстрого ротатора, однако для изотропной системы с такой сплюснутостью отношение V_{rot}/σ должно быть ~ 0.8 , а значит нель-

зя объяснить форму этой галактики одним лишь вращением. Авторы [31] сообщают, что во внешних слоях этой галактики (за пределами чувствительности спектрометров из проектов SAURON и ATLAS^{3D}) наблюдается аномальное отклонение оси вращения, а также нарушение соосности изофот. Измерения дисперсии скоростей показывают,

Таблица 5. Результаты расчета показателей анизотропии: (2, 3) — по модели без градиента M/L ; (4, 5) — по модели с градиентом M/L ; сж. — сжатый сфероид, выт. — вытянутый сфероид

Название	$3/2Q_3$	β	$3/2Q_3 M/L$	$\beta M/L$
NGC 4261	9.3	0.091	7.8	0.076
выт.	12.6	0.121	10.6	0.103
NGC 4365	11.4	0.160	9.2	0.131
выт.	15.3	0.212	12.4	0.174
NGC 4374	13.6	0.011	10.5	0.009
выт.	18.2	0.015	14.2	0.012
NGC 4472	16.4	0.096	13.5	0.079
выт.	22.1	0.128	18.1	0.106
NGC 4486	307	0.182	236	0.142
выт.	406	0.236	312	0.185
NGC 4552	33.5	0.106	28.2	0.089
выт.	38.2	0.146	37.6	0.118
NGC 4636	103	0.186	82.2	0.150
выт.	137	0.242	109	0.196
NGC 4649	7.1	0.118	5.9	0.099
сж.	9.7	0.158	8.1	0.134
NGC 4649	3.2	0.055	2.6	0.043
выт.	4.6	0.077	3.7	0.062

что вместо одного центра в системе присутствуют две области с повышенной дисперсией на большом удалении от центра. Кроме того, считается, что эта система принадлежит к редкому типу галактик с кинематически выделенным гало.

4.2. Модели с градиентом M/L

Сравнение результатов расчетов по модели, где учитываются как реальная структура слоев, так и градиентный профиль отношения “масса-светимость”, у нас дано для 8 гигантских галактик (одна галактика NGC 4649 исследовалась по двум моделям). Результаты приводятся в табл. 5.

Характерно, что учет изменения по галактике отношения масса-светимость M/L (учитываются только звезды) дает систематическое уменьшение показателей анизотропии дисперсии скоростей. Это связано, как отмечалось в Введении, с фактическим увеличением концентрации звездного вещества в центре системы. Кстати, такой эффект можно получить лишь в модели с переменной сплюснутостью слоев, так как в моделях с подобными

слоями влияние профиля плотности (см. Введение) вообще пропадает. Учет изменения отношения масса-светимость M/L по телу галактики дает систематическое уменьшение показателей анизотропии дисперсии скоростей на 13%–27%. В рекордсменах здесь галактики NGC 4486, NGC 4374 и NGC 4649. Так как большие значения анизотропии ($\beta > 0.3$) сделали бы систему неустойчивой [16], возможное включение градиента отношения “масса-светимость” может улучшить стабильность модели.

4.3. Сравнение с результатами ATLAS^{3D}

В заключение к этой части работы приведем результаты сравнения показателей анизотропии, полученных нашим методом, с теми, которые приводятся в проекте ATLAS^{3D} (см. табл. 6).

Прежде всего отметим, что, хотя результаты ATLAS^{3D} [31] радикально не нарушают общей картины, однако сравнение с нашими моделями обнаруживает ряд существенных различий в показателях анизотропии дисперсии скоростей. Причина этого понятна, так как именно в наших моделях учитывается реальная внутренняя структура эллиптических галактик. Поэтому есть заметные расхождения в показателях анизотропии для галактик NGC 4486, 4552 и 4636, аналогичные несовпадению с результатом расчетов по модели с подобными слоями. Поясним ситуацию: эти три звездные системы обладают очень низкими сплюснутостями на расстоянии $1R_e$, и именно эти значения были использованы для JAM-моделей из ATLAS^{3D}. Обратная ситуация наблюдается для NGC 4374, сплюснутость которой убывает от центра к краю. С точки зрения классической теории фигур равновесия эту конфигурацию следует считать аномальной, так как в жидких фигурах сжатие слоев от центра может только нарастать.

С другой стороны, как видно из табл. 6, для небольших галактик с регулярным полем скоростей NGC 4458, 4434 и 4621 Джинсовские анизотропные модели с подобными слоями дают результаты, сходные с нашими. Такое сравнение моделей свидетельствует об адекватности нашего подхода.

Для галактик NGC 4472, 4365, 4649 у нас применялась модель вытянутого сфероида. Относительно небольшие различия в показателях анизотропии для этих галактик связаны с тем, что высокие значения сплюснутости на эффективном радиусе хорошо отражают форму изофот и в остальных частях этих галактик.

К галактике NGC4261 также применялась модель вытянутого сфероида. Но если у нас такой выбор модели делается в соответствии с тестами [9], то в моделях ATLAS^{3D} [20] противоречие: хотя

Таблица 6. Сравнение показателей анизотропии, полученных в настоящей работе с результатами проекта ATLAS^{3D}: столбец (2) — сплюснутость галактики на эффективном радиусе по данным из [20]; (3) — минимальная и максимальная сплюснутости галактики по данным из [18]; (4) — показатель анизотропии по модели с переменной сплюснутостью; (5) — по модели с переменной сплюснутостью и градиентом M/L ; (6) — по модели с постоянной сплюснутостью; (7) — показатель анизотропии по результатам ATLAS^{3D} [31]

Название	ε_e	ε	β	$\beta M/L$	β подобн.	β ATLAS ^{3D}
NGC 4261	0.222	0.152	0.091	0.076	0.089	0.02
Выт.		0.376	0.121	0.103	0.120	
NGC 4365	0.254	0.03	0.160	0.131	0.100	0.10
Выт.		0.376	0.212	0.174	0.136	
NGC 4374	0.147	0.024	0.011	0.009	0.062	0.05
Выт.		0.184	0.015	0.012	0.082	
NGC 4472	0.172	0.063	0.096	0.079	0.069	0.14
Выт.		0.27	0.128	0.106	0.092	
NGC 4486	0.037	0.005	0.182	0.142	0.014	0.00
Выт.		0.464	0.236	0.185	0.019	
NGC 4552	0.047	0.037	0.106	0.089	0.019	0.02
Выт.		0.294	0.137	0.118	0.022	
NGC 4636	0.094	0.015	0.186	0.150	0.037	0.07
Выт.		0.445	0.242	0.196	0.050	
NGC 4649	0.156	0.035	0.118	0.099	0.114	0.02
сж.		0.215	0.158	0.134	0.153	
NGC 4649	0.156	0.035	0.055	0.043	0.052	
Выт.		0.215	0.077	0.062	0.072	
NGC 4458	0.121	0.056	0.021		0.072	0.04
сж.		0.588	0.037		0.104	
NGC 4621	0.365	0.114	0.012		0.257	0.05
сж.		0.366	0.044		0.347	
NGC 4434	0.058	0.05				0.00
сж.		0.433	0.000		-0.012	
NGC 4473	0.421	0.289	0.173		0.316	0.00
сж.		0.688	0.246		0.414	

там замечено, что у этой галактики нет осевой симметрии, однако при расчетах в [20] применялась все та же модель с осевой симметрией (впрочем, других моделей у авторов [20] и не было). Этим объясняется сильное различие с нашими результатами для данной галактики.

Нетипичная галактика NGC 4473 не была проанализирована в ATLAS^{3D} на больших расстояниях от центра. Интересно, у этой галактики как

раз на периферии проявляются ее кинематически различное гало и признаки трехосной формы.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

С развитием новых представлений об эллиптических галактиках возросли и требования к их динамическим моделям. Адекватный метод моделирования E-галактик должен учитывать их пространственную форму и профиль сжатия изофот.

Изложенный здесь метод основан на тензорной теореме вириала для эллипсоидальной слоисто-неоднородной подсистемы и позволяет учитывать не только два указанных фактора, но и изменение отношения масса-светимость M/L (только для звездного населения) по телу галактики. Вопрос о пространственной форме модели решался индивидуально для каждой галактики с учетом наблюдательных тестов [9].

При создании моделей наряду с использованием указанного математического аппарата учитывался также большой пласт новой наблюдательной информации об эллиптических галактиках (данные по глубокой фотометрии поверхностной яркости и структуре изофот). Главное внимание в работе мы уделяем вычислению показателя анизотропии дисперсии скоростей β для каждой галактики.

Анализ показал, что на величину показателя анизотропии дисперсии скоростей β существенное влияние оказывают не только пространственная форма моделируемой галактики и конкретный вид профилей сжатия изофот, но и глубина промеров поверхностной яркости и диапазон изменения сжатия слоев. Чем дальше от центра галактики промерены эти характеристики, тем большее влияние оказывает структура слоев на динамику E-галактик.

На выборке из 12 E-галактик мы установили, что параметры анизотропии β с учетом изменения у некоторых галактик отношения M/L находятся в диапазоне

$$0.012 \leq \beta \leq 0.246, \quad (41)$$

причем $\beta = 0.015$ соответствует слабо сжатой галактике NGC 4374 (E1.5), а $\beta_{\max} = 0.246$ — галактике с большим сжатием NGC4473 (E4.2).

Отдельно по 8 галактикам, не имеющим круговой симметрии, соответствующий диапазон оказывается таким

$$0.012 \leq \beta \leq 0.196, \quad (42)$$

причем верхний предел здесь соответствует слабо сжатой галактике NGC 4636 (E1).

В сравнении с упрощенными моделями, имеющими круговую симметрию и подобные слои плотности, наши модели учитывают реальную внутреннюю структуру и трехосную форму E-галактик. Поэтому наши модели дают значения β , близкие к реальности. Модели же с подобными слоями дают для галактик несколько заниженные значения показателя анизотропии.

Отметим, что указанный в (41) верхний предел для анизотропии $\beta = 0.246$ оказывается меньше

критического $\beta \geq 0.3$, при котором галактика может стать неустойчивой [16]. В связи с этим отметим, что учет изменения с расстоянием от центра отношения масса-светимость M/L дает систематическое уменьшение показателей анизотропии дисперсии скоростей на 13%–27%. Следовательно, при моделировании E-галактик желательно учитывать градиент отношения масса-светимость M/L . Но пока зависимость M/L от расстояния известна только лишь для галактики M87.

Существование анизотропии дисперсии скоростей означает, что в E-галактиках дисперсия скоростей в экваториальной плоскости оказывается несколько большей, чем дисперсия скоростей вдоль оси вращения. К сожалению, остается неясным, в каких галактиках на анизотропию дисперсии скоростей может заметно влиять распределение темной материи. Но уже сейчас можно сказать, что анизотропия дисперсии скоростей является важным формообразующим фактором в эллиптических галактиках, позволяющим пролить свет на происхождение и эволюцию этих звездных систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. I. R. Gott, *Astrophys. J.* **201**, 296 (1975).
2. C. P. Wilson, *Astron. J.* **80**, 175 (1975).
3. R. B. Larson, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 1975. V. 173, P. 671 (1975)
4. B. P. Kondratyev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **274**, 657 (1995).
5. F. Bertola and M. Capassoli, *Astrophys. J.* **200**, 439 (1975).
6. G. Illingworth, *Astrophys. J. Lett.* **218**, L43 (1977).
7. J. J. Binney, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **183**, 501 (1978).
8. B. P. Kondratyev, *Sov. Astron. Lett.* **7**, 45 (1981).
9. B. P. Kondratyev and L. M. Ozernoy, *Sov. Astron. Lett.* **5**, 37 (1979).
10. B. P. Kondratyev, *Sov. Astron.* **27**, 497 (1983).
11. D. Krajnović, R. Bacon, M. Cappellari, R. L. Davies, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **390**, 92 (2008).
12. B. P. Kondratyev, *Sov. Astron.* **59**, 458 (1982)
13. B. P. Kondratyev *Dinamika ellipsoidal'nykh gravitiruiushchikh figur* (M.: Nauka, 1989).
14. R. Caimmi, *Serb. Astron. J.* **179**, 31 (2009).
15. J. L. Tonry, *Astrophys. J.* **266**, 58 (1983).
16. B. P. Kondratyev, N. G. Trubitsyna, and E. N. Kireeva, *Astronomy Reports* **60**, 526 (2016).
17. Б. П. Кондратьев *Теория потенциала и фигуры равновесия* (РХД, Москва-Ижевск, 2003).
18. J. Kormendy, D. B. Fisher, M. E. Cornell, and R. Bender, *VizieR On-line Data Catalog: J/ApJS/182/216*.
19. Б. Линдبلاد, в книге *Строение звездных систем: пер. с нем., ред. П. Н. Холопов.* М.: Изд-во ИЛ, 1962, 664 с.

20. E. Emsellem, M. Cappellari, D. Krajnović, K. Alatalo, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **414**, 888 (2011).
21. J. Dabringhausen and M. Fellhauer, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **460**, 4492 (2016).
22. D. Krajnović, E. Emsellem, M. Cappellari, K. Alatalo, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **414**, 2923 (2011).
23. P. Kroupa, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **322**, 231 (2001).
24. M. W. Auger, T. Treu, R. Gavazzi, A. S. Bolton, L. V. E. Koopmans, and P. J. Marshall, *Astrophys. J. Lett.* **721**, L163 (2010).
25. M. Cappellari, R. M. McDermid, K. Alatalo, L. Blitz, et al., *Nature* **484**, 485 (2012).
26. P. G. van Dokkum and C. A. Conroy, *Nature* **468**, 940 (2010).
27. K. M. Strom and S. E. Strom, *Astron. J.* **83**, 1293 (1978).
28. T. Naab, P. H. Johansson, and J. P. Ostriker, *Astrophys. J. Lett.* **699**, L178 (2009).
29. L. Oldham and M. Auger, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **474**, 416 (2018).
30. P. Nilson, *Uppsala Astron. Obs., Ann.* **6** (1973).
31. A. B. Alabi, C. Foster, D. A. Forbes, A. J. Romanowsky, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **452**, 2208 (2015).
32. M. Cappellari, N. Scott, K. Alatalo, L. Blitz, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **432**, 1709 (2013).