

ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЛАКТИК С РАССОГЛАСОВАННОЙ КИНЕМАТИКОЙ: СТРУКТУРНЫЕ КОМПОНЕНТЫ

© 2026 В. С. Гораджанов^{1, 2*}, Д. Д. Мишури³, О. К. Сильченко^{1, 2}, Д. Ф. Гасымов¹

¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Москва, 119991 Россия

³Школа 2126 «Перово», Москва, 111524 Россия

Поступила в редакцию 21 января 2026 года; после доработки 23 апреля 2026 года; принята к публикации 18 июня 2026 года

Представлены результаты динамического моделирования двух галактик с рассогласованной кинематикой — PGC 35706 и LEDA 2220522 — по данным интегрально-полевого спектроскопического обзора MaNGA и глубокой фотометрии DESI. Методом суперпозиции орбит Шварцшильда в осесимметричном приближении выделены структурные компоненты галактик на основе параметра циркулярности орбит λ_z . В галактиках идентифицированы три компонента: сфероидальный (балдж/гало), основной и противовращающийся звездные диски. Сфероидальный компонент доминирует по массе в обеих галактиках: около 60% в PGC 35706 и 51% в LEDA 2220522; вклады основного и противовращающегося дисков составляют соответственно 29% и 9% в PGC 35706 и 30% и 18% в LEDA 2220522. Кинематика ионизованного газа в обеих галактиках соответствует вращению противовращающегося диска, что указывает на его формирование из внешнего газа с противоположным угловым моментом. Полученные результаты поддерживают сценарий образования противовращающихся дисков через аккрецию газа из межгалактической среды или в результате малых слияний с газонасыщенными спутниками. Работа демонстрирует эффективность метода Шварцшильда для изучения сложной кинематической структуры галактик и их истории формирования.

Ключевые слова: галактики: кинематика и динамика — галактики: эллиптические и линзовидные — галактики: отдельные: SDSS J113356.96+511459.2, SDSS J105252.58+432542.2

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение кинематики и динамики галактик играет ключевую роль в понимании механизмов их формирования и эволюции. Особый интерес в этом контексте представляют галактики с рассогласованной кинематикой, в которых наблюдаются различные кинематические подсистемы, такие как противовращающиеся звездные диски, полярные кольца или несовпадающие плоскости вращения звезд и газа (Katkov et al., 2013; 2016). Исследование подобных систем позволяет получить уникальную информацию о процессах аккреции газа и слияниях галактик, играющих критическую роль в их эволюции (Bournaud et al., 2005; Corsini, 2014).

Ярким проявлением сложной истории формирования галактик является наличие противовращающихся звездных дисков, впервые надежно обнаруженное в NGC 4550 (Rix et al., 1992; Rubin et al., 1992). Последующие исследования как отдельных

объектов (Coccato et al., 2011; 2013; Johnston et al., 2013; Katkov et al., 2024a), так и выборки галактик по данным интегрально-полевых спектроскопических обзоров (Bao et al., 2022; Bevacqua et al., 2022; Gasymov et al., 2025) показали, что противовращающиеся диски чаще всего образуются в результате внешних процессов, таких как аккреция газа из межгалактической среды или малый мерджинг богатых газом спутников. В рамках этих сценариев вновь сформированный звездный диск наследует угловой момент аккрецированного газа, который может быть противоположен угловому моменту уже существующего диска. Сравнение возраста и металличности звездных населений двух дисков позволяет восстановить последовательность событий и определить доминирующий механизм формирования (Katkov et al., 2024b; Gasymov et al., 2025).

Мощным инструментом для количественного изучения структурных компонентов галактик и их кинематики является динамическое моделирование. В частности, метод суперпозиции орбит

*E-mail: vgoradzanov@gmail.com

Шварцшильда (Schwarzschild, 1979) позволяет восстановить распределение орбит в заданном гравитационном потенциале, обеспечивая физическое разделение галактики на компоненты (балдж, диск, гало) на основе их орбитальных характеристик (van den Bosch et al., 2008; Zhu et al., 2018b). Этот метод успешно применялся для изучения орбитальных структур в больших выборках галактик из обзоров CALIFA, MaNGA и SAMI (Zhu et al., 2018a; Jin et al., 2020; Santucci et al., 2022). Ключевым параметром для классификации орбит является параметр циркулярности λ_z , позволяющий выделить вращающиеся подсистемы и подсистемы, поддерживаемые дисперсией скоростей (Zhu et al., 2018b).

В последнее время метод Шварцшильда был расширен за счет включения информации о звездных населенностях, что привело к созданию популяционно-орбитальных моделей (Zhu et al., 2020). Такой подход, проверенный на модельных данных, подобных наблюдениям MUSE (Bacon et al., 2010), продемонстрировал способность восстанавливать не только распределение орбит, но и связь между кинематикой и возрастом звезд, а также свойства различных динамических компонентов. Кроме того, появились первые применения непараметрических описаний функции распределения лучевых скоростей (ФРЛС) и методов орбитального моделирования для изучения противовращающихся дисков, что позволяет преодолеть ограничения Гаусс—Эрмита разложения лучевых скоростей звезд при наличии нескольких кинематических компонентов (Falcón-Barroso and Martig, 2021; Gasymov and Katkov, 2022; Bao et al., 2024).

Мы начинаем серию работ, посвященных галактикам с рассогласованной кинематикой: их динамической структуре, поиску кинематически обособленных подсистем, а также истории их образования и эволюции. В данной работе мы представляем результаты динамического моделирования двух галактик из выборки Gasymov et al. (2025): PGC 35706 с рассогласованной кинематикой и LEDA 2220522, возможно имеющей противовращающиеся диски, по данным интегрально-полевого спектроскопического обзора Mapping Nearby Galaxies at Apache Point Observatory (MaNGA). Нашей целью является идентификация и характеристика их структурных компонентов, в частности противовращающихся дисков, с использованием метода Шварцшильда, реализованного в программном комплексе Forstand (Vasiliev and Valluri, 2020) в рамках библиотеки AGAMA (Vasiliev, 2019). Мы проводим фотометрическую декомпозицию MGE (Cappellari, 2002) на основе глубоких изображений обзора DESI, строим гравитационный потенциал и, решая

обратную задачу, находим веса орбит, которые наилучшим образом воспроизводят наблюдательные данные. Полученные распределения орбит в фазовом пространстве радиального расстояния и циркулярности позволяют количественно оценить вклад различных динамических компонентов в структуру исследуемых галактик.

Настоящая работа организована следующим образом. В разделе 2 описываются используемые наблюдательные данные и процедура их обработки. Методика фотометрической декомпозиции и построения гравитационного потенциала излагается в разделе 3. В разделе 4 подробно описывается процесс динамического моделирования методом Шварцшильда. Основные результаты моделирования и анализ структурных компонентов представлены в разделе 5. Результаты обсуждаются и суммируются в разделе 6.

2. ДАННЫЕ

2.1. Интегрально-полевая спектроскопия MaNGA

В работе используются данные интегрально-полевой спектроскопии двух галактик, полученные в рамках обзора MaNGA (Westfall et al., 2019), являющегося частью Слоуновского цифрового обзора неба четвертого поколения (SDSS-IV; Bundy et al., 2015). В обзоре представлена репрезентативную выборку из более чем 10 000 галактик в диапазоне красных смещений $0.01 < z < 0.15$ со сбалансированным распределением по звездным массам 10^9 – $10^{11} M_\odot$ (Blanton et al., 2017).

Наблюдения выполнялись на 2.5-м телескопе Слоуновского фонда с использованием спектрографов BOSS (Smee et al., 2013), которые обеспечивают одновременный спектральный охват от 3600 до 10 000 Å. Процедура редукции данных MaNGA (DRP; Law et al., 2016) выполняет вычитание фона неба, калибровку спектров по потокам и создает трехмерные кубы данных, содержащие пространственно разрешенные спектры. Точность калибровки длин волн составляет 5 км с^{-1} при медианном спектральном разрешении $R \sim 2000$ (около 72 км с^{-1}).

Для анализа нам требуются оценки кинематических параметров и характеристик звездного населения, поэтому мы выполняем процедуру полной спектральной подгонки с использованием метода NBURSTS (Chilingarian et al., 2007a; b) и сетки моделей простых звездных населений (Simple Stellar Populations, SSPs), рассчитанных с помощью кода эволюционного синтеза E-MILES (Vazdekis et al., 2016). Перед подгонкой спаксели куба данных объединяются методом биннинга Вороного (Cappellari and Copin, 2003) до $S/N \sim 20$.

При вычислении модельного спектра в процессе χ^2 -минимизации спектр звездного населения интерполируется в сетке SSP-моделей по возрасту T_{SSP} и металличности $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{SSP}}$. Полученный спектр далее сворачивается с параметризованным распределением лучевых скоростей звезд, которое описывается функцией Гаусса—Эрмита с определением коэффициентов h_3 и h_4 . Для корректного воспроизведения формы наблюдаемого спектра модель умножается на полиномиальный континуум 19-й степени, компенсирующий несовпадение форм спектров вследствие межзвездного поглощения и возможных ошибок в калибровке спектральной чувствительности. Модель также включает набор ярких эмиссионных линий ($\text{H}\gamma$, $\text{H}\beta$, $[\text{O III}]$, $[\text{O I}]$, $[\text{N II}]$, $\text{H}\alpha$, $[\text{S III}]$), для которых используется единая гаусс-эрмитова ФРЛС, отличная от звездной. Эмиссионные линии являются аддитивными компонентами, веса которых (то есть потоки) определяются как линейная задача, решаемая на каждом шаге нелинейного цикла минимизации. Формы эмиссионных линий и разрешение SSP-моделей предварительно приведены к инструментальному разрешению данных MaNGA, зависящему от длины волны, до запуска основного цикла минимизации. Этот подход одновременной подгонки звездного континуума и эмиссионных линий с независимыми кинематиками похож на *gandalf* (Sarzi et al., 2017) или последние версии кода *ppxf* (Cappellari, 2017). В результате мы получаем двумерные карты кинематических параметров звездного и газового компонентов — скоростей V , дисперсий σ и коэффициентов Гаусса—Эрмита h_3 , h_4 .

2.2. Объекты исследования

В работе исследуются две галактики, отобранные по наличию кинематических особенностей, свидетельствующих о сложной динамической структуре: PGC 35706 (SDSS J113356.96+511459.2) и LEDA 2220522 (SDSS J105252.58+432542.2). Обе галактики входят в финальный релиз обзора MaNGA (DR17) и наблюдались с использованием пучка из 127 оптических волокон, что обеспечивает хорошее пространственное покрытие их дисковых компонентов.

2.3. Фотометрические данные DESI

Для построения моделей гравитационного потенциала, наряду со спектральными данными MaNGA, используются глубокие изображения в z -фильтре (рис. 1), полученные в рамках спектроскопического обзора Dark Energy Spectroscopic Instrument (DESI; Dey et al., 2019). Высокое угловое разрешение и глубина изображений DESI

позволяют точно определить морфологию исследуемых галактик и параметры их структурных компонентов, что является критически важным входным условием для динамического моделирования.

Выбор полосы z обусловлен двумя основными соображениями. Во-первых, в этом длинноволновом диапазоне поверхностная яркость в наибольшей степени отражает распределение старого звездного населения, доминирующего по массе, и слабее чувствительна к локальным эпизодам молодого звездообразования и к эмиссии ионизованного газа в эмиссионных линиях, что важно для построения адекватной модели массовой плотности. Во-вторых, в полосе z минимальна межзвездная экстинкция среди оптических каналов DESI (Schlafly and Finkbeiner, 2011), что снижает систематические ошибки восстановления поверхностной плотности.

3. ПОСТРОЕНИЕ ПРОФИЛЯ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА

Построение точных динамических моделей галактик начинается с фотометрической декомпозиции (Schwarzschild, 1979). Ее цель — разложить наблюдаемое распределение поверхностной яркости на структурные компоненты (в нашем случае это двумерные гауссианы) и определить их параметры. Эти параметры служат основой для построения гравитационного потенциала, который является фундаментом для всего последующего динамического моделирования (Vasiliev, 2019).

3.1. Фотометрическая декомпозиция и MGE

Первым шагом является переход от двумерной карты поверхностной яркости к трехмерной пространственной плотности массы $\rho(x, y, z)$ для каждого компонента. Сфероидальные компоненты (балдж, гало) часто описываются трехмерными аналитическими моделями, такими как профиль Хернквиста (Hernquist, 1990) или Наварро—Френка—Уайта (Navarro et al., 1997); двумерный профиль Серсика (Sersic, 1968), удобный для описания поверхностной яркости, имеет в качестве трехмерного аналога профиль Эйнаста. Для дисковых компонентов применяются модели экспоненциального диска или модель Миямото—Нагаи (Miyamoto and Nagai, 1975).

Однако для галактик со сложной морфологией, например с наличием бара, использование простых аналитических профилей может оказаться недостаточно гибким. В данной работе для фотометрической декомпозиции используется метод разложения на множество гауссиан (MGE; Cappellari 2002), который широко рекомендуется для подготовки к динамическому моделированию (Emsellem

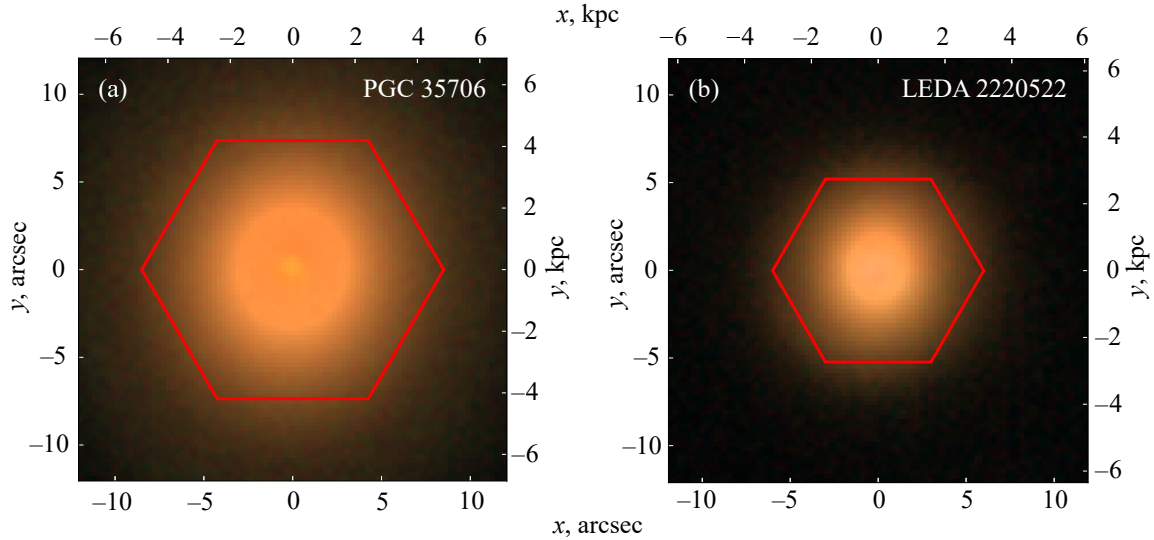


Рис. 1. Композитные цветные изображения галактик PGC 35706 и LEDA 2220522, построенные по снимкам обзора DESI в фильтрах g , r , z . Красным шестиугольником обозначено поле зрения MaNGA.

et al., 1994). В этом подходе двумерный профиль поверхностной яркости галактики аппроксимируется суммой двумерных гауссиан. Каждая из них характеризуется тремя параметрами: полной светимостью, дисперсией вдоль большой оси и отношением осей.

Преимущество метода MGE заключается в том, что он обеспечивает быстрый и точный расчет гравитационного потенциала и его производных. Гравитационный потенциал для отдельной гауссианы вычисляется аналитически (Cappellari, 2002), а поскольку MGE представляет собой линейную комбинацию гауссиан, общий потенциал является суммой таких аналитических выражений для каждого компонента. Это свойство вытекает из самой формы гауссианы: интеграл Пуассона от гауссова распределения плотности сводится к одномерному интегралу, выражаемому через функцию ошибок, тогда как для других распространенных параметризаций поверхностной яркости (например, Серсика) такой редукции нет, и потенциал требует более затратного численного интегрирования. Кроме того, метод предоставляет аналитическую и гладкую параметризацию трехмерной пространственной плотности, что необходимо для последующего решения уравнения Пуассона.

Переход от двумерных гауссиан, описывающих наблюдаемое распределение поверхностной яркости, к трехмерному распределению пространственной плотности производится в предположении осевой симметрии и заданного угла наклона i : для каждой двумерной гауссианы с большой полуосью σ_j и наблюдаемым отношением осей q'_j восстанавливается соответствующая трехмерная гауссиана с

тем же σ_j и истинным отношением осей

$$q_j = \sqrt{\frac{q_j'^2 - \cos^2 i}{\sin^2 i}}, \quad (1)$$

при сохранении полной светимости каждого компонента (Emsellem et al., 1994; Cappellari, 2002).

В данной работе исследование фотометрических профилей проводилось следующим образом.

1. Была сделана начальная оценка расположения галактики и ее эллиптичности.
2. Отбирались данные фотометрии из наблюдений с привязкой к пикселям с логарифмическим шагом в секторах, равномерно распределенных с учетом эллиптичности галактики. Для учета пространственного разрешения данных производилась свертка с функцией рассеяния точки (PSF) инструмента. В качестве PSF использовались модельные функции, предоставляемые пайплайном обработки DESI Legacy Imaging Surveys для соответствующих изображений в полосе z (Dey et al., 2019).
3. Для каждого сектора подбирались параметры дисперсии гауссиан вдоль главной оси и, при необходимости, отношение осей. Сначала использовался полностью линейный алгоритм для 200 гауссиан, и уже после этого параметры модели оптимизировались с помощью нелинейного алгоритма Левенберга–Марквардта и быстро сходились. Поскольку алгоритм Левенберга–Марквардта чувствителен к выбору начального приближения, оптимизация запускалась несколько раз при возмущенных начальных значениях параметров, и из полученного семейства решений отбиралась модель с минимальным χ^2 ; устойчивость найденного

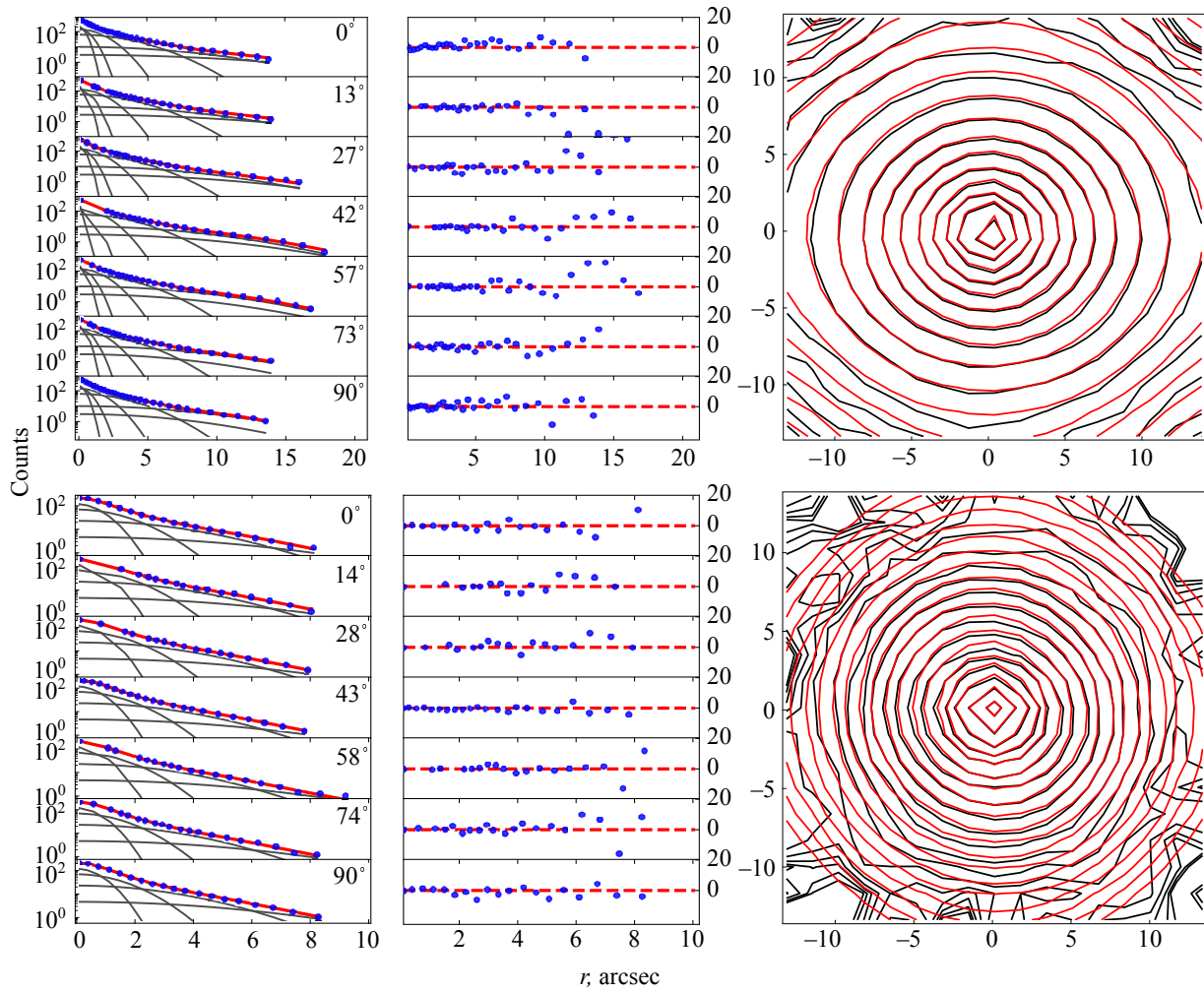


Рис. 2. Панель (а): сопоставление фотометрических данных для PGC 35706 в полосе z (синие точки — фотометрия DESI) с соответствующей наилучшей моделью MGE в виде $N = 6$ гауссовских функций (сплошная линия). Также показаны индивидуальные свернутые гауссовские компоненты. Сверху вниз представлены профили, измеренные внутри секторов шириной 5° , распределенных по углу между большой (0°) и малой (90°) осями. Здесь семь репрезентативных секторов из $N_{\text{sec}} = 19$ секторов, фактически использованных при расчете модели. Панель (б): радиальное изменение относительной погрешности вдоль профилей. Панель (с): карты изофот галактик, черным отмечены данные фотометрии, красным — модель MGE. Панели (d)–(f): то же, что на (a)–(c), но для LEDA 2220522.

решения дополнительно контролировалась визуальным сопоставлением модели с данными вдоль всех угловых секторов.

После оптимизации для каждой галактики осталась модель профиля из шести гауссиан с ненулевой светимостью, которые и использовались в дальнейшем (рис. 2).

Карты ошибок DESI при подгонке явно не учитывались. Минимизировалась статистика:

$$\chi_{\text{ph}}^2 = \sum_i \left(\frac{I_i^{\text{obs}} - I_i^{\text{mod}}}{I_i^{\text{obs}}} \right)^2, \quad (2)$$

где I_i^{obs} — наблюдаемая поверхностная яркость, а I_i^{mod} — модель MGE, свернутая с PSF; суммирование велось по всем выбранным точкам i во

всех угловых секторах. Такое логарифмически равномерное взвешивание обеспечивает сбалансированный учет как ярких центральных областей, так и протяженных низкоповерхностно ярких частей галактики и реализовано по умолчанию в используемом пакете `mgefit` (Cappellari, 2002).

3.2. Построение гравитационного потенциала

Далее решается уравнение Пуассона для вычисления самосогласованного гравитационного потенциала Φ :

$$\nabla^2 \Phi(\mathbf{x}) = 4\pi G \rho(\mathbf{x}),$$

где $\rho(\mathbf{x})$ — суммарная пространственная плотность массы, полученная в результате фотометрической декомпозиции.

На этом этапе мы воспользовались библиотекой AGAMA (Vasiliev, 2019), которая предоставляет высокоэффективные решатели. Для сфероидальных компонентов применяется разложение по сферическим гармоникам, а для сильно сплюснутых дисковых компонентов предпочтительным является азимутально-гармоническое разложение. В обоих методах применяется интерполяция сплайнами на предварительно рассчитанной сетке, что обеспечивает точное вычисление потенциала и его производных в любой точке пространства. При построении гравитационного потенциала методом мультиполей AGAMA мы воспользовались разложением по сферическим гармоникам с $l_{\max} = 32$ при осесимметричной геометрии ($m_{\max} = 0$) на радиальной сетке из 40 узлов. Высокое значение $l_{\max}$ выбрано для адекватного воспроизведения потенциала, создаваемого сплюснутыми и наклоненными дисковыми компонентами галактик.

Таким образом, комбинация метода MGE для фотометрической декомпозиции и эффективных решателей уравнения Пуассона из библиотеки AGAMA позволяет построить надежную и физически обоснованную модель гравитационного потенциала — основу для последующего динамического моделирования методом Шварцшильда.

4. ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для изучения структурных компонентов галактик использовался программный комплекс Forstand (Vasiliev and Valluri, 2020), входящий в состав публичной библиотеки AGAMA (Vasiliev, 2018). Моделирование галактик PGC 35706 и LEDA 2220522 проводилось в предположении осевой симметрии распределения массы.

4.1. Гравитационный потенциал

Построение модели Шварцшильда требует задания гравитационного потенциала галактики, который формируется вкладом звезд и темной материи. Потенциал темного гало задается модифицированным профилем Наварро—Френка—Уайта с экспоненциальным обрезанием на радиусе $r_{\text{cutoff}} = 100 r_{\text{scale}}$ для устранения расходимости массы:

$$\rho(\tilde{r}) = \rho_0 \left(\frac{\tilde{r}}{r_{\text{scale}}} \right)^{-1} \left[1 + \left(\frac{\tilde{r}}{r_{\text{scale}}} \right) \right]^{-2} \times \exp \left[- \left(\frac{\tilde{r}}{r_{\text{cutoff}}} \right)^2 \right], \quad (3)$$

где $\rho_0 = (v_{\text{circ}}/r_{\text{scale}}/0.465)^2 \times (4\pi G)^{-1}$, v_{circ} и r_{scale} — свободные параметрами модели: пиковая круговая скорость и характерный радиус гало.

Потенциал звездного компонента, полученный в разделе 3, суммируется с потенциалом темного гало, что дает полный потенциал галактики. В модель включен дополнительный свободный параметр — отношение массы к светимости Υ , единое для всей звездной MGE-модели в пределах поля зрения MaNGA (пространственная зависимость Υ не вводилась). Этот параметр обеспечивает гибкость модели, позволяя регулировать глубину гравитационного потенциала без изменения его формы, а также компенсировать возможную недооценку массы, связанную с особенностями фотометрических данных и моделью темного гало.

4.2. Параметры модели

Кинематические параметры представляют собой параметры функции распределения лучевых скоростей, полученные в результате подгонки спектров MaNGA (Chilingarian et al., 2007a; b), описанной выше (рис. 3). Пространственное разрешение данных учитывается через свертку с функцией расщепления точки (PSF) инструмента.

Геометрические параметры включают углы ориентации галактики относительно луча зрения. Для осесимметричных систем достаточно задания угла наклона, в то время как для триаксальных систем необходимо определение трех углов Эйлера. В случае вращающихся структур, таких как бары и спиральные рукава галактики, дополнительным параметром является скорость структуры Ω (например, спирального узора галактики), которая определяет вращение системы отсчета со стационарным потенциалом. В данной статье используется осесимметричная модель как наиболее оптимальная.

В настоящей работе была предпринята попытка уточнить некоторые входные параметры галактик: v_{circ} , r_{scale} и Υ . Для каждой пары $v_{\text{circ}} - r_{\text{scale}}$ строились гравитационный потенциал и соответствующая библиотека орбит. Изменение параметра Υ не требует пересчета потенциала; для учета его влияния скорости в библиотеке орбит масштабируются на множитель $\sqrt{\Upsilon}$, что оптимизирует вычислительные затраты. С помощью алгоритма AdaMet (Cappellari et al., 2013) мы нашли оптимальные входные значения параметров v_{circ} , r_{scale} и Υ , построив модели с $N = 10\,000$ орбит, а затем создали динамическую модель с большим количеством орбит ($N = 40\,000$) и оптимальными параметрами круговой скорости и радиуса гало. Отношение массы к светимости уточняется дополнительно в рамках Шварцшильдовского моделирования.

Качество модели для каждой пробной точки пространства параметров оценивается по инте-

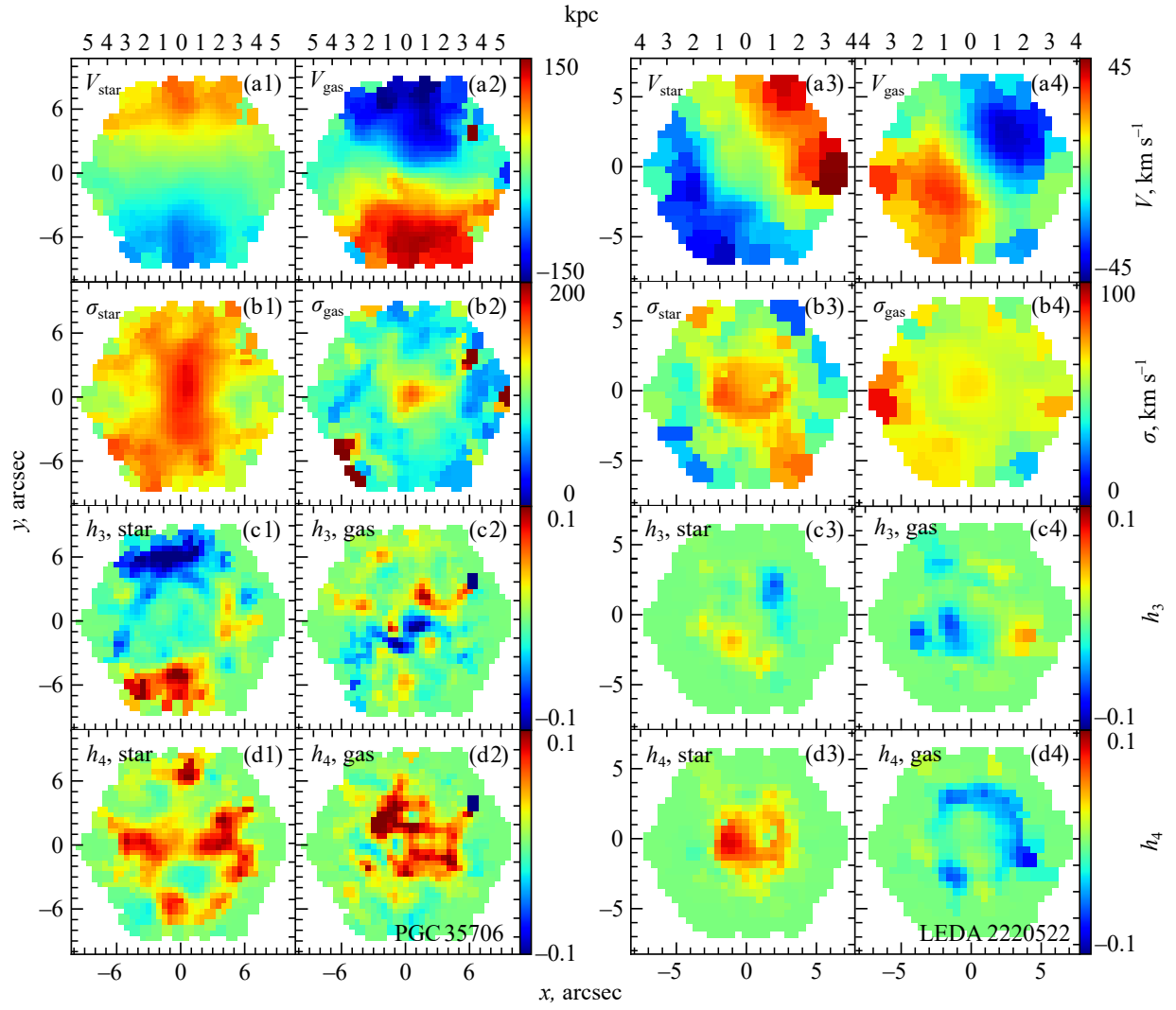


Рис. 3. Наблюдаемая скорость вдоль луча зрения (а), дисперсия скорости (b) и Gauss–Hermite-поля h_3 (c) и h_4 (d) для звезд (колонки 1 и 3) и ионизованного газа (колонки 2 и 4), по данным MaNGA. PGC 35706 показан в колонках 1–2, а LEDA 2220522 в колонках 3–4.

гальной статистике

$$\chi_{\text{tot}}^2 = \chi_{\text{ph}}^2 + \sum_p \sum_{k \in \{V, \sigma\}} \left(\frac{X_{k,p}^{\text{obs}} - X_{k,p}^{\text{mod}}}{\sigma_{k,p}^{\text{obs}}} \right)^2, \quad (4)$$

где χ_{ph}^2 объединяет штрафы за отклонение модельных масс в ячейках трехмерной дискретизационной сетки плотности и в аперттурах Вороного от значений, предписываемых MGE-моделью (с относительным допуском 0.01); во втором слагаемом индекс p нумерует аперттуры Вороного, $X_{k,p}^{\text{obs}}$ и $X_{k,p}^{\text{mod}}$ — наблюдаемые и модельные лучевая скорость и дисперсия скоростей звезд в апертуре, $\sigma_{k,p}^{\text{obs}}$ — соответствующая неопределенность, полученная при подгонке спектров методом NBursts (Chilingarian et al., 2007a; b). Минимизация производится в три уровня: на внутреннем шаге для фиксированных

параметров потенциала и отношения массы к светимости Υ решается задача квадратичного программирования относительно весов орбит (Vasiliev and Valluri, 2020); на промежуточном шаге Υ сканируется одномерной логарифмической сеткой; на внешнем шаге параметры темного гало ($v_{\text{circ}}, r_{\text{scale}}$) подбираются алгоритмом AdaMet.

Библиотека орбит формируется следующим образом: для дисковых подсистем используется метод Джинсовского моделирования (Cappellari, 2008) со свободными параметрами — анизотропиями

$$\beta = 1 - (\sigma_\theta^2 + \sigma_\phi^2) / (2\sigma_r^2), \quad (5)$$

где $\sigma_r(r)$ — радиальная, $\sigma_\theta(r)$ — меридиональная, $\sigma_\phi(r)$ — азимутальная дисперсии скоростей, и эпи-

циклической частотой

$$\kappa(R) = \sqrt{\frac{d^2\Phi_{\text{eff}}}{dR^2}}|_{R_0} = \sqrt{R\frac{d\Omega^2}{dR} + 4\Omega^2}, \quad (6)$$

где R — расстояние от центра галактики в плоскости диска, $\Phi(R)$ — гравитационный потенциал галактики, $\Omega(R) = \frac{V_c(R)}{R}$ — угловая скорость кругового движения на радиусе R , а для сферических подсистем — функция распределения Эддингтона. Из полученных распределений выбираются пробные частицы, и вычисляются их траектории в течение времени, существенно превышающего орбитальный период.

Поиск наилучших входных параметров модели осуществляется с помощью алгоритма **AdaMet** (Cappellari et al., 2013), который представляет собой адаптивную реализацию алгоритма Метрополиса (Наагю et al., 2001). Ключевая особенность этого подхода заключается в автоматической настройке ковариационной матрицы многомерного гауссовского распределения в процессе выборки методом Монте-Карло по цепи Маркова. В отличие от классического алгоритма Метрополиса, где это распределение фиксировано, **AdaMet** периодически пересчитывает ковариационную матрицу на основе накопленной истории цепи, обеспечивая ее сходимость к ковариационной матрице апостериорного распределения. Этот подход значительно ускоряет сходимость, особенно в случаях сильной корреляции между параметрами, которая приводит к образованию узких и вытянутых областей апостериорной плотности. Хотя такой пересчет нарушает марковское свойство цепи, было показано: алгоритм сохраняет корректные эргодические свойства, что делает его пригодным для статистических выводов. Для дальнейшего ускорения вычислений и минимизации риска сходимости к локальным минимумам начальное положение цепи определяется с помощью алгоритма глобальной оптимизации **DIRECT**, что исключает длительную стадию «прогорания».

В таблице 1 представлены параметры наилучшей модели.

Для иллюстрации того, насколько хорошо данные ограничивают параметры темного гало, на рис. 4 показаны карты $\Delta\chi^2 \equiv \chi^2 - \chi^2_{\min}$ в плоскости $(r_{\text{scale}}, v_{\text{circ}})$ для обеих галактик при оптимальном значении Υ . Контурные проведены на уровнях $\Delta\chi^2 = 2.30, 6.17, 11.83$, что соответствует 1σ -, 2σ - и 3σ -доверительным областям для двух свободных параметров (Avni, 1976) — по аналогии с рис. 2 из работы Vasiliev and Valluri (2020). Для PGC 35706 минимум хорошо локализован — это свидетельствует о надежном восстановлении параметров гало в пределах поля зрения MaNGA. Для LEDA 2220522 1σ -область заметно вытянута, что

отражает умеренную вырожденность между r_{scale} и v_{circ} , ожидаемую при ограниченном радиальном покрытии кинематических данных; тем не менее минимум устойчив и значимо отделен от 3σ -границы.

Зависимость χ^2 от отношения массы к светимости Υ при фиксированных оптимальных r_{scale} и v_{circ} приведена на рис. 5. Поскольку изменение Υ сводится к масштабированию скоростей в библиотеке орбит на множитель $\sqrt{\Upsilon}$ и не требует пересчета потенциала, это направление в пространстве параметров можно рассматривать практически независимо от $r_{\text{scale}}, v_{\text{circ}}$, что согласуется с трехуровневой структурой минимизации, описанной выше. Минимум $\chi^2(\Upsilon)$ хорошо выражен для обеих галактик и соответствует значениям, приведенным в таблице 3. На том же рисунке проведено сравнение моделей с $N_{\text{orb}} = 10\,000$ и $40\,000$. В окрестности оптимума обе кривые совпадают в пределах статистических флуктуаций χ^2 , обусловленных конечным числом орбит ($1/\sqrt{N}$ на бин лучевой скорости), что соответствует ожидаемому поведению при сходимости дискретного орбитального ансамбля к непрерывной функции распределения (Schwarzschild, 1979); расхождение, заметное вдали от минимума при больших Υ для PGC 35706, объясняется именно этими флуктуациями и не влияет на положение минимума. Это подтверждает корректность принятой стратегии: поиск оптимальных входных параметров проводится с библиотекой $N_{\text{orb}} = 10\,000$ орбит, а финальная модель строится с $N_{\text{orb}} = 40\,000$ для подавления шума при анализе карт компонентов. Использование существенно меньшей библиотеки ($N_{\text{orb}} \sim 10^3$) непригодно: относительная флуктуация χ^2 при этом достигает примерно 3% и оказывается сравнима с шириной локальных минимумов, что не позволяет надежно идентифицировать глобальный оптимум.

4.3. Шварцшильдовское моделирование

Результатом применения метода Шварцшильда является комплексная динамическая модель, характеризующаяся следующими выходными характеристиками.

1. Распределение весов орбит представляет собой дискретное приближение функции распределения в пространстве интегралов движения. Веса w_i определяются решением задачи квадратичного программирования с ограничениями неотрицательности и обеспечивают наилучшее соответствие наблюдательным данным при условии динамической самосогласованности.
2. Внутренняя кинематическая структура модели включает трехмерные поля средних скоростей и компонент тензора дисперсий скоростей. Эти

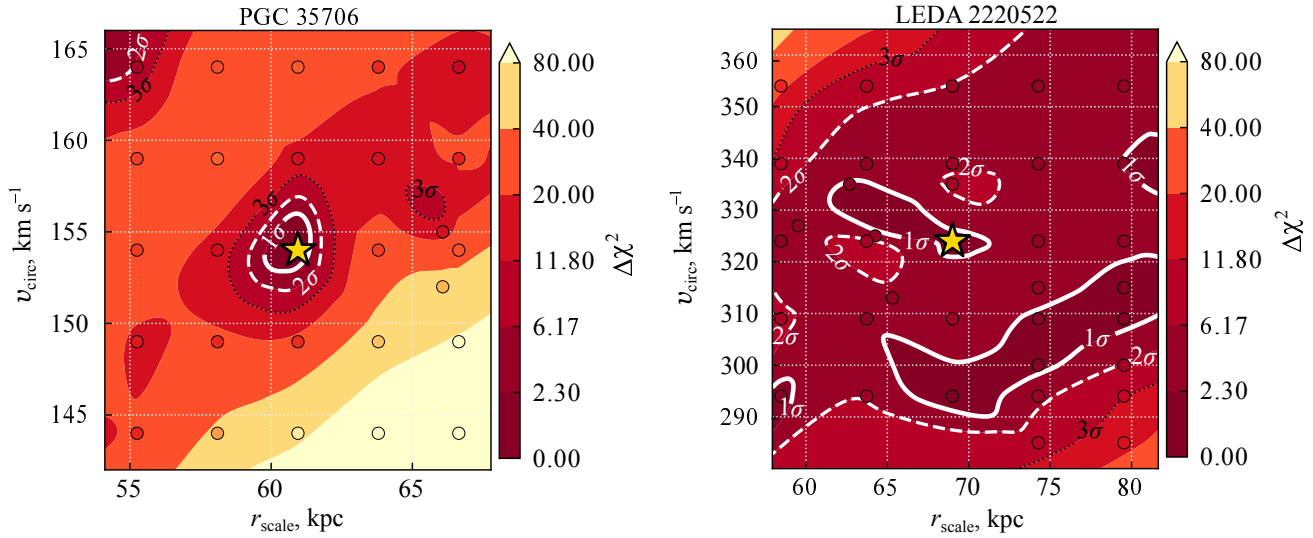


Рис. 4. Карты $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\min}^2$ в плоскости параметров темного гало ($r_{\text{scale}}, v_{\text{circ}}$) при оптимальном значении отношения массы к светимости Υ . Звездочкой отмечено положение глобального минимума, кружками — узлы сетки моделей, пройденных алгоритмом **AdaMet**. Сплошной белой, штриховой белой и пунктирной черной линиями обозначены соответственно контуры $\Delta\chi^2 = 2.30, 6.17, 11.83$ ($1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ для двух свободных параметров).

Таблица 1. Параметры модели для соответствующих галактик: Υ — отношение массы к светимости в полосе z , выраженное в солнечных единицах; r_{scale} — характерный радиус темного гало; v_{circ} — пиковая круговая скорость в гало (достигается за пределами поля зрения MaNGA); i — угол наклона галактики к лучу зрения относительно полярной оси; D — расстояние до галактики, взятое из Gasymov et al. (2025) (космология WMAP9: $H_0 = 69.3 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_0 = 0.2865$, Hinshaw et al., 2013); $M_{*,\text{tot}}$ — полная звездная масса модели, экстраполированная за пределы поля зрения. Поскольку пиковая скорость v_{circ} относится к темному гало и достигается вне поля зрения, она не находится в простом соответствии со звездной массой $M_{*,\text{tot}}$ галактики; в частности, большее значение v_{circ} у LEDA 2220522 при меньшей звездной массе отражает разную структуру темных гало двух галактик

Галактика	$\Upsilon, M_{\odot}/L_{\odot}$	$r_{\text{scale}}, \text{kpc}$	$v_{\text{circ}}, \text{km s}^{-1}$	i, deg	D, Mpc	$M_{*,\text{tot}}, 10^{10} M_{\odot}$
PGC 35706	12.4	61	154	42	117	6.2
LEDA 2220522	3.6	69	324	27	109	0.55

величины вычисляются путем взвешенного суммирования вкладов отдельных орбит и позволяют исследовать анизотропию распределения скоростей.

- Орбитальный состав системы анализируется через распределение орбит по интегралам движения. Для осесимметричных систем ключевыми параметрами являются энергия E и z -компонент углового момента L_z , в то время как для триаксиальных систем используются дополнительные приближенные интегралы. Особый интерес представляет параметр циркулярности $\lambda_z \equiv \overline{L_z}/L_{\text{circ}}(E)$, характеризующий степень вытянутости орбит.
- Профиль гравитационного потенциала и распределение массы являются фундаментальными результатами моделирования. Метод позволяет оценивать отношение массы к светимости

звездного населения Υ и параметры темного гало. Важно отметить, что эти оценки могут вырождаться, особенно при ограниченном пространственном покрытии кинематических данных.

Статистические показатели качества модели включают значение χ^2 , характеризующее соответствие предсказаний модели наблюдательным данным. Анализ зависимости χ^2 от параметров потенциала позволяет строить доверительные интервалы для определяемых величин, хотя строгая статистическая интерпретация требует учета большого числа скрытых параметров (весов орбит).

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ДИНАМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В этом разделе приводятся основные результаты динамического моделирования галактик

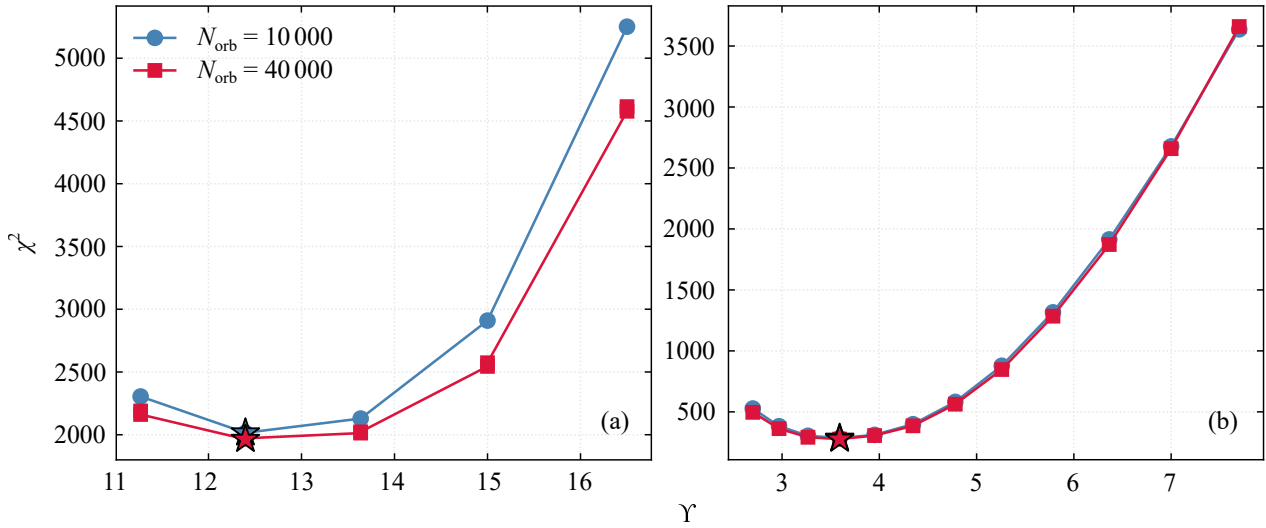


Рис. 5. Зависимость χ^2 от отношения массы к светимости Υ при фиксированных оптимальных значениях r_{scale} и v_{circ} для PGC 35706 (a) и LEDA 2220522 (b). Синие кружки и красные квадраты иллюстрируют модели с $N_{\text{orb}} = 10\,000$ и $N_{\text{orb}} = 40\,000$ орбит соответственно. Звездочка отмечает положение оптимального значения Υ , использованного в финальной модели. Согласие двух кривых вблизи минимума подтверждает, что для поиска оптимума достаточно библиотеки с $N_{\text{orb}} = 10\,000$.

PGC 35706 и LEDA 2220522 и обсуждается их структурная организация в терминах отдельных орбитальных компонентов. Полученные модели позволяют количественно разделить вклад разных подсистем и сопоставить их кинематические и морфологические свойства с картинами, ранее найденными для галактик с противовращающимися дисками и рассогласованной кинематикой (Schwarzschild, 1979; van den Bosch et al., 2008; Zhu et al., 2018a; Falcón-Barroso and Martig, 2021; Bao et al., 2022, 2024).

5.1. Структурные компоненты галактик

Динамические модели обеих галактик показывают наличие нескольких орбитальных компонентов, которые можно естественно интерпретировать как сфероидальный (балдж/гало) и две дисковые подсистемы с различным направлением вращения. Для их выделения используется параметр циркулярности орбит λ_z , что согласуется с подходом, применяемым в работах по популяционно-орбитальному моделированию и анализу противовращающихся дисков (Zhu et al., 2018a,b, 2020; Bao et al., 2024). Кроме того, полная звездная масса модели, экстраполированная за пределы поля зрения MaNGA (см. таблицу 3), составляет $M_{*,\text{tot}} \approx 6.2 \times 10^{10} M_{\odot}$ для PGC 35706 и $0.55 \times 10^{10} M_{\odot}$ для LEDA 2220522, что по порядку величины близко к фотометрическим оценкам $4.7 \times 10^{10} M_{\odot}$ и $1.0 \times 10^{10} M_{\odot}$ из работы Wake et al. (2017); расхождение не превышает фактора

двух и согласуется с систематической неопределенностью, обусловленной выбором параметризации темного гало и MGE-аппроксимацией поверхностной яркости.

На панелях (a) и (c) рис. 6 представлены радиальные профили массы орбитальных компонентов PGC 35706 и распределение орбит в плоскости $R_{\text{mean}} - \lambda_z$. Основная масса внутри $10''$ сосредоточена в практически невращающейся подсистеме с $|\lambda_z| \lesssim 0.35$, доля которой составляет $M_c/M_{\text{total}} \approx 0.60$, где M_c — масса соответствующего орбитального компонента, а M_{total} — суммарная масса всех орбит модели в пределах поля зрения MaNGA. Эта подсистема интерпретируется как сфероид, устойчивый благодаря дисперсии звездных скоростей. На его фоне выделяются два диска: основной ($1 > \lambda_z > 0.35$, $M_c/M_{\text{total}} \approx 0.29$) и противовращающийся ($-1 < \lambda_z < -0.35$, $M_c/M_{\text{total}} \approx 0.09$); противовращающийся диск, в частности, вносит лишь около 9% от полной звездной массы и сосредоточен в относительно узкой области радиусов $R \sim 3'' - 8''$. На профиле массы противовращающегося компонента (рис. 6a) при $R \approx 6''$ виден локальный максимум, согласующийся по положению со структурой кольцеобразного типа, выделяемой на картах того же компонента (рис. 7); устойчивость этой структуры обсуждается ниже в связи с проверкой выбора границы $|\lambda_z|$.

Морфология и кинематика выделенных компонентов PGC 35706 показаны на рис. 7. В противовращающемся компоненте присутствует полярное кольцо, а также диски, наклоненные примерно на

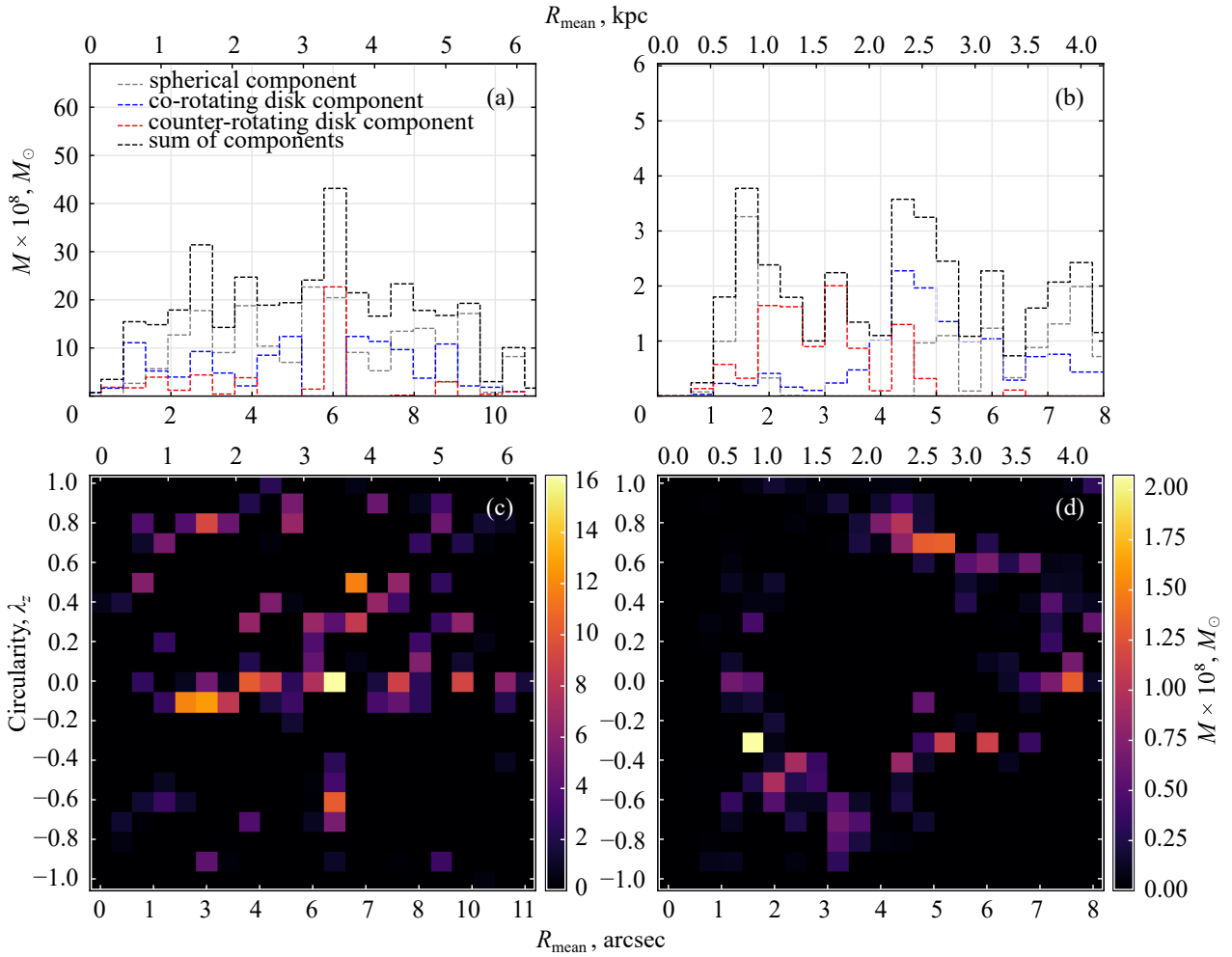


Рис. 6. Панель (а): зависимость массы компонента от радиуса по данным кинематической модели для PGC 35706. Серая, синяя и красная штриховые линии показывают радиальное распределение массы для сферического компонента, основного и противовращающегося дисков соответственно; черная штриховая линия — их сумма (полная звездная масса в данном радиальном бине). На панелях (а) и (б) нижняя ось абсцисс приведена в угловых секундах, верхняя — в килопарсеках для соответствующего расстояния до галактики. Панель (с): зависимость циркулярности орбит λ_z от радиуса для PGC 35706 по данным модели. Различные компоненты разделены по значению λ_z , которое для сферического компонента лежит в промежутке $0.35 \gtrsim \lambda_z \gtrsim -0.35$, а для сонаправленно вращающегося и противовращающегося дисковых компонентов — в промежутках $1 \gtrsim \lambda_z \gtrsim 0.35$ и $-0.35 \gtrsim \lambda_z \gtrsim -1$ соответственно. Видимая дискретность распределения панелях (с, d) обусловлена конечным числом орбит в модельной библиотеке ($N_{\text{orb}} = 40\,000$); интегральные характеристики (доли компонент, радиальные профили массы) от этой дискретности не зависят. Панели (b) и (d) то же, что на панелях (а) и (с), но для LEDA 2220522.

30° относительно картинной плоскости. Сравнение модельных полей скоростей и дисперсий с наблюдаемыми картами MaNGA (рис. 8) показывает, что совокупность сфероидальной и двух дисковых подсистем хорошо воспроизводит крупномасштабную кинематическую картину, включая изменение знака скорости вдоль главной оси и форму изолиний дисперсии.

Для LEDA 2220522 аналогичные профили массы и распределения орбит (панели (с) и (d) на рис. 6) демонстрируют три компонента: доминирующий по массе сфероид ($M_c/M_{\text{total}} \approx 0.51$), со-вращающийся диск (около 0.30) и противовращающийся диск (примерно 0.18). Основной диск явля-

ется более толстым и протяженным, доминируя на радиусах $R \lesssim 5''$, тогда как противовращающийся диск тонкий и более компактный, с основной массой при $R \lesssim 3''.5$. Кроме того, в основном дисковом компоненте выделяется полярное кольцо, наклоненное к диску под углом примерно 60° , а в противовращающемся заметен тонкий диск малой массы с $|\lambda_z| \approx 0.5-0.7$. На рис. 9 (панели (l-o)) видно: две дисковые подсистемы вращаются в противоположных направлениях на фоне доминирующего по массе сфероид, причем модельные поля скоростей и дисперсий согласуются с наблюдаемыми картами MaNGA (рис. 8) как по скорости вращения, так и по распределению дисперсии скоростей.

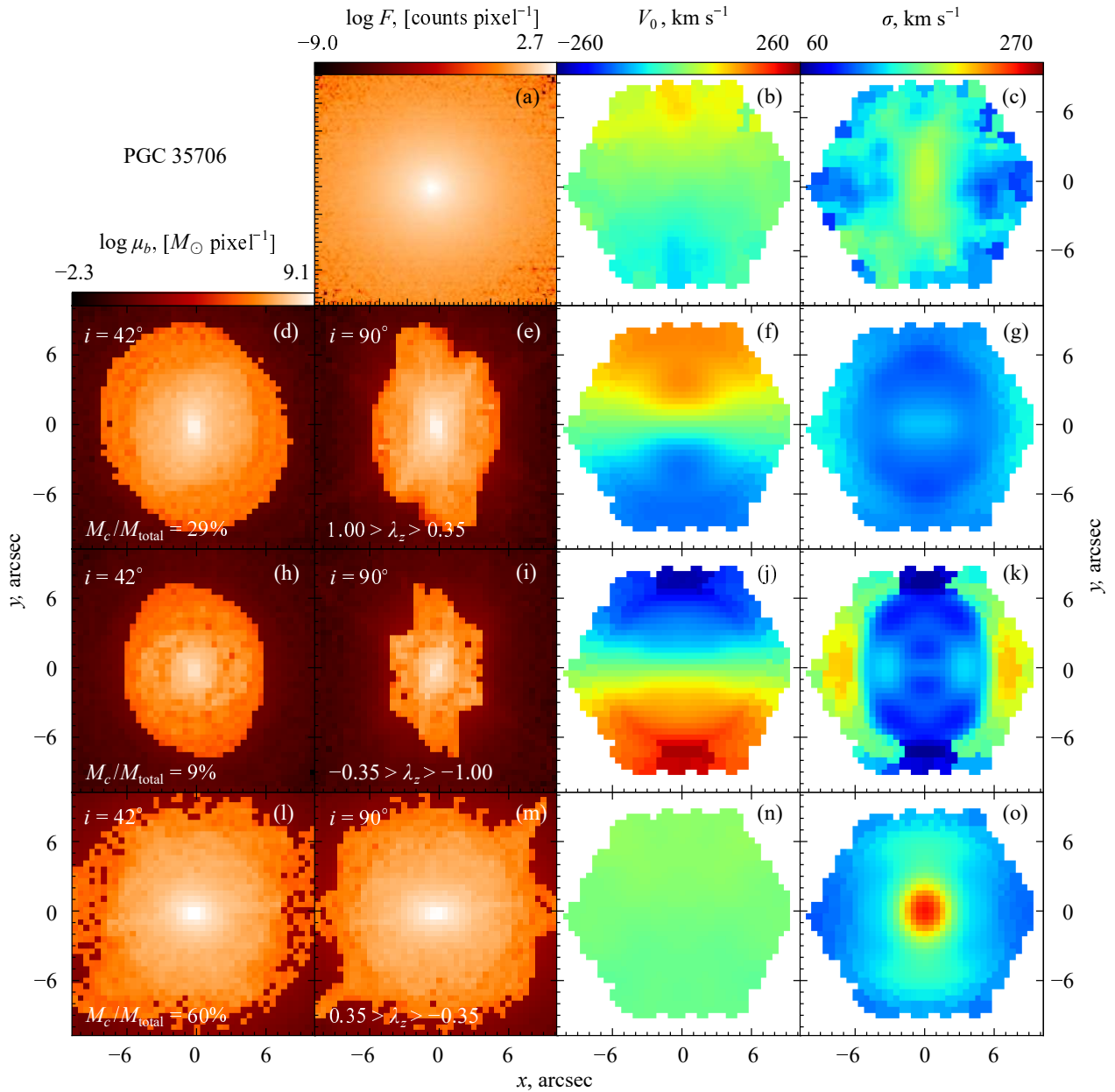


Рис. 7. Морфология и кинематика трех компонентов PGC 35706. Панели (a)–(c) показывают наблюдаемые поверхностную яркость, лучевую скорость и дисперсию скоростей. Следующие панели (d)–(o) демонстрируют поверхностную плотность при углах наклона $i = 90^\circ$ и 42° , лучевые скорости и дисперсию для двух дисковых и одного сферического компонента (при $i = 42^\circ$), полученных в результате моделирования. Каждый из компонентов соответствует заданному на рисунке выражению для λ_z , также для каждого компонента указана доля от общей массы.

Сопоставление кинематики орбитальных компонентов с газовой кинематикой показывает, что для обеих галактик поле лучевых скоростей ионизованного газа ближе к противовращающемуся диску. В PGC 35706 модельная карта скорости противовращающегося диска демонстрирует хорошую корреляцию с наблюдаемой картой скорости газа (рис. 3, рис. 7 панели (a)–(c)), а в LEDA 2220522 изолинии газовой скорости следуют за тонким диском с $\lambda_z < 0$ (рис. 3, рис. 9 па-

нели (l)–(o)); согласие по картам дисперсии менее показательно, поскольку дисперсия в этой галактике в значительной мере определяется массивным сфероидальным компонентом. Это находится в соответствии с интерпретацией противовращающихся дисков как сформированных из внешнего газа, показанной в других работах (Coccato et al., 2011, 2013; Katkov et al., 2016; Bao et al., 2022, 2024).

Для контроля устойчивости приведенного разделения по отношению к выбору границы

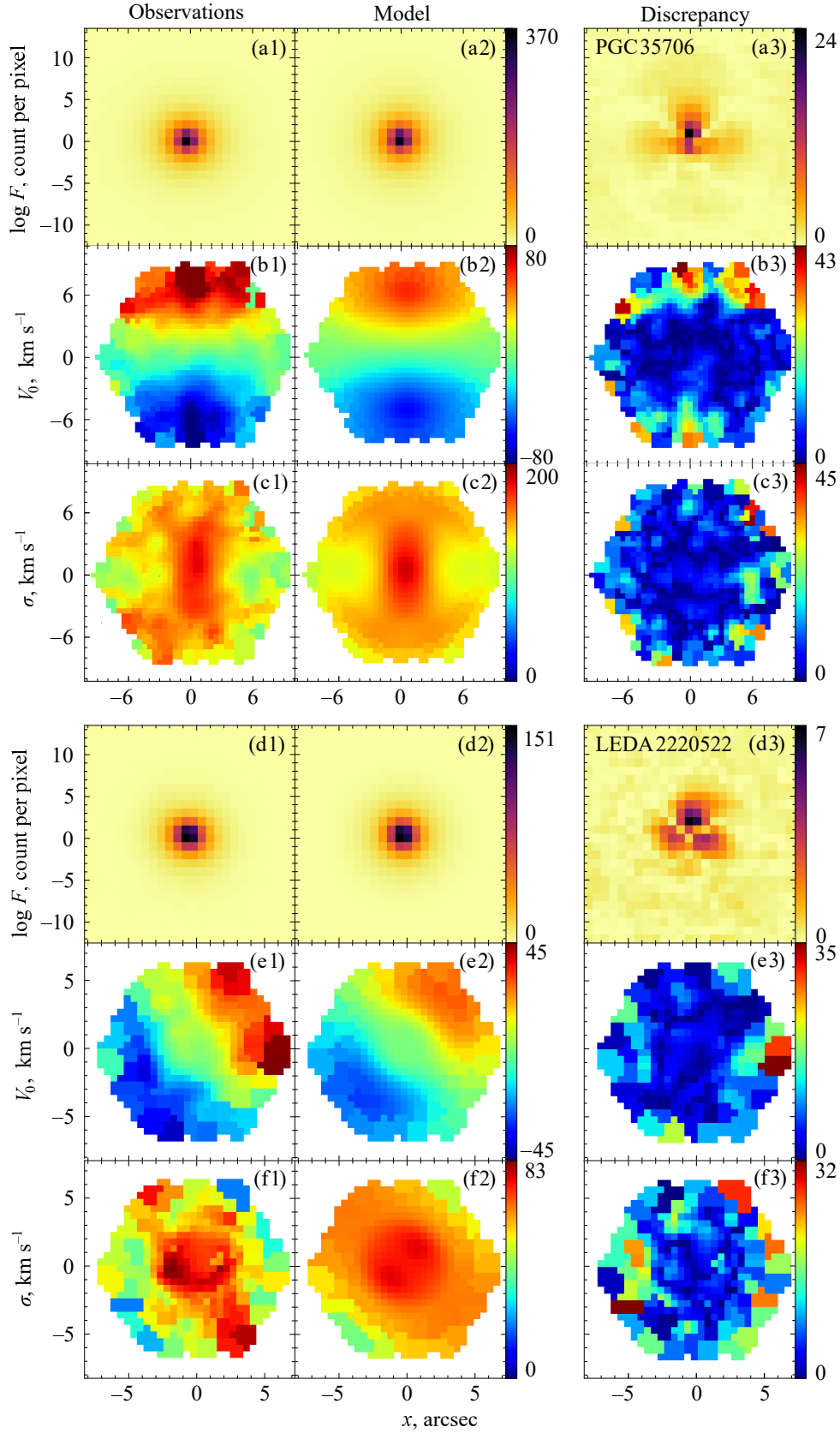


Рис. 8. Сравнение фотометрии (панели (a) и (d)), полей скоростей (панели (b) и (e)) и дисперсии (панели (c) и (f)) наблюдений и модели для галактик PGC 35706 и LEDA 2220522. В первой колонке находятся наблюдаемые данные, во второй — данные, полученные в результате моделирования, в третьей — невязка наблюдений и модели.

наклоненных дисков — сохраняются во всем проверенном диапазоне границ $|\lambda_z| = 0.25\text{--}0.45$.

5.2. Возможные сценарии формирования компонентов

Полученная орбитальная структура открывает возможность дискуссии о пути формирования выделенных компонентов в контексте современных сценариев эволюции галактик с рассогласованной кинематикой. Наблюдательные и численные исследования показывают, что противовращающиеся диски и сложные мультиспиновые конфигурации редко объясняются исключительно внутренними динамическими процессами — влиянием бара или глобальными неустойчивостями диска (Evans and Collett, 1994; Corsini, 2014). Существенную роль играют внешние процессы: аккреция газа из межгалактической среды или из космологических филаментов, а также малые слияния с насыщенными газом спутниками (Bournaud et al., 2005; Katkov et al., 2013, 2016; Xu et al., 2022; Bao et al., 2022; Bevacqua et al., 2022).

Для PGC 35706 массивный сфероидальный компонент с $M_c/M_{\text{total}} \approx 0.60$, устойчивость, обеспечиваемая дисперсией звездных скоростей, и наличие нескольких наклоненных и полярных дисковых структур в совращающемся и противовращающемся компонентах указывают на сложную историю взаимодействий. Наблюдаемая комбинация полярного кольца, наклоненных дисков и согласованной с ними кинематики газа естественным образом возникает в сценариях последовательной аккреции газа и/или малых спутников с различными угловыми моментами (Katkov et al., 2016; Falcón-Barroso and Martig, 2021; Bao et al., 2024). Совпадение кинематики газа с противовращающимся компонентом (рис. 3 и 7) позволяет предположить, что именно газовый диск, возникший в результате аккреции, сыграл ключевую роль в формировании соответствующей орбитальной подсистемы, аналогично объектам с противовращающимися дисками в выборках MaNGA и других интегрально-полевых спектроскопических обзоров (Coccato et al., 2011; 2013; Jin et al., 2020; Santucci et al., 2022).

В галактике LEDA 2220522 невращающийся сфероидальный компонент дает основной вклад в массу ($M_c/M_{\text{total}} \approx 0.51$), а вклады дисковых подсистем составляют примерно 0.30 (совращающийся) и около 0.18 (противовращающийся). При этом соотношение масс двух дисков (близко к 0.6) сближает LEDA 2220522 с классическими противовращающимися системами (Rix et al., 1992; Rubin et al., 1992; Bao et al., 2022) в большей степени, чем PGC 35706, у которой противовращающийся диск составляет лишь 9% от общей массы;

вместе с тем сфероиду LEDA 2220522 преобладает по массе над любой из дисковых компонент. Толстый совращающийся диск, доминирующий на радиусах до $5''$, естественно интерпретировать как первичный диск, сформированный на ранних стадиях эволюции галактики, а тонкий противовращающийся диск с основной массой при $R \lesssim 3''5$ — как продукт более поздней аккреции газа, поступившего с угловым моментом, противоположным уже существующей звездной подсистеме (Coccato et al., 2011; Johnston et al., 2013; Bao et al., 2024). Кроме того, тонкий маломассивный диск, наблюдаемый в противовращающемся компоненте с $|\lambda_z| \approx 0.5\text{--}0.7$, обладает меньшей дисперсией скоростей в радиальном направлении (рис. 9), что может свидетельствовать о его недавнем образовании. Подобно результатам Bao et al. (2024), где вторичный диск оказывается менее массивным и более компактным, модель LEDA 2220522 показывает, что противовращающийся компонент имеет меньший характерный радиус и несколько меньшую массу по сравнению с совращающимся диском (рис. 6 и 9), что может указывать на относительно недавний и ограниченный по массе эпизод газовой аккреции.

Глубокие изображения DESI не демонстрируют выраженных признаков недавнего крупного слияния (ярких хвостов, оболочек, сильных искажений), которые ожидалось бы в подобном случае (Ji et al., 2014; Dey et al., 2019; Li et al., 2021). Это согласуется с численными моделями, в которых газообмен с окружающей средой и малые/средние слияния с насыщенными газом спутниками могут формировать противовращающиеся диски, не разрушая глобальную структуру галактики (Bournaud et al., 2005; Lagos et al., 2015). Морфология, кинематика звезд и газа, а также орбитальная структура в PGC 35706 и LEDA 2220522 в совокупности указывают на то, что наиболее вероятными механизмами формирования обнаруженных противовращающихся компонентов являются долговременная аккреция газа и/или серия малых слияний с богатыми газом спутниками.

Перспективным направлением дальнейшей работы является количественное сопоставление звездных и металличностных характеристик звездных подсистем, полученных из спектрального анализа, с орбитальными компонентами модели, по аналогии с популяционно-орбитальными исследованиями (Zhu et al., 2020). Это позволит более строго датировать эпизоды аккреции и уточнить эволюционные сценарии формирования противовращающихся дисков в каждой из рассмотренных галактик.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены результаты динамического моделирования двух галактик с рассогласованной кинематикой — PGC 35706 и LEDA 2220522 с использованием метода суперпозиции орбит Шварцшильда. Моделирование выполнено в осесимметричном приближении на основе интегрально-полевых спектроскопических данных обзора MaNGA и глубоких фотометрических изображений обзора DESI. Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Выделение орбитальных компонентов. Для обеих галактик динамические модели позволили количественно разделить звездную систему на три основных орбитальных компонента:
 - 1) сфероидальный (балдж/гало) — с низкой циркулярностью ($|\lambda_z| \lesssim 0.35$), поддерживаемый дисперсией скоростей. В PGC 35706 на его долю приходится около 60% массы в пределах поля зрения MaNGA, в LEDA 2220522 — около 51%;
 - 2) основной диск ($0.35 < \lambda_z < 1$) — более старый и протяженный компонент. В PGC 35706 на его долю приходится около 29% массы. В LEDA 2220522 основной диск является толстым, доминирует на радиусах $R \lesssim 5''$ и содержит сильно наклоненное (примерно 60° к плоскости диска) кольцо;
 - 3) противовращающийся (вторичный) диск ($-1 < \lambda_z < -0.35$) — менее массивный и более компактный. В LEDA 2220522 он тонкий и сосредоточен в области $R \lesssim 3''.5$, а в PGC 35706 проявляет сложную структуру, включая признаки полярного кольца и наклоненных дисков.
2. Согласование с наблюдаемой кинематикой. Построенные модели удовлетворительно воспроизводят наблюдаемые поля лучевых скоростей и дисперсий скоростей звезд, полученные из данных MaNGA. Важным результатом является согласие кинематики ионизованного газа (по линии H α) с кинематикой противовращающегося звездного диска в обеих галактиках. Это указывает на общее происхождение газа и звезд вторичного диска из внешнего источника с противоположным направлением вектора углового момента.
3. Сценарии формирования. Полученная орбитальная структура поддерживает сценарий формирования противовращающихся дисков в результате внешней аккреции газа. Для LEDA 2220522 сопоставимые массы двух дисковых компонентов (отношение массы противовращающегося диска к массе основного составляет примерно 0.60) компактность вторичного диска и наличие сложной морфологии

в виде полярного кольца свидетельствуют о нескольких относительно недавних эпизодах аккреции газа, вероятно, из межгалактической среды или в результате малого слияния с насыщенным газом спутника. В случае PGC 35706 еще более сложная морфология (признаки полярного кольца, наклоненные диски) и доминирование сфероидального компонента могут отражать более длительную и многоэтапную историю аккреционных событий. Тем не менее необходимо уточнить возраст и химический состав всех найденных структур, прежде чем делать однозначные выводы о динамической истории эволюции этих галактик.

4. Валидность метода. Работа демонстрирует эффективность метода Шварцшильда, реализованного в библиотеке AGAMA и комплексе **Forstand**, для анализа сложных кинематических структур в галактиках. Использование параметра циркулярности λ_z в качестве критерия разделения компонентов оказывается информативным и согласуется с подходами, применяемыми в современных популяционно-орбитальных исследованиях.

Перспективы дальнейших исследований связаны с объединением динамического моделирования и анализа звездных населений. Сопоставление возрастных и металличностных карт, полученных из полной спектральной подгонки, с выделенными орбитальными компонентами (подход популяционно-орбитального моделирования) позволит напрямую датировать эпизоды формирования дисков и уточнить сценарии аккреции. Кроме того, применение непараметрических методов восстановления ФРЛС может помочь в более точном разделении близких кинематических компонентов в центральных областях галактик. Расширение исследования на большую выборку галактик с рассогласованной кинематикой из обзоров MaNGA и DESI позволит статистически оценить частоту встречаемости и свойства подобных систем, что важно для понимания роли внешней аккреции в эволюции галактик локальной Вселенной.

Таким образом, проведенное исследование подтверждает, что динамическое моделирование методом Шварцшильда является мощным инструментом для декомпозиции галактик на орбитальные компоненты и изучения истории их формирования, внося вклад в понимание роли внешних процессов (аккреции газа, малых слияний) в создании сложной кинематической структуры галактик.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 22-12-00080.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Y. Avni, *Astrophys. J.* **210**, 642 (1976). DOI:10.1086/154870
2. R. Bacon, M. Accardo, L. Adjali, et al., *SPIE Conf. Proc.* **7735**, p. 773508 (2010).
3. M. Bao, Y. Chen, M. Yang, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **528** (2), 2643 (2024). DOI:10.1093/mnras/stae243
4. M. Bao, Y. Chen, P. Zhu, et al., *Astrophys. J.* **926** (2), id. L13 (2022). DOI:10.3847/2041-8213/ac52ad
5. D. Bevacqua, M. Cappellari, and S. Pellegrini, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **511** (1), 139 (2022). DOI:10.1093/mnras/stab3732
6. M. R. Blanton, M. A. Bershad, B. Abolfathi, et al., *Astron. J.* **154** (1), article id. 28 (2017). DOI:10.3847/1538-3881/aa7567
7. F. Bournaud, C. J. Jog, and F. Combes, *Astron. and Astrophys.* **437** (1), 69 (2005). DOI:10.1051/0004-6361:20042036
8. K. Bundy, M. A. Bershad, D. R. Law, et al., *Astrophys. J.* **798** (1), article id. 7 (2015). DOI:10.1088/0004-637X/798/1/7
9. M. Cappellari, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **333** (2), 400 (2002). DOI:10.1046/j.1365-8711.2002.05412.x
10. M. Cappellari, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **390** (1), 71 (2008). DOI:10.1111/j.1365-2966.2008.13754.x
11. M. Cappellari, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **466** (1), 798 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw3020
12. M. Cappellari and Y. Copin, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **342** (2), 345 (2003). DOI:10.1046/j.1365-8711.2003.06541.x
13. M. Cappellari, N. Scott, K. Alatalo, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **432** (3), 1709 (2013). DOI:10.1093/mnras/stt562
14. I. Chilingarian, P. Prugniel, O. Sil'chenko, and M. Koleva, in *Proc. IAU Symp.* No. 241, Ed. by A. Vazdekis and R. Peletier (Cambridge University Press, Cambridge, 2007a), p. 175. DOI:10.1017/S1743921307007752
15. I. V. Chilingarian, P. Prugniel, O. K. Sil'chenko, and V. L. Afanasiev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **376**, 1033 (2007b). DOI:10.1111/j.1365-2966.2007.11549.x
16. L. Coccato, L. Morelli, E. M. Corsini, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **412** (1), L113 (2011). DOI:10.1111/j.1745-3933.2011.01016.x
17. L. Coccato, L. Morelli, A. Pizzella, et al., *Astron. and Astrophys.* **549**, id. A3 (2013). DOI:10.1051/0004-6361/201220460
18. E. M. Corsini, *ASP Conf. Ser.* **486**, p. 51 (2014). DOI:10.48550/arXiv.1403.1263
19. A. Dey, D. J. Schlegel, D. Lang, et al., *Astron. J.* **157** (5), id. 168 (2019). DOI:10.3847/1538-3881/ab089d
20. E. Emsellem, G. Monnet, and R. Bacon, *Astron. and Astrophys.* **285**, 723 (1994).
21. N. W. Evans and J. L. Collett, *Astrophys. J.* **420**, L67 (1994). DOI:10.1086/187164
22. J. Falcón-Barroso and M. Martig, *Astron. and Astrophys.* **646**, id. A31 (2021). DOI:10.1051/0004-6361/202039624
23. D. Gasymov, I. Y. Katkov, E. V. Rubtsov, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **281** (1), id. 19 (2025). DOI:10.3847/1538-4365/ae0590
24. D. F. O. Gasymov and I. Katkov, in *Proc. All-Russian Conf. on Multifaceted Universe: Theory and Observations-2022 (MUTO2022)*, Nizhny Arkhyz, Russia, 2022 (online at <https://pos.sissa.it/425/017/pdf>) DOI:10.48550/arXiv.2209.11240
25. H. Haario, E. Saksman, and J. Tamminen, *Bernoulli* **7** (2), 223 (2001).
26. L. Hernquist, *Astrophys. J.* **356**, 359 (1990). DOI:10.1086/168845
27. I. Ji, S. Peirani, and S. K. Yi, *Astron. and Astrophys.* **566**, id. A97 (2014). DOI:10.1051/0004-6361/201423530
28. Y. Jin, L. Zhu, R. J. Long, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **491** (2), 1690 (2020). DOI:10.1093/mnras/stz3072
29. E. J. Johnston, M. R. Merrifield, A. Aragón-Salamanca, and M. Cappellari, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **428** (2), 1296 (2013). DOI:10.1093/mnras/sts121
30. I. Y. Katkov, D. Gasymov, A. Y. Kniazev, et al., *Astrophys. J.* **962** (1), id. 27 (2024a). DOI:10.3847/1538-4357/ad1331
31. I. Y. Katkov, D. Gasymov, A. Y. Kniazev, et al., *Astrophys. J.* **962** (1), id. 27 (2024b). DOI:10.3847/1538-4357/ad1331
32. I. Y. Katkov, O. K. Sil'chenko, and V. L. Afanasiev, *Astrophys. J.* **769** (2), article id. 105 (2013). DOI:10.1088/0004-637X/769/2/105
33. I. Y. Katkov, O. K. Sil'chenko, I. V. Chilingarian, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **461** (2), 2068 (2016). DOI:10.1093/mnras/stw1452
34. C. d. P. Lagos, N. D. Padilla, T. A. Davis, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **448** (2), 1271 (2015). DOI:10.1093/mnras/stu2763
35. D. R. Law, B. Cherinka, R. Yan, et al., *Astron. J.* **152** (4), article id. 83 (2016). DOI:10.3847/0004-6256/152/4/83
36. S.-l. Li, Y. Shi, D. Bizyaev, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **501** (1), 14 (2021). DOI:10.1093/mnras/staa3618
37. M. Miyamoto and R. Nagai, *Publ. Astron. Soc. Japan* **27**, 533 (1975).

38. J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White, *Astrophys. J.* **490** (2), 493 (1997). DOI:10.1086/304888
39. H.-W. Rix, M. Franx, D. Fisher, and G. Illingworth, *Astrophys. J.* **400**, L5 (1992). DOI:10.1086/186635
40. V. C. Rubin, J. A. Graham, and J. D. P. Kenney, *Astrophys. J.* **394**, L9 (1992). DOI:10.1086/186460
41. G. Santucci, S. Brough, J. van de Sande, et al., *Astrophys. J.* **930** (2), id. 153 (2022). DOI:10.3847/1538-4357/ac5bd5
42. M. Sarzi, J. Falcón-Barroso, R. L. Davies, et al., *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:1708.012 (2017).
43. E. F. Schlafly and D. P. Finkbeiner, *Astrophys. J.* **737** (2), article id. 103 (2011). DOI:10.1088/0004-637X/737/2/103
44. M. Schwarzschild, *Astrophys. J.* **232**, 236 (1979). DOI:10.1086/157282
45. J. L. Sérsic, *Atlas de Galaxias Australes* (Observatorio Astronómico Universidad Nacional de Córdoba, Argentina, 1968).
46. S. A. Smee, J. E. Gunn, A. Uomoto, et al., *Astron. J.* **146** (2), article id. 32 (2013). DOI:10.1088/0004-6256/146/2/32
47. R. C. E. van den Bosch, G. van de Ven, E. K. Verolme, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **385** (2), 647 (2008). DOI:10.1111/j.1365-2966.2008.12874.x
48. E. Vasiliev, *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:1805.008 (2018).
49. E. Vasiliev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **482** (2), 1525 (2019). DOI:10.1093/mnras/sty2672
50. E. Vasiliev and M. Valluri, *Astrophys. J.* **889** (1), id. 39 (2020). DOI:10.3847/1538-4357/ab5fe0
51. A. Vazdekis, M. Koleva, E. Ricciardelli, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **463** (4), 3409 (2016). DOI:10.1093/mnras/stw2231
52. D. A. Wake, K. Bundy, A. M. Diamond-Stanic, et al., *Astron. J.* **154** (3), article id. 86 (2017). DOI:10.3847/1538-3881/aa7ecc
53. K. B. Westfall, M. Cappellari, M. A. Bershad, et al., *Astron. J.* **158** (6), article id. 231 (2019). DOI:10.3847/1538-3881/ab44a2
54. H. Xu, Y. Chen, Y. Shi, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **511** (4), 4685 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac354
55. L. Zhu, G. van de Ven, R. Leaman, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **496** (2), 1579 (2020). DOI:10.1093/mnras/staa1584
56. L. Zhu, G. van de Ven, J. Méndez-Abreu, and A. Obreja, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **479** (1), 945 (2018a). DOI:10.1093/mnras/sty1521
57. L. Zhu, R. van den Bosch, G. van de Ven, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **473** (3), 3000 (2018b). DOI:10.1093/mnras/stx2409

Dynamical Modeling of Kinematically Decoupled Galaxies: Structural Components

V. S. Goradzhyanov^{1,2}, D. D. Mishurin³, O. K. Sil'chenko¹, and D. F. Gasymov¹

¹Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow 119234, Russia

²Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

³School No. 2126 "Perovo", Moscow, 111524 Russia

We present the results of dynamical modeling of two galaxies with inconsistent kinematics—PGC 35706 and LEDA 2220522—using data from the MaNGA integral-field spectroscopic survey and deep photometry from the DESI Legacy Imaging Surveys. The Schwarzschild orbit-superposition method in the axisymmetric approximation was employed to identify structural components based on the orbital circularity parameter λ_z . Three components have been identified in the galaxies: spheroidal (bulge/halo), main and counter-rotating stellar disks. The spheroidal component dominates by mass in both galaxies: about 60% in PGC 35706 and 51% in LEDA 2220522; the contributions of the main and counter-rotating disks are 29% and 9% in PGC 35706 and 30% and 18% in LEDA 2220522, respectively. The kinematics of the ionized gas in both galaxies is consistent with the rotation of the counter-rotating disk, indicating its formation from an externally accreted gas with opposite angular momentum. The results obtained support the scenario of the formation of counter-rotating disks via accretion of gas from the intergalactic medium or as a result of small mergers with minor mergers with gas-rich satellites. The work demonstrates the effectiveness of the Schwarzschild method for studying the complex kinematic structure of galaxies and their formation history.

Keywords: *galaxies: kinematics and dynamics, galaxies: elliptical and lenticular, galaxies: individual: SDSS J113356.96+511459.2, SDSS J105252.58+432542.2*