



## Прояснение природы спиральной структуры в галактиках: такие разные случаи NGC 3686 и M 100

А.А. Марчук<sup>1,2\*</sup>, В.С. Костюк<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ГАО РАН, <sup>2</sup>СПбГУ

### Аннотация

В настоящий момент остается открытым вопрос, являются ли спиральные рукава долгоживущими или нет. Две основных теории о природе спиральной структуры (волны плотности и теория динамических спиралей) по разному отвечают на этот вопрос. Существует ряд свидетельств в пользу обеих из них, при этом убедительно подтвердить какая из них верна из наблюдений - крайне нетривиальная задача. В этой работе мы с помощью анализа собранной выборки радиусов коротации нашли две спиральные галактики NGC 3686 и M 100, у которых ожидается принципиально разный ответ на поставленный вопрос. В первой из них четко детектируется квазистационарная волна плотности, а во втором случае спирали имеют динамическую природу. Мы подтверждаем свой анализ независимо с помощью модельного, кинематического, морфологического анализа и анализа распределения металличности. Впервые собранное такое множество независимых наблюдательных свидетельств убедительно показывают, что в реальных объектах могут быть верны оба случая.

### Введение

Происхождение и эволюция спиральной структуры в дисковых галактиках в настоящее время все ещё остается одним из нерешенных вопросов. Существует две (противоборствующих) теории: долгоживущих стационарных и транзиентных (динамических) спиралей. Первая из них основана на т.н. теории квазистационарных волн плотности (Lin и Shu, 1964), в которой спиральные рукава представляют собой волны плотности, распространяющиеся в местах скопления звезд и газа в диске галактики. Наиболее наглядное представление этой теории было дано в работе Kalnajs (1973). Согласно автору этой статьи, перейдя в определенную систему координат, орбиты звезд можно выстроить таким образом, чтобы их апоцентры имели форму спиралей (см. рис. 3 в Kalnajs, 1973). В таком случае, за счет более медленного движения звезды вблизи апоцентра вещество в этих областях будет тормозиться и накапливаться. Угловая скорость вращения таких спиралей  $\Omega_p$  (частота прецессии звездных орбит) предполагается постоянной на любом расстоянии от центра галактики. Теория транзиентных (другие названия — рекуррентных или динамических) спиралей, наоборот, полагает, что спиральная структура имеет динамический характер, и ее угловая частота меняется дифференциально, как и у диска (Baba, Saitoh и Wada, 2013, Sellwood, 2010). Спиральные рукава при этом могут визуально казаться долгоживущими, хотя они представляют собой скопления сегментов, которые постоянно разрываются, а затем соединяются с другими сегментами спиральных рукавов.

Несмотря на убедительность этих теорий, все еще достаточно трудно подтвердить их справедливость. К тому же, для каждой из них существует ряд преимуществ и недостатков. Так, например, долгоживущая спиральная волна плотности получается только при учете эффектов, усиливающих движущуюся в радиальном направлении волну на резонансах (swing amplification, A. Toomre, 1981). Один из таких резонансов находится на расстоянии, на котором угловые скорости спирали и диска совпадают. Его называют радиусом коротации ( $R_c$ ) или коротационным

\*e-mail: aamarchuk+astro@gmail.com

резонансом. Помимо этого, классическая теория волн плотности, построенная на основе квази-классических приближений, не объясняет существование спиралей с большими углами закрутки<sup>1</sup> и не предсказывает количество рукавов. Для решения этих проблем изначальное представление о спиральной волне плотности преобразовалось в теорию глобальных мод (Bertin, 1983, Bertin и Lin, 1996). Что касается динамических спиралей, то они легко возникают в численном моделировании. Считается, что эти структуры формируются вследствие гравитационных неустойчивостей, вызванных механизмом swing amplification (Sellwood и Carlberg, 1984). По сравнению со стационарными спиральными волнами, которые образуются и поддерживаются только при особых условиях, динамические спирали образуются при любых конфигурациях параметров диска, даже при слабой неустойчивости. Однако все ещё остается непонятен механизм, позволяющий спиральям непрерывно возобновляться.

Также один из важных механизмов генерации спиральных рукавов основан на взаимодействии со спутниками. Приливные силы со стороны компаньона не только образуют различные структуры (мосты и хвосты Alar Toomre и J. Toomre (1972)), но и участвуют в формировании спиральной структуры (Donner и Thomasson, 1994). Однако до сих пор не совсем понятно, какие спирали возникают при таком механизме, являются они рекуррентными или стационарными.

Помимо прочего есть часть работ, в которых было показано, что галактики могут иметь несколько спиральных подструктур, вращающихся с разными угловыми скоростями  $\Omega_p$  (Efthymiopoulos, Harsoula и Contopoulos, 2020). Причем эти сегменты соединяются между собой на резонансах. Множественность значений угловой скорости спирального узора  $\Omega_p$  означает существование нескольких положений радиуса коротации, что было подтверждено в наблюдениях (Buta и Zhang, 2009, J. Font, Beckman, Querejeta и др., 2014). Также есть ряд моделей, в которых каждая спираль имеет разную угловую скорость (см. рис. 8 в Forgan, Ramón-Fox и Bonnell, 2018).

На практике достаточно трудно определить, какая из теорий лучше описывает наблюдаемые спирали в галактике, возможно, для этого понадобится комбинация таких моделей. С точки зрения наблюдений нелегко различить долгоживущие и динамические спирали, однако на данный момент появляется все больше наблюдательных тестов, которые могут свидетельствовать в пользу каждой из теорий. Например, в работе Peterken и др. (2019) было представлено одно из первых прямых подтверждений существования волны плотности, но и этот результат сам по себе неоднозначен из-за уменьшающейся с расстоянием угловой скорости узора (см. их рис. 2).

Большинство существующих наблюдательных тестов основано на анализе угловой скорости вращения, постоянный профиль которой указывает на существование квазистационарной волны плотности, а если он меняется с расстоянием, то спирали скорее имеют рекуррентное происхождение. К тому же есть косвенные признаки, связанные с угловой частотой, такие как градиент возрастов звезд поперек рукава (Puerari и Dottori, 1997, Tamburro и др., 2008, Egusa и др., 2009), морфологические особенности вблизи резонансов (B. G. Elmegreen, Debra M. Elmegreen и Montenegro, 1992) и другие. Отметим, что градиент возрастов является достаточно спорным моментом, часть работ для одной галактики могут подтверждать его существование, а другие, наоборот, опровергать (Vallée, 2020). Чаще всего для нахождения  $\Omega_p$  используют кривую скоростей и положение радиуса коротации, так как эта величина не всегда хорошо определяется прямым методом Tremaine и Weinberg (1984). Для определения положения коротационного резонанса существует множество методов (число которых и по сей день продолжает увеличиваться — например, Pfenniger, Saha и Wu (2023)), в основе которых лежат разные доводы и предположения. Но есть ли согласие между ними?

Помимо применения к наблюдательным тестам теории происхождения спиралей, угловая скорость спирального узора сама по себе является важной характеристикой дисковых галактик. Так, например, ее величина используется при расчете гравитационной неустойчивости в спиральных галактиках (Inoue и Yoshida, 2018). В качестве другого примера отметим недавнюю работу Williams, Sun и др. (2022), в которой изучалось звездообразование в “шпурах” галактики NGC 628 на осно-

<sup>1</sup>Угол закрутки — это угол между касательной к спиральному рукаву и линией, перпендикулярной радиус-вектору, направленному из точки касания в центр галактики

ве данных JWST, ALMA и VLT. Как результат в ней было получено, что звезды, составляющие эти структуры, рождаются прямо в них, а не дрейфуют из спиральных рукавов. Заметим, что в этой работе для получения временной шкалы смещения использовалась угловая скорость узора, вычисленная методом Tremaine и Weinberg (1984) в статье Williams, Schinnerer и др. (2021). Однако для получения  $\Omega_p$  авторы вписывали линейную функцию в облако точек (см. их рис. 15), что ставит под сомнение не только значение угловой скорости и ее ошибки, но и результаты работы Williams, Sun и др. (2022).

Нахождение надежно определенных радиусов коротации и соответствующей угловой скорости узора важно по нескольким причинам. Во-первых, механизм свингового усиления (swing amplification), который, как считается, позволяет спиральям менять направление вращения и усиливаться, работает только вблизи коротационного резонанса. Во-вторых, существование четко локализованного радиуса коротации само по себе является свидетельством в пользу волны плотности и важно для проверки теории. В-третьих, наличие  $R_c$  может оказывать влияние на химическую эволюцию в диске, поскольку этот радиус, как считается, разделяет диск на две изолированные, не обменивающиеся газом области (Vila-Costas и Edmunds, 1992). Положение радиуса коротации также связывают со свойствами звездных орбит и их устойчивостью (Contopoulos и Harsoula, 2013). Наконец, коротационный резонанс связан с передачей углового момента в диске, что является достаточно важным процессом для понимания его эволюции (Sellwood и Binney, 2002).

Перечисленные примеры показывают исключительную важность изучения положений коротационных резонансов и необходимость их надежного определения в исследовании галактик. Отметим, что само понятие радиуса коротации применимо также к барам галактик и используется при изучении протопланетных и аккреционных дисков. Рассмотрены только положения  $R_c$ , связанные со спиральной структурой галактик. Для подробного исследования положения радиуса коротации из литературы была собрана выборка измерений  $R_c$ . Из нее мы отобрали два интересных случая, а именно галактики NGC 3686 и M 100, которые мы в этой работе подробно анализируем, и делаем выводы о природе спиральной структуры в этих объектах.

## Выборка радиусов коротации

Нами была собрана из литературы выборка радиусов коротации для 549 галактик. Данные состоят из 1726 значений, для определения которых применялись 11 методов. Полная таблица со всеми собранными данными публично доступна в Интернете<sup>2</sup>. Мы не приводим здесь собранные данные для NGC 3686 и M 100 для экономии места и поскольку те же самые данные представлены графически и в тексте, но отметим какая информация была собрана. Для каждого объекта, для которого найден радиус коротации, приведено само измерение  $R_c$  с его ошибкой, метод его получения, оптический радиус и ссылка на оригинальную работу. Значение радиуса коротации при необходимости переводилось в угловые секунды с использованием расстояния до галактики, указанного в каждой из статей. Также для каждого значения радиуса коротации отмечено, какая компонента использовалась для его определения, звездная или газовая. Заметим, что в данных приведены условные названия методов. Построение выборки — это заметная и трудоемкая часть проделанной работы, для создания которой были оцифрованы данные 47 статей. Причем для ее составления были использованы лишь те работы, в которых определение радиуса коротации проводилось для большого числа объектов.

Надежное определение положения  $R_c$ , т.е. фиксация наличия волны плотности в диске галактики, возможно только при наличии как минимум двух его значений, определенных независимо друг от друга. Для 236 объектов, представленных в выборке, не удалось найти более одного значения  $R_c$ . Однако для остальных 313 галактик из выборки радиус коротации можно попробовать определить более или менее надежно, используя несколько измерений. Из них выделяется случай галактики NGC 3686, где собранные данные согласуются с предсказаниями теории волн плотно-

<sup>2</sup><https://github.com/Amarchuk/CRs/tree/main/data/crs>

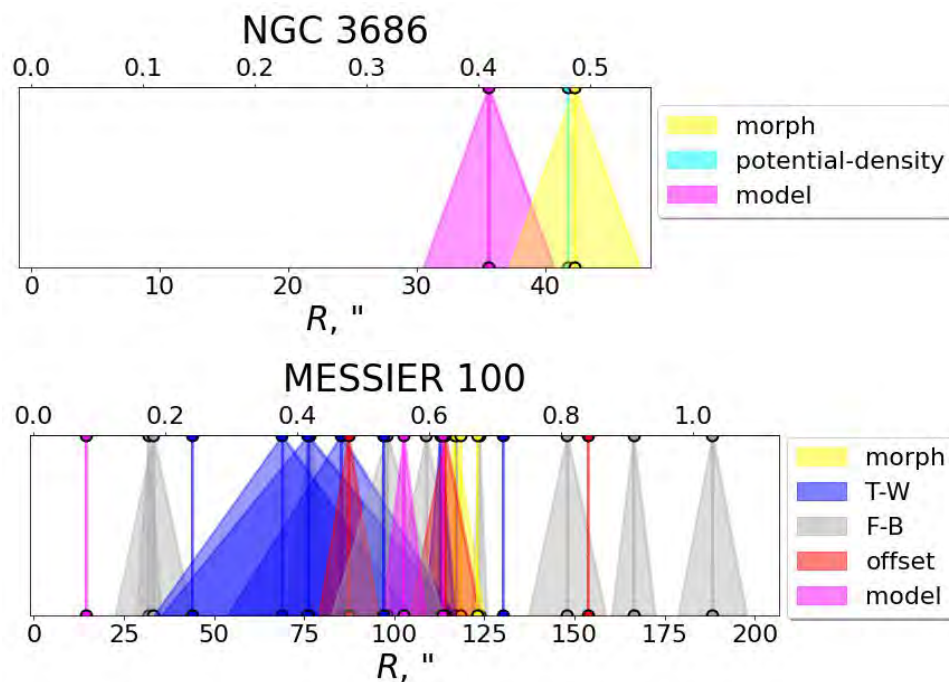


Рис. 1: Распределение радиусов коротации (вертикальные линии) для галактики NGC 3686 (сверху) и М 100 (снизу). Закрашенные области показывают ошибку определения каждого значения (основание конуса). Их цвет определяет метод. Нижняя шкала указывает на их положения в угловых секундах, а верхняя — в долях оптического радиуса.

сти и есть четко локализуемый радиус коротации, определенный тремя методами и указанный на Рис. 1 вверху. Хорошее согласие  $R_c$ , определенного самостоятельно новым методом, и других измерений будет сильным свидетельством в пользу указанной природы спиральных рукавов.

Другим, обращающим на себя внимание случаем является галактика М 100. Как видно из Рис. 1 внизу, в этой галактике радиусы коротации определялись практически в каждой точке диска, что должно было бы наблюдаться в случае транзитных спиралей, когда  $\Omega_p \approx \Omega_{\text{disk}}$ , где  $\Omega_{\text{disk}}$  — угловая скорость вращения диска. Посмотрим, согласуются ли другие независимые наблюдательные свидетельства с такой трактовкой.

## Случай NGC 3686

Галактика NGC 3686 — двухрукавная спиральная галактика с баром, находящаяся на расстоянии 21 Мпк от наблюдателя (Ashby и др., 2011). Она принадлежит скоплению U 376, явных признаков взаимодействия другими объектами у нее не наблюдается. Угол наклона к картинной плоскости и позиционный угол, используемые в этой работе, были определены кинематическим методом в статье Marino и др., 2013.

Распределение радиусов коротации из собранной выборки для NGC 3686 показывает согласие трех независимых измерений, полученных разными методами (Рис. 4 вверху). Одно из них было найдено методом построения модели галактики (фиолетовая область) в статье Rautiainen, Salo и Laurikainen, 2008. Определение  $R_c$  в этой работе основано на нахождении скорости спирального узора  $\Omega_p$ . В ней строилась модель диска галактики, состоящего из бесстолкновительных звездных частиц и неупруго сталкивающихся частиц газа в заданном потенциале. Величина  $\Omega_p$  использовалась в качестве свободного параметра. Затем путем варьирования угловой скорости подбирались наиболее подходящая модель, имеющая такую же протяженность, местоположение и углы закрутки спиральных рукавов, что и исследуемая галактика (см. рис. 4 из Rautiainen, Salo и Laurikainen, 2008).

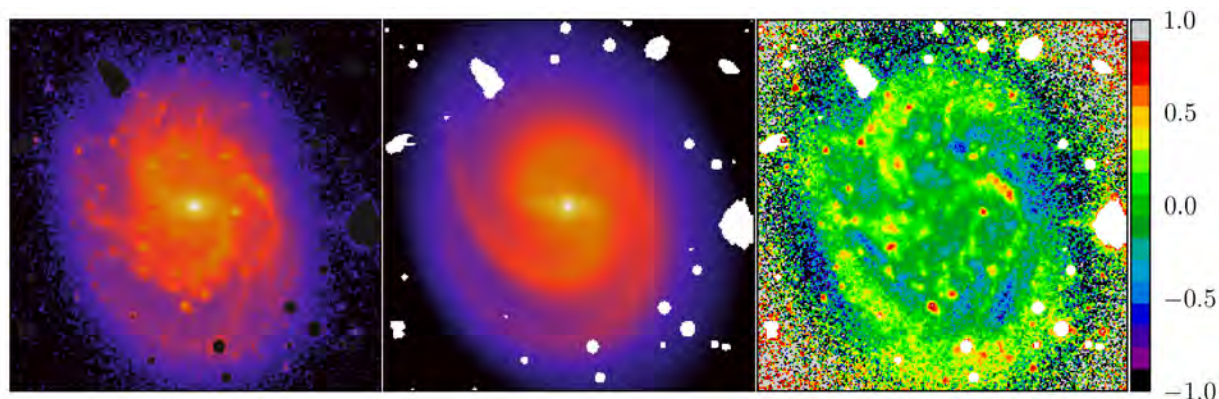


Рис. 2: Слева: Изображение галактики NGC 3686 на длине волны 3.6 мкм телескопа Spitzer. В центре: Модельное изображение галактики, состоящее из трех компонент: диска, балджа и спиралей. Справа: Разностное изображение между оригинальным и модельным изображениями галактики. Цветовая шкала, показанная справа от рисунка, определяет относительную ошибку.

Другое значение радиуса коротации было найдено в работе Buta и Zhang, 2009. Согласно авторам данной статьи положение коротационного резонанса связано с изменением фазового сдвига между потенциалом и спиральной волной плотности. На рис. 9 из этой работы видно, что для данной галактики наблюдается четко выраженное изменение знака азимутального сдвига на расстоянии  $43''$  ( $\approx 0.45r_{25}$ , где  $r_{25}$  это размер диска, соответствующего 25й изофоте зв. величины с квадратной секунды дуги).

Последнее среди имеющихся в собранной выборке измерение радиуса коротации для этой галактики было получено морфологическим методом. Авторы статьи Debra Meloy Elmegreen и V. G. Elmegreen, 1995 предполагали, что внутренний (ILR) и внешний резонансы Линблада (OLR) имеют свое четкое местонахождение в галактике. Положения этих резонансов определяются как расстояния, на которых угловые скорости спирали равны  $\Omega_{\text{disk}} - \kappa/2$  и  $\Omega_{\text{disk}} + \kappa/2$ , где  $\kappa$  — эписцилическая частота. Так, ожидается что OLR является внешней границей спиральной структуры, а ILR связан с началом спиралей или концами бара (при его наличии). Положение внешнего резонанса, следуя этой статье, определяется как оптический радиус галактики  $r_{25}$  с точностью 10%. Тогда, зная кривую вращения галактики и положение OLR, можно с некоторой погрешностью определить угловую скорость спиральной структуры и, следовательно, радиус коротации. В данной работе кривая вращения аппроксимировалась степенным законом, что может вносить дополнительную ошибку в измерение  $R_c$ .

Далее радиус коротации в этой галактике будет независимо определен двумя другими методами. Если измерения, полученные с их помощью, будут также хорошо согласовываться со значениями, взятыми из литературы, то все в совокупности будет являться сильным доказательством существования волны плотности с четко определенным  $\Omega_p$ .

### Модель спиральных рукавов

Для этой галактики есть множество ее изображений на разных длинах волн. Так, в архиве проекта Dustpedia (Clark и др., 2018) имеются данные телескопа Spitzer на длине волны 3.6 мкм и изображение в ультрафиолете (GALEX), которые являются индикаторами старого звездного населения и молодых звездных скоплений, соответственно. На основе этих данных для NGC 3686 можно реализовать метод градиента возрастов.

На первом этапе работы на основе изображений галактики в ИК и УФ была построена модель спиральной структуры. Необходимость построения такой модели обусловлена тем, что для реализации метода необходимо оценить угловое смещение между спиральями разных возрастов, что сложно сделать устойчивым образом без учета всего распределения света вдоль рукавов.

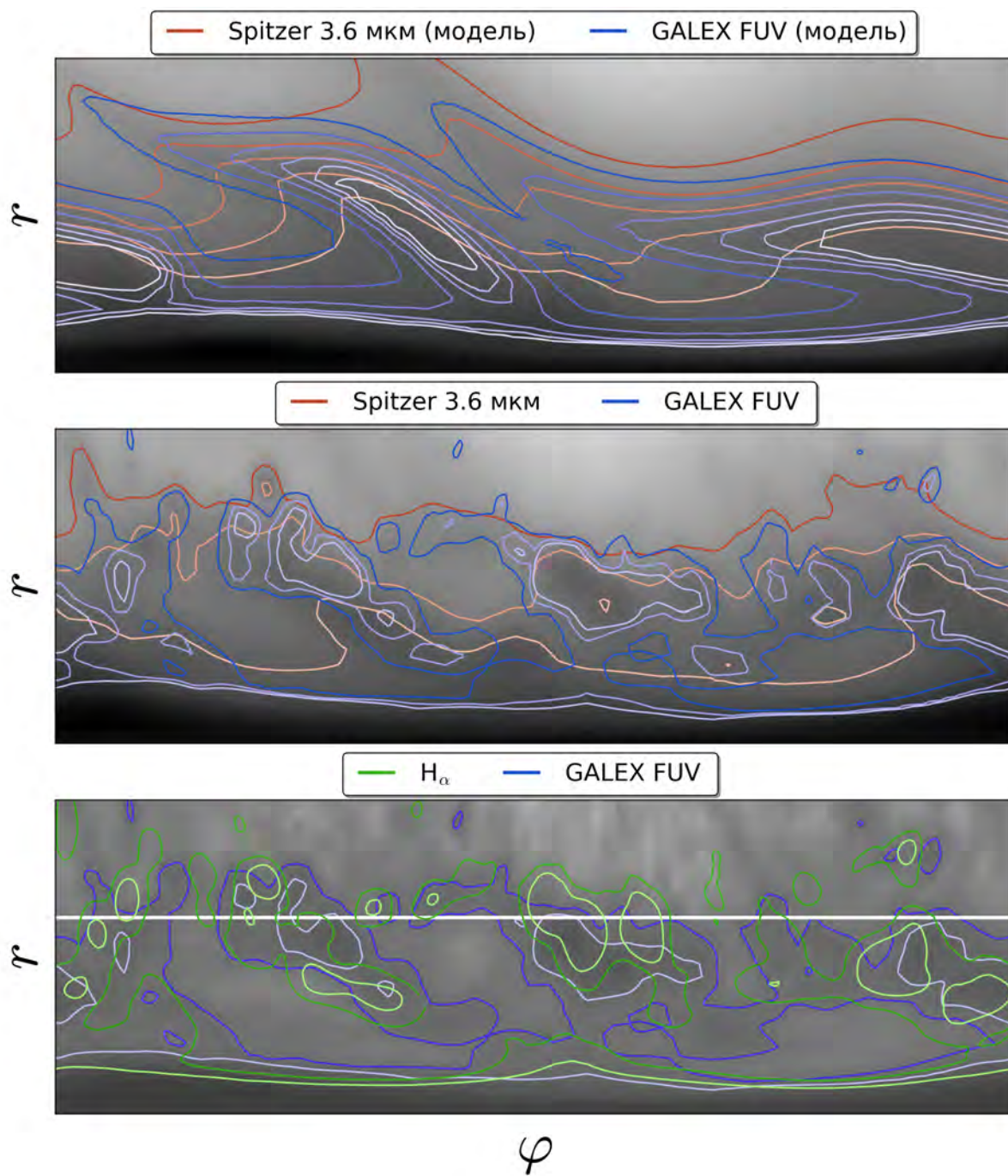


Рис. 3: Модельное (сверху) и оригинальное (в центре) изображения галактики в ИК диапазоне в полярных координатах. На нижнем рисунке представлено изображение галактики в УФ. Цветные линии соответствуют изолиниям одинаковой интенсивности изображений в разных фильтрах (см. легенду сверху над каждым из рисунков). Ось абсцисс определяет изменение по азимуту от 0 до  $2\pi$  (полярный угол отсчитывается от большой полуоси галактики против часовой стрелки), следовательно, вращение галактики происходит в правую сторону. Ось ординат показывает расстояние в пределах до  $64''$ . Белая горизонтальная линия на нижнем изображении соответствует расстоянию  $40''$ .

Модель спиральных рукавов строится на основе следующих общих соображений. Во-первых, форма спирали задается функцией  $r(\phi)$  ( $r, \phi$  — полярные координаты) таким образом, чтобы угол закрутки описывался полиномиальной функцией от азимутального угла. Во-вторых, яркость в центре рукава падает с расстоянием по экспоненциальному закону. Для более сглаженного изображения спирали в распределение интенсивности добавляется промежуточный сегмент. Также во избежание распространения спиралей за границу диска, во внешних областях интенсивность уменьшается до нуля. В-третьих, распределение яркости поперек спирального рукава описывается модифицированной функцией Серсика, при построении которого учитывается асимметричность профиля.

Поскольку спиральная структура галактики часто оказывается асимметричной, а отдельные рукава могут сильно отличаться друг от друга, было решено моделировать каждый рукав по отдельности, со своим набором параметров, не зависящим от параметров других рукавов и от параметров диска. Форма рукава в модели будет представлена как функция в полярных координатах  $r(\varphi)$ , где  $r$  — галактоцентрическое расстояние, а  $\varphi$  — азимутальный угол. Наиболее распространённым представлением формы рукава в целом является логарифмическая спираль, которая характеризуется постоянным углом закрутки  $\mu$  на протяжении всей спирали и может быть задана формулой  $r(\varphi) = r_0 \times \exp(\varphi \times \tan \mu)$ , где  $r_0$  — радиус начала спирали. Однако измерения углов закрутки спиральных рукавов в реальных галактиках показывают, что эта величина редко остаётся постоянной на протяжении рукава Savchenko и Reshetnikov, 2013.

Распределение яркости вдоль спирального рукава далее будет обозначаться функцией  $I_{\parallel}$ , которая задаёт яркость вдоль кривой  $r(\varphi)$ , которая, в свою очередь, задаёт форму спирального рукава. Таким образом, функцию можно обозначить как  $I_{\parallel}(r(\varphi), \varphi)$ . Естественно ожидать, что такое распределение будет похоже на распределение яркости в диске, которое обычно моделируется экспоненциальной функцией от радиуса. При этом, поскольку спиральные рукава начинаются не из самого центра диска, в начале рукава необходима область, где происходит плавное возрастание поверхностной яркости от нуля до максимального значения, после которого идёт экспоненциальный спад. Кроме того, для моделирования относительно резкого окончания рукавов во внешних частях, экспоненциальное убывание должно заменяться более быстрым спадом до нулевого значения.

Распределение яркости поперёк спирального рукава далее будет обозначаться функцией  $I_{\perp}$ , которая задаёт распределение яркости в радиальном направлении от центра галактики. Можно обозначить  $\rho$  как расстояние от точки до кривой, задающей спиральный рукав, в радиальном направлении, так что для координат  $(r, \varphi)$  будет  $\rho = r - r(\varphi)$ . Поскольку известно, что спиральные рукава в реальных галактиках могут менять свою ширину, то  $I_{\perp}$  также должно зависеть от  $\varphi$ . Кроме того, поперечный профиль спиральных рукавов может быть асимметричным. Использование величин  $(\rho, \varphi)$  проще, чем применение кратчайшего расстояния до рукава в каждой точке вместо  $\rho$ , но направление, в котором  $\varphi$  постоянно, идёт не перпендикулярно спиральному рукаву.

В конечном итоге можно объединить отдельные части формулы и записать её в общем виде

$$I(r(\varphi), \rho, \varphi) = I_0 \times I_{\parallel}(r, \varphi) \times I_{\perp}(\rho, \varphi). \quad (1)$$

Величина  $I_0$  в формуле — максимальная яркость рукава. Далее будут приведены точные формулы для  $r(\varphi)$ ,  $I_{\parallel}$  и  $I_{\perp}$ .

Для  $r(\varphi)$  выбрана функция, в которой угол закрутки меняется как полином третьей степени от азимутального угла. Это даёт возможность значительно варьировать угол закрутки на протяжении рукава, при этом оставляя вид функции достаточно простым. Параметры модели  $m_0, m_1, m_2, m_3$  задают коэффициенты этого полинома. Для однозначного задания формы рукава также нужно определить координаты начала спирального рукава  $r_0, \varphi_0$  и направление, в котором он идёт: по часовой стрелке или против часовой стрелки. Здесь и далее азимутальный угол  $\varphi$  отсчитывается от  $\varphi_0$  в направлении, соответствующем направлению хода спирального рукава. Таким образом, форма в простом случае задается формулой (2):

$$r(\varphi) = r_0 \times \exp \left( \varphi \sum_{i=0}^3 m_i \left( \frac{\varphi}{2\pi} \right)^i \right) \quad (2)$$

Для  $I_{\parallel}$  распределение состоит из трёх частей, разделённых и ограниченных азимутальными углами  $\varphi_{\max}$ ,  $\varphi_{\text{cutoff}}$ ,  $\varphi_{\text{end}}$ . В диапазоне  $\varphi \leq \varphi_{\max}$  происходит рост яркости от нуля в начале спирали ( $\varphi = 0$ ) до максимального значения на  $\varphi_{\max}$ . Затем в диапазоне  $\varphi_{\max} < \varphi \leq \varphi_{\text{cutoff}}$  происходит спад яркости, близкий к экспоненциальному с радиальным масштабом  $h_s$ . Наконец, на азимутальных углах  $\varphi_{\text{cutoff}} < \varphi \leq \varphi_{\text{end}}$  то же экспоненциальное распределение умножается на функцию, линейно убывающую от 1 на  $\varphi_{\text{cutoff}}$  до 0 на  $\varphi_{\text{end}}$ . Таким образом, на  $\varphi_{\text{end}}$  яркость спирального рукава достигает нуля, и он заканчивается. Формула 3 содержит точное выражение для  $I_{\parallel}$ :

$$I_{\parallel}(r(\varphi), \varphi) = \frac{1}{\bar{I}} (h_s \times \varrho(\varphi))^{\varrho(\varphi_{\max})} \exp(-\varrho(\varphi)), \quad \varphi \leq \varphi_{\text{cutoff}} \quad (3)$$

Величина  $\varrho(\varphi)$  задаётся формулой (4) и вводится для упрощения вида формулы (3):

$$\varrho(\varphi) = (r(\varphi) - r_0)/h_s \quad (4)$$

$\bar{I}$  — параметр нормализации, такой, чтобы максимальное значение функции составляло 1 на  $\varphi_{\max}$ . Он определяется формулой (5):

$$\bar{I} = (\varrho(\varphi_{\max}) \times h_s)^{\varrho(\varphi_{\max})} \exp(-\varrho(\varphi_{\max})) \quad (5)$$

В диапазоне  $\varphi_{\text{cutoff}} < \varphi \leq \varphi_{\text{end}}$  к функции из формулы (3) добавляется множитель  $\left(1 - \frac{\varphi - \varphi_{\text{cutoff}}}{\varphi_{\text{end}} - \varphi_{\text{cutoff}}}\right)$ . Таким образом, формула имеет 4 параметра:  $\varphi_{\max}$ ,  $\varphi_{\text{cutoff}}$ ,  $\varphi_{\text{end}}$ ,  $h_s$ .

Следует отметить, что  $I_{\parallel}$  описывается как функция от  $r$  и  $\varphi$ , хотя  $r$  является функцией  $\varphi$ . Такая запись была выбрана для удобства, чтобы экспоненциальный масштаб спирального рукава  $h_s$  имел сходный смысл с экспоненциальным масштабом диска  $h$ .

Для моделирования поперечного распределения яркости в спиральном рукаве  $I_{\perp}$  используется функция Серсика по причине её гибкости и применимости к распределению яркости в различных компонентах галактики. Поскольку реальные спиральные рукава могут быть асимметричными, для распределения яркости в разные стороны от положения максимума используются распределения с разными параметрами. Для внутренней и внешней части рукава свободными параметрами являются эффективная полуширина  $w_e^{\text{in/out}}$  и индекс Серсика  $n$ , определяющий форму распределения. Чтобы учесть возможность увеличения ширины спирального рукава от центра к периферии, используется параметр  $\xi$ , который задаёт скорость роста эффективной ширины с ростом  $\varphi$ . Точное выражение для  $I_{\perp}$  представляется формулой 6:

$$I_{\perp}^{\text{in/out}}(\rho, \varphi) = \exp \left( -b_n^{\text{in/out}} \times \left( \frac{\rho}{\sqrt{w_e^2 + (\varphi \times \xi)^3}} \right)^{\frac{1}{n^{\text{in/out}}}} \right) \quad (6)$$

Здесь  $b_n$  — величина, однозначно определяемая из  $n$  исходя из определения эффективного радиуса: внутри эффективного радиуса содержится половина светимости галактики. Следует отметить, что это верно лишь для двумерного распределения Серсика, но в данном случае одномерного распределения используется то же значение  $b_n$ . Таким образом, в этой модели эффективная полуширина не ограничивает часть рукава, в которой сосредоточена половина его светимости, а лишь сохраняет вид функции Серсика.

Таким образом, варьируя параметры показанной модели, можно определить форму каждого спирального рукава. Заметим, что поиск параметров производится путем минимизации ошибок между исходным изображением галактики и моделью, составленной из трех компонент: балджа, диска и спиралей. Мы не приводим конкретику оптимизации и поиска модели, поскольку это



не единственный аргумент в пользу наличия волны плотности в NGC 3686, хоть и самый сильный из них. Итоговая модель галактики хорошо описывает наблюдаемую спиральную структуру NGC 3686 и приведена на Рис. 2 для 3.6 мкм. Модель для УФ приведена только в полярных координатах на Рис. 3. На нем сверху также представлено модельное изображение галактики в полярных координатах, полученное на основе данных на длине волны 3.6 мкм (рисунок в центре). Красными и синими линиями показаны изолинии яркости для модельных и оригинальных изображений галактики в ИК и УФ, соответственно. Заметим, что форму спиралей на исходных изображениях проследить достаточно трудно, что осложняет реализацию метода на их основе. Модельное изображение, напротив, четко демонстрирует ход спирального узора. Причем данный подход позволяет физически обоснованно сгладить оригинальное изображение спиральной структуры в галактике.

На верхнем изображении Рис. 3 наблюдается явное угловое смещение между спиральями в двух фильтрах, это означает, что у данной галактики есть градиент возрастов поперек рукава. Посмотрим на профиль углового смещения  $\Delta\phi(r)$  между пиками яркости модельных изображений галактики в ИК и УФ диапазонах (черные квадраты на нижнем Рис. 4). Данная величина рассчитывается как разность между азимутальными положениями пиков спиралей, состоящих из старых и молодых звезд, причем увеличение угла происходит против часовой стрелки. Спирали этой галактики отстающие и имеют S-форму, тогда положительный знак  $\Delta\phi$  свидетельствует, что молодые звезды находятся на внутренней кромке рукава, а отрицательный, наоборот, что на внешней.

Существует две интерпретации градиента возрастов поперек спирального рукава, наблюдаемого у некоторого числа галактик, обе из которых не противоречат теории волн плотности. Внутри радиуса коротации вещество диска вращается быстрее волны плотности, а на периферии медленнее. Согласно одной из точек зрения, спиральная ударная волна сжимает облако газа, движущееся вместе с диском, с одного края и индуцирует звездообразование. В центральных областях диск догоняет спираль, поэтому области звездообразования находятся во внутренней части рукава, а за радиусом коротации, новые звезды рождаются на внешней кромке спирали. По мере движения звезды через спираль происходит ее эволюция, в таком случае более старые звезды должны располагаться с другой части рукава по сравнению с молодыми.

С другой стороны, старое звездное население составляет основную звездную массу галактики и определяет его потенциал. Поэтому именно эта компонента определяет волну плотности, которая в свою очередь способствует росту гравитационной неустойчивости газовых облаков, индуцирующей звездообразование. В таком случае старое звездное население должно находиться внутри радиуса коротации на внутренней кромке, а за ним — на внешней. Наглядное представление о расположении разных типов звездного населения поперек спирали можно получить из рис. 2 статьи Miller и др., 2019. Заметим, что как для одного, так и для другого сценария были найдены наблюдательные аргументы (Miller и др., 2019, Martinez-Garcia и González-Lópezlira, 2013).

Спиральные рукава NGC 3686 отстающие и имеют S-форму, следовательно, вращение вещества происходит против часовой стрелки. Тогда на Рис. 3 спирали движутся слева направо. Из этого изображения явно видно, что во внешних частях диска молодое звездное население находится на внешней кромке рукава. Поэтому профиль углового смещения, полученный для данной галактики, свидетельствует в пользу первой из описанных интерпретаций возникновения градиента возрастов.

В работе Tamburro и др. (2008) измерялись азимутальные смещения между областями излучения атомарного водорода (HI) и популяциями молодых массивных звезд, окруженных пылевой оболочкой (24 мкм). В данной статье также производилось сравнение наблюдаемого и ожидаемого в теории волн плотности профилей углового смещения:

$$\Delta\phi(r) = (\Omega_{\text{disk}}(r) - \Omega_p)t_{HI \rightarrow 24\text{мкм}} \quad (7)$$

где  $\Omega_{\text{disk}}(r)$  и  $\Omega_p$  — угловые скорости диска и спирального узора, соответственно,  $t_{HI \rightarrow 24\text{мкм}}$  —

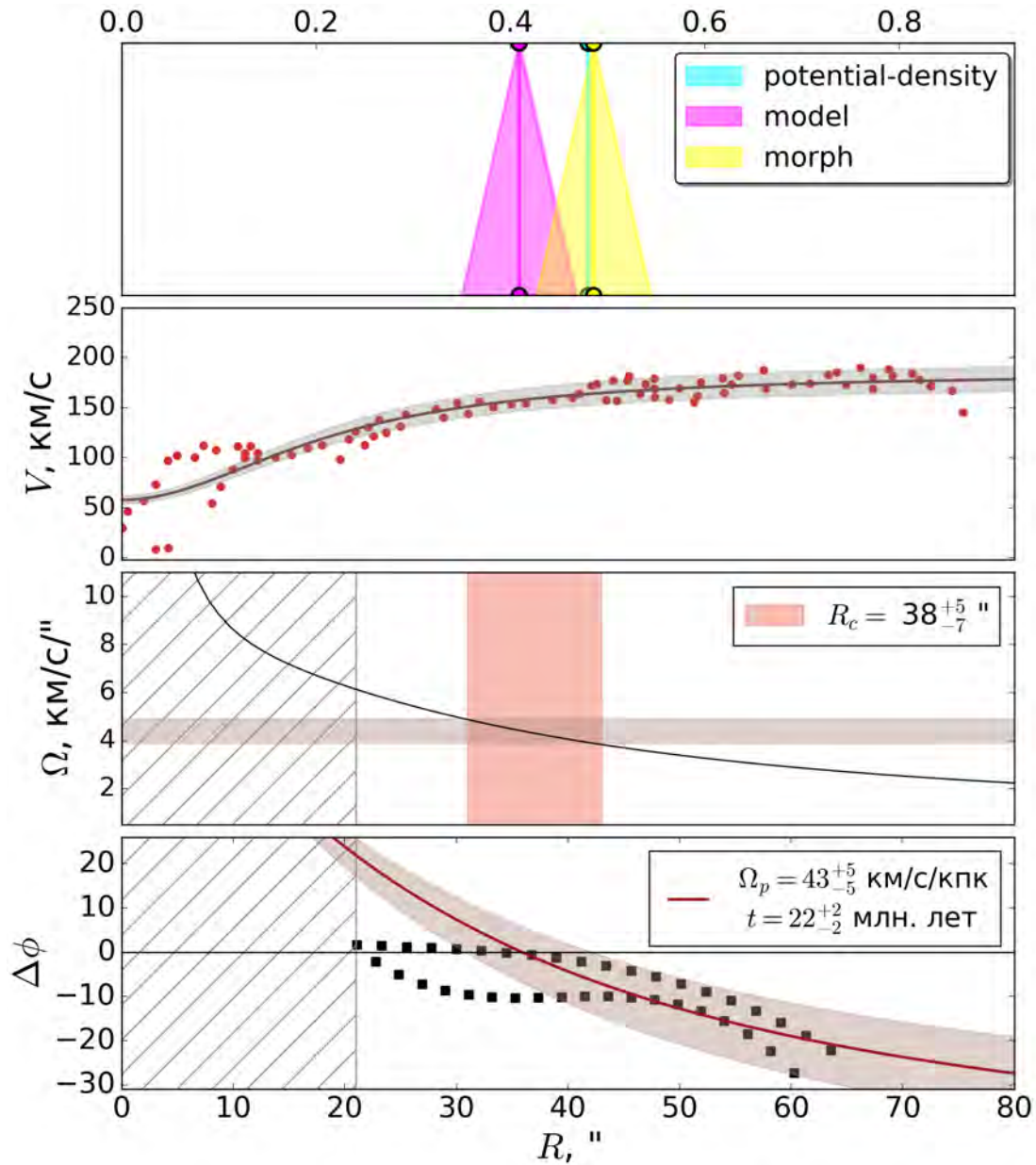


Рис. 4: Сверху: То же, что на Рис. 1 сверху.

В центре сверху: Сплошной черной линией показана кривая вращения, аппроксимирующая наблюдаемые скорости вдоль большой оси галактики (красные точки). Данные скорости взяты из Magino и др., 2013.

В центре снизу: Радиальное изменение угловой скорости вращения диска (черная сплошная линия). Закрашенная красная область определяет пределы, в которых находится предполагаемое положение радиуса коротации. Закрашенные бежевые области указывают на величину ошибки угловой скорости вращения спирали, определяемую погрешностью измерения радиуса коротации. Заштрихованная область определяет размер бара.

Снизу: Черными квадратами показаны наблюдаемые угловые смещения между модельными спиралями, наблюдаемыми в ИК и УФ. Красные линии соответствуют профилю  $\Delta\phi(r)$ , рассчитанному по формуле 7, легенда справа показывает, какое значение угловой скорости узора и время между фазами были использованы для расчета этой зависимости. Заштрихованная область определяет размер бара.

промежутков времени, который необходимо пройти звезде от стадии сжатия молекулярных облаков до формирования массивной протозвезды.

Нижняя панель на Рис. 4 показывает, что наблюдаемое радиальное изменение величины  $\Delta\phi$  можно хорошо аппроксимировать профилем, рассчитанным по формуле 7 (красная линия), но для других индикаторов звездообразования. Заметим, что точки, лежащие в левом нижнем углу не входят в область аппроксимации кривой  $\Delta\phi(r)$ . Такую рассогласованность можно объяснить тем, что в центральных областях, вблизи бара, модельные спирали не совсем хорошо описывают форму наблюдаемых рукавов.

Напомним, что изображения в далеком УФ (FUV) отслеживают области недавнего звездообразования, а именно являются индикатором молодых массивных O-B звезд. В таком случае время  $t \sim 20$  млн. лет соответствует времени, которое необходимо пройти звезде от момента возникновения молодых массивных звезд до поздних стадий их эволюции. Данный результат свидетельствует в пользу существования волны плотности для данной галактики, угловая скорость вращения которой оценивается в пределах  $38 \div 48$  км/с/кпк. Отдельно заметим, что в случае если указанный размер бара достаточно близок к его радиусу коротации, то соединение узоров происходит на резонансе как для бара, так и для спиралей, что и наблюдается в реальных объектах и предсказывается теорией.

Заметим, что для данной галактики есть также изображение на длине волны  $H_\alpha$ , которое является индикатором активного звездообразования. Модель спиральных рукавов для нее не была построена из-за очень неравномерного вида данных. Нижний Рис. 3 демонстрирует угловое смещение между областями излучения на длине волны  $H_\alpha$  и в далеком УФ. Из него видно, что в центральных областях галактики новые звезды рождаются на внутренней кромке рукава, а на краю диска на внешней, как и предсказывается в теории. Причем знак углового смещения между молодыми звездами и областями звездообразования меняется на радиусе  $R \approx 40''$  (белая горизонтальная линия), который входит в пределы оценок радиуса коротации.

Полученное согласие угловых смещений с теоретическими предсказаниями является сильным свидетельством в пользу наличия волны плотности. Помимо этого, среди наблюдательных данных NGC 3686 представлена также карта лучевых скоростей (Рис. 5 верхняя панель слева), измеренных по спектроскопическим данным в линии  $H_\alpha$  (FaNTOM, Hernandez, Gach и др., 2003). Следовательно, для этой галактики можно применить кинематический метод Фонта-Бекмана (Joan Font и др., 2011).

## Реализация метода Фонта-Бекмана

Основная идея метода состоит в наличии радиальных истечений газа вблизи резонансов, включая коротационный (Kalnajs, 1978), из-за чего происходит смена знака радиальной составляющей скорости. Впервые метод, основанный на данных предположениях, был применен в работе Canzian (1993). Также подобный способ был предложен в Lyakhovich и др. (1997).

Идея метода основана на поиске положений, на которых происходит смена знака радиального направления движения газа в диске галактики. В первую очередь необходимо получить карту остаточных скоростей, воспользовавшись следующей формулой:

$$V_{res} = \frac{V_{los} - V_{sys}}{\sin i} - V_{rot} \cos i \quad (8)$$

где  $V_{res}$  и  $V_{los}$  — остаточная и лучевая скорости соответственно,  $V_{sys}$  и  $V_{rot}$  — систематическая скорость движения галактики и круговая скорость (Magino и др., 2013). На верхней панели Рис. 5 изображены карта скоростей (слева), исправленная за наклон к картинной плоскости и систематическую скорость, и карта остаточных скоростей (справа). Отметим, что полученные остаточные скорости имеют небольшой разброс относительно нуля.

На следующем этапе, согласно оригинальной методике, необходимо построить радиальные срезы, центрированные на каждый пиксель карты остаточных скоростей. Для нахождения положений т.н. «нулей» скорости потоковых движений должны выполняться некоторые условия.

Пусть проведен срез через  $i$ -ый пиксель, который находится на расстоянии  $r_i$  от центра галактики и ему соответствует скорость  $V_{res}^i$ . Это расстояние будет считаться потенциальным положением «нулевой» скорости при выполнении следующих двух критериев:

$$(1) V_{res}^{i+1} \times V_{res}^{i-1} < 0$$

$$(2) |V_{res}^{i+1}| > \Delta V \text{ и } |V_{res}^{i-1}| > \Delta V$$

$V_{res}^{i+1}$  и  $V_{res}^{i-1}$  — остаточные скорости двух соседних пикселей, соответствующие расстояниям  $r_{i+1}$  и  $r_{i-1}$ , а  $\Delta V$  — ошибка скорости, определяемая спектральным разрешением прибора. Характерная величина ошибки принимается равной 10 км/с (Pérez, 2008). Условие (1) связано с изменением направления движения скорости газа, тогда как (2) позволяет устранить зашумленность в данных.

После выполнения описанной выше процедуры строится гистограмма распределения  $r_i$ , на которых происходит смена знака скорости. Нижний Рис. 5 показывает четко выраженный пик в распределении положений «нулевой» скорости на расстоянии 50".

Значения скорости движения центра галактики  $V_{sys}$ , позиционного угла PA, угла наклона галактики  $i$  и кривая вращения  $V_{rot}$  имеют погрешность. Заметим, что ошибка кривой вращения  $V_{rot}^{err}$  выбирается таким образом, чтобы в область между кривыми  $(1 - V_{rot}^{err})V_{rot}(r)$  и  $(1 + V_{rot}^{err})V_{rot}(r)$  попадало 70% точек из наблюдательных данных. Необходимо проверить, насколько сильно погрешность определения этих параметров влияет на получаемый результат. Для исследования устойчивости метода Фонта-Бекмана к ошибкам был применен метод Монте-Карло. Были созданы случайные выборки из 500 значений для распределения 4 параметров на основе гауссового распределения. Далее для каждой четверки параметров из их случайной выборки вычисляются остаточные скорости и производится поиск положений, на которых происходит смена знака некруговых скоростей. Таким образом получается 500 реализаций метода Фонта-Бекмана. На каждом из полученных распределений есть положения максимумов, которые предположительно связаны с резонансами. Чтобы оценить, насколько сильно они меняют свое положение при варьировании параметров, для каждого из 500 реализаций были найдены положения первого и второго максимумов. Случайная выборка параметров была основана на гауссовом распределении со следующими медианными значениями  $\mu(\text{PA}) = 18^\circ$ ,  $\mu(i) = 27^\circ$ ,  $\mu(V_{sys}) = 1157$  км/с, величины дисперсии этих распределений равны 5°, 7° и 3 км/с, соответственно. При Монте-Карло моделировании создается выборка из ошибок этого профиля с медианой  $\mu(V_{rot}^{err}) = 0.0$  и дисперсией  $\sigma(V_{rot}^{err}) = 0.1$ .

Как показывает верхний Рис. 6, для 80% реализаций метода Фонта-Бекмана, главный пик в распределении положений «нулевой» скорости находится на расстоянии  $50 \pm 3''$ . Заметим, что второй пик также находится в этих пределах (серая область на нижнем Рис. 6). Таким образом, можно с хорошей точностью утверждать, что для этой галактики метод F-V устойчив к ошибкам параметров. Результат Монте-Карло моделирования позволяет оценить только ошибку положения основного пика в распределении, а не самого радиуса коротации. Для вычисления погрешности определения  $R_c$  были визуальны просмотрены гистограммы распределения положений «нулевой» скорости для разных реализаций. Распределения, в целом, похожи на гистограмму Рис. 5, на которой видно, что ошибка положения радиуса коротации на расстоянии 50" не симметрична. Из этой гистограммы следует, что положение коротационного резонанса можно оценить в пределах от  $40 \div 53''$ .

Посмотрим, насколько хорошо согласуются радиусы коротации галактики NGC 3686, измеренные в этой работе и найденные в других исследованиях. Рис. 7 сверху показывает, что предполагаемое значение  $R_c$  находится в пределах от 31" до 53". Наиболее вероятное его положение соответствует пересечению измерений (синяя заштрихованная область), определенных пятью независимыми методами. Она расположена в относительно небольших пределах от 38" до 43", что соответствует угловой скорости вращения спирального узора примерно равной 40 км/с/кпк (синяя горизонтальная линия на нижнем рисунке). Заметим, что область возможных значений

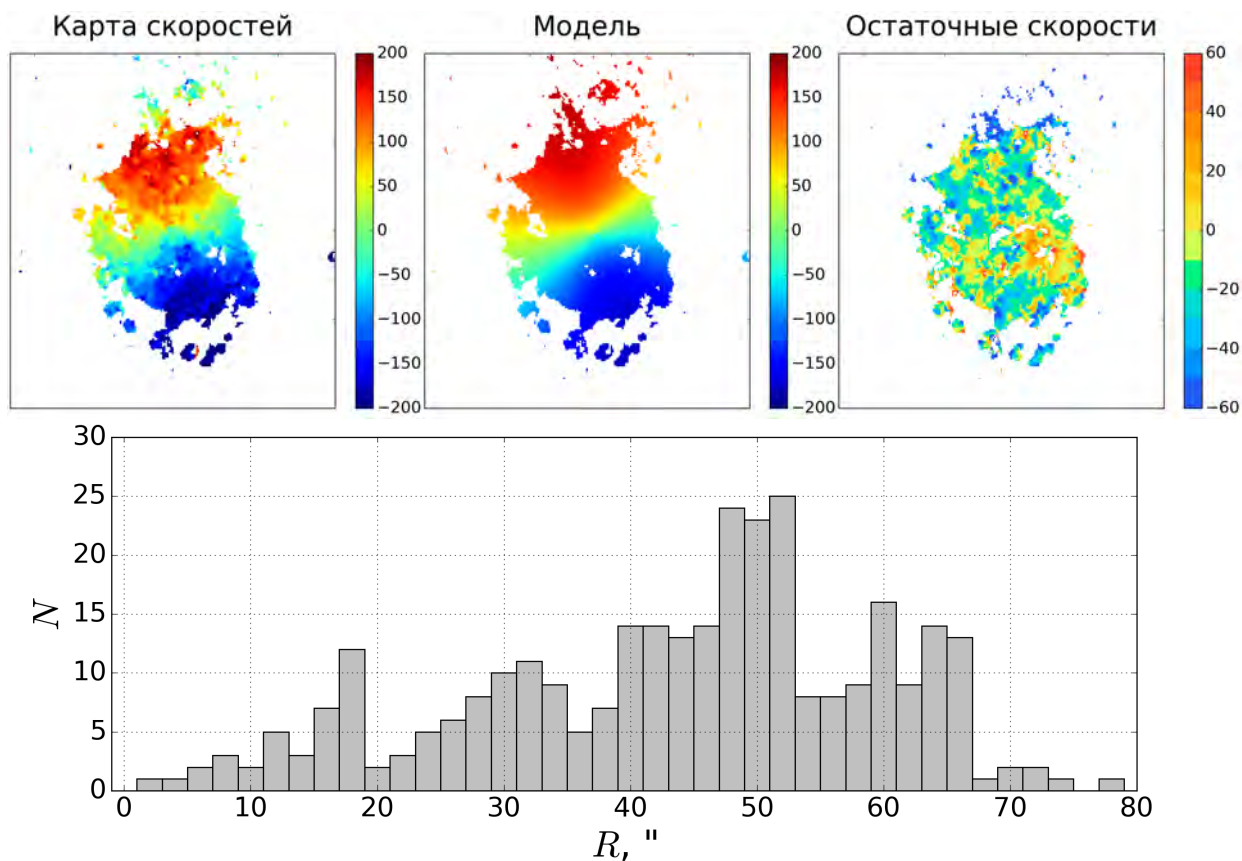


Рис. 5: Верхняя панель: На изображении слева представлена карта лучевых скоростей, исправленных за наклон и систематическую скорость. Посередине находится карта круговых скоростей ( $V_{rot} \cos i$ ), построенная на основе кривой вращения, взятой из Magino и др., 2013. Справа изображена карта остаточных (некруговых) скоростей, рассчитанная по формуле 8. Величина скорости представлена цветом, цветовая шкала которой находится справа от каждого из рисунков. Нижняя панель: Гистограмма распределения расстояний, на которых происходит смена знака некруговых скоростей движения газа в галактике.

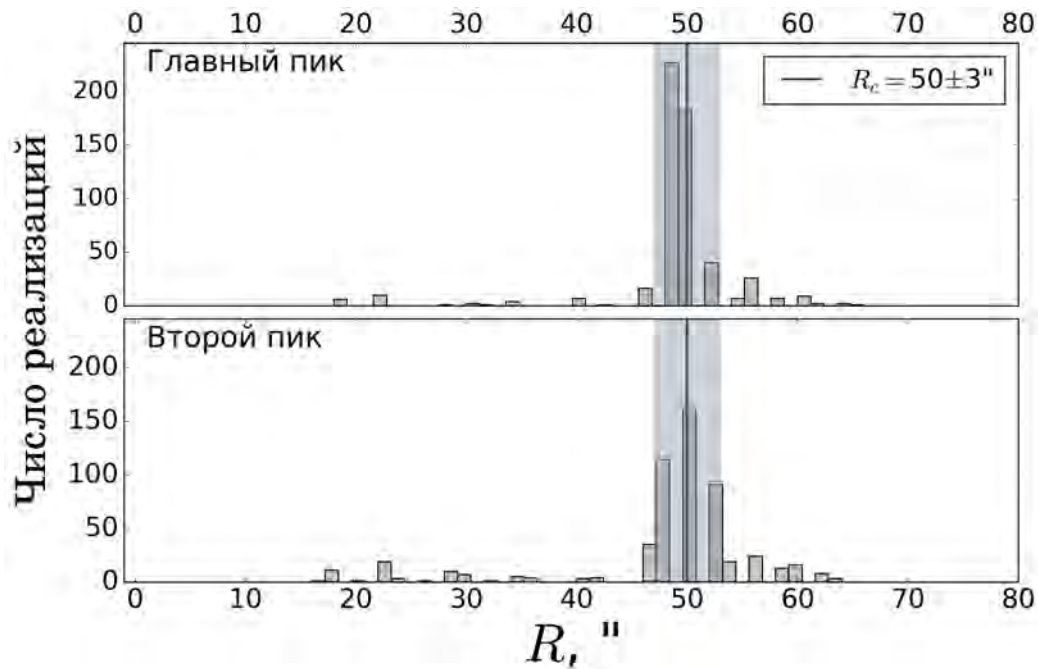


Рис. 6: Распределения положения главного (сверху) и побочного (снизу) пиков для различных реализаций Монте-Карло моделирования к методу Фонта-Бекмана. Закрашенная серая область показывает наиболее вероятное положение радиуса коротации, численное значение которого представлено на легенде в правом верхнем углу.

$\Omega_p$  определяется не только неточностями положения  $R_c$ , но и ошибкой кривой вращения. Этим можно объяснить большой разброс значений угловой скорости:  $\Omega_p \in [35, 45]$  км/с/кпк. Заметим, что положение ультрагармонического резонанса  $\Omega_{\text{disk}} - \kappa/4$  (пунктирная линия) для узора, вращающегося с этой скоростью совпадает с границей бара. Это согласуется с результатом работы Rautiainen и Salo, 1999, в которой было показано, что точка соединения бара и спиралей может находиться на ультрагармоническом или внутреннем резонансе Линдблада. Данное обстоятельство является еще одним независимым свидетельством в пользу существования радиуса коротации на расстоянии 40'' от центра галактики. OLR при скорости вращения  $\Omega_p = 40$  км/с/кпк, находится на расстоянии 75''.

Напомним, что согласно теории волн плотности спираль распространяется в пределах между ILR и OLR (а в случае NGC 3686 внутренняя граница находится на ультрагармоническом резонансе, совпадающим с размером бара). На Рис. 8 приведено изображение галактики NGC 3686 в картинной плоскости. Внешний круг имеет радиус 75'' , а внутренний 40'' , что соответствует положениям внешнего резонанса Линдблада и радиуса коротации. Из этого изображения следует что спиральная структура действительно не выходит за пределы OLR, что согласуется с теорией.

Таким образом для галактики NGC 3686 было найдено положение радиуса коротации и угловая скорость вращения спиральной структуры, подтвержденные пятью независимыми измерениями. У данного объекта было показано присутствие углового смещения между звездами разных возрастов, профиль которого соответствует ожидаемому в теории волн плотности, что является очень сильным свидетельством. Помимо этого, положение ультрагармонического резонанса для спиральной волны, вращающейся со скоростью  $\Omega_p \approx 40$  км/с/кпк, совпадает с радиусом бара, а внешний резонанс Линдблада для нее ограничивает концы спиральных рукавов, что видно на изображении галактики. Все это также является надежным подтверждением существования спиральной волны плотности для этого объекта.

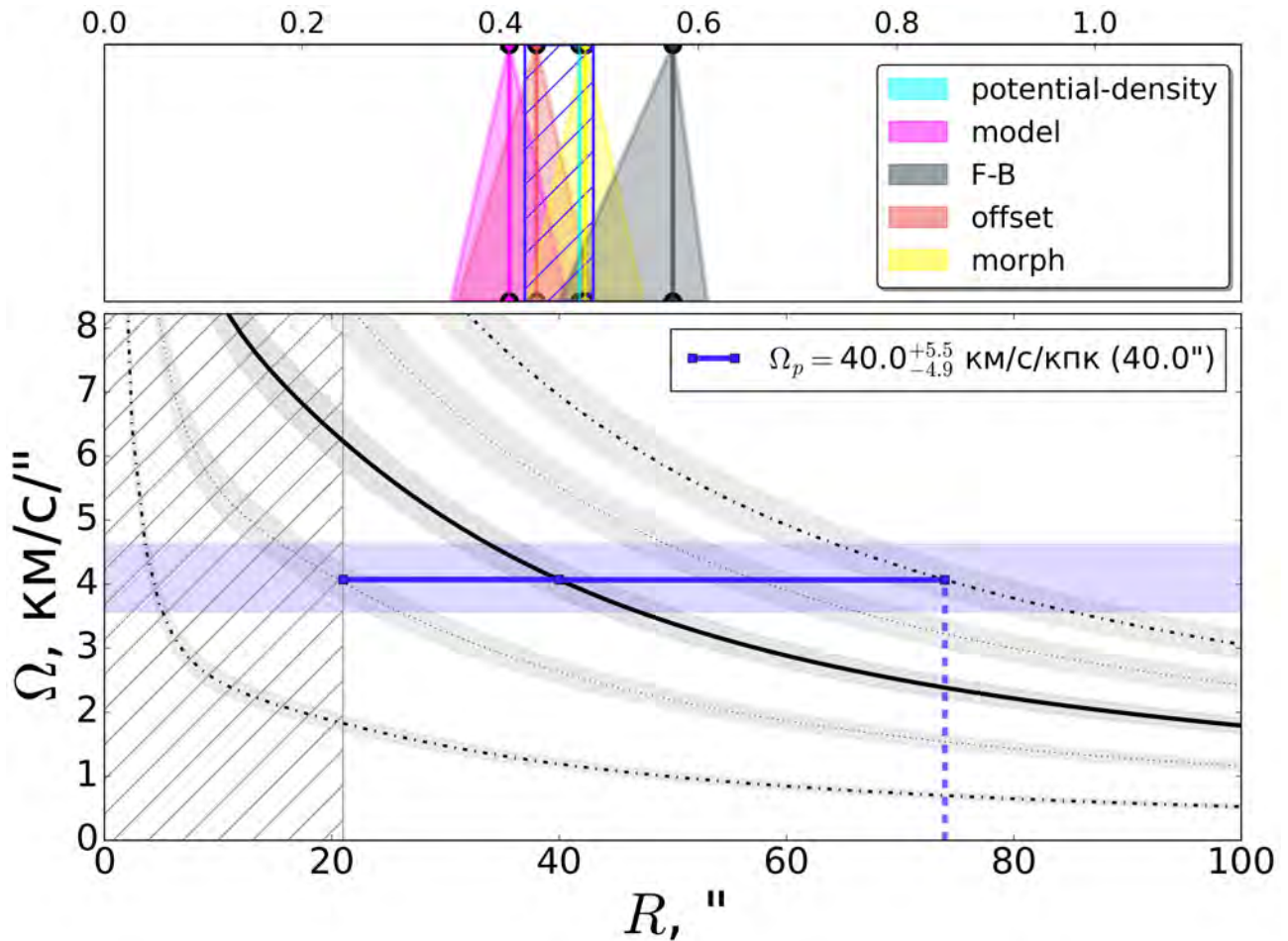


Рис. 7: Вверху: вертикальными линиями показаны радиусы коротации с ошибками (закрашенные области). Их цвет определяет метод (см. легенду). Нижняя шкала определяет их положения в угловых секундах, а верхняя в долях оптического радиуса. Пересечение измерений радиуса коротации выделено синей заштрихованной областью.

Внизу: черной сплошной линией показана угловая скорость вращения диска с ошибкой (серая закрашенная область). Слева и справа от нее штрихпунктирные линии определяют области внутреннего и внешнего резонанса Линдблада. Пунктирными линиями показаны области положения резонансов  $\Omega_{\text{disk}} - \kappa/4$  и  $\Omega_{\text{disk}} + \kappa/4$ . Закрашенная синяя горизонтальная область соответствует ошибки угловой скорости узора, вычисленные на основе радиуса коротации, найденного на пересечении измерений этой величины из верхнего рисунка. Горизонтальная линия соединяет положения ультрагармонического резонанса, радиуса коротации и OLR для угловой скорости, значение которой представлено в легенде. Заштрихованная серая область определяет размер бара.

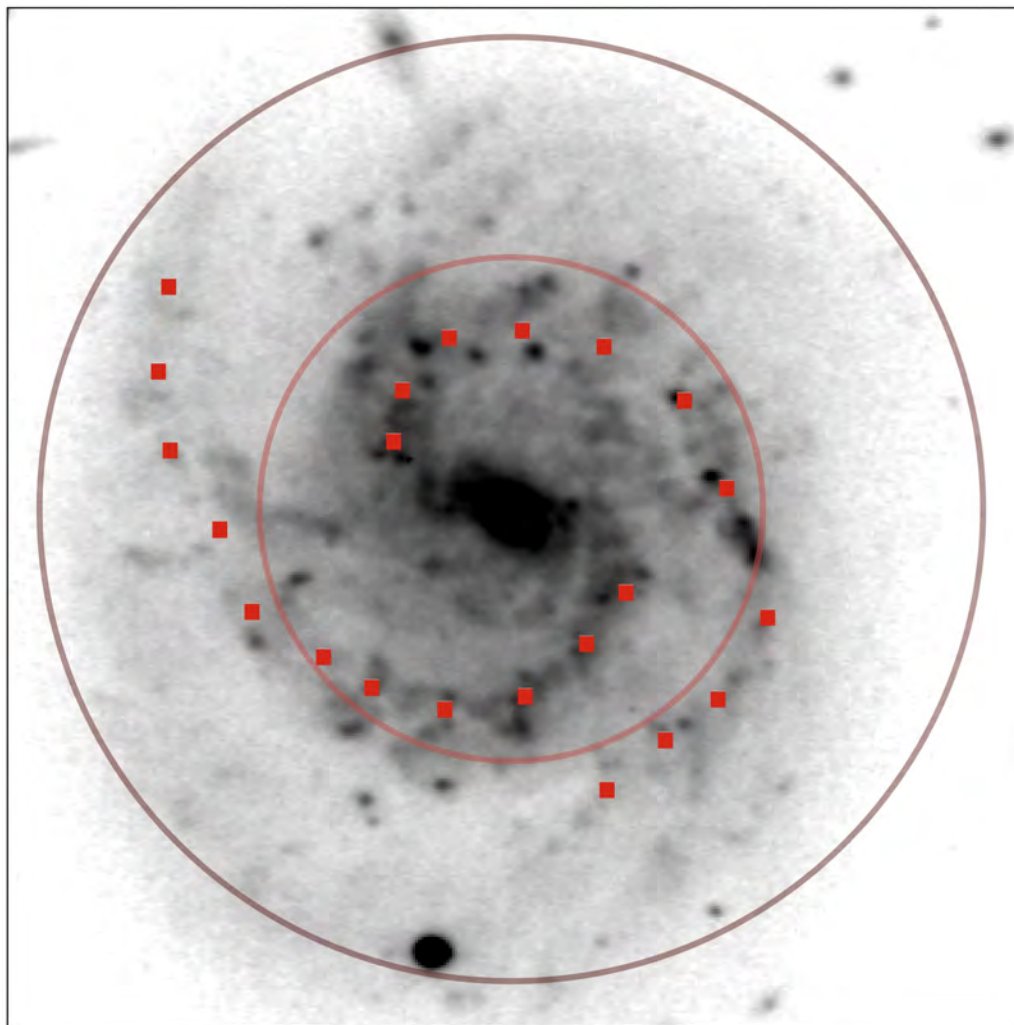


Рис. 8: SDSS изображение галактики NGC 3686 в фильтре  $g$ , депроецированное в картинную плоскость. Красные квадраты прослеживают ход спиральных рукавов. Радиусы наложенных на изображение окружностей соответствуют  $40''$  и  $75''$ .

### Случай M 100 (NGC 4321)

Второй интересный объект M 100 (NGC 4321) — спиральная галактика с баром, находящаяся в скоплении Девы. Она отдалена от наблюдателя на расстояние  $15.9$  Мпк (Sheth и др., 2010), имеет угол наклона равный  $34.9^\circ$  (Mosenkov и др., 2019) и  $PA = 84^\circ$ . Эта галактика хорошо изучена, множество работ посвящено исследованию ее спиральной структуры, в том числе, и определению радиуса коротации. Равномерное распределение их положений (см. Рис. 1 внизу), рассмотренное в предыдущей главе, свидетельствует в пользу транзитного механизма поддержания спиральной структуры. Чтобы проверить эту гипотезу, в первую очередь, необходимо проверить корректность измерений каждого значения  $R_c$ , взятого из литературы.

Самое многочисленное количество измерений было получено методом Фонта-Бекмана. При этом, как следует из распределения положений «нулевых» скоростей на рис. 1 из J. Font, Beckman, Zaragoza-Cardiel и др., 2014, большинство значений определены с хорошей точностью. Однако из равномерного распределения этих величин не следует существование динамических (транзитных) спиралей, так как их положение может быть связано не только с коротационным резонансом. Также несколько значений были определены в работах B. G. Elmegreen, Debra M. Elmegreen и Montenegro, 1992, Debra Meloy Elmegreen и B. G. Elmegreen, 1995, основываясь на предположе-



нии существования морфологических особенностей в областях резонансов. Данный метод все же основан на косвенных признаках, что делает его глобально не таким надежным.

Часть значений радиуса коротации была получена из угловой скорости узора, определенной методом Тремейна-Вайнберга. Несмотря на то что эти значения согласуются в пределах погрешности измерений, суммарное покрытие ошибкой велико и составляет около половины оптического радиуса этой галактики. Так, в работе Williams, Schinnerer и др., 2021 были найдены значения угловой скорости спирального узора на основе карт лучевых скоростей разных компонентов. Однако из представленных в этой статье данных довольно трудно оценить качество линейной регрессии, используемой для определения  $\Omega_p$  (рис. 29 из Williams, Schinnerer и др., 2021 показывает только положительные значения скорости и радиуса, хотя должны быть и отрицательные, а разброс точек не соответствует оценкам погрешности). Заметим, что графики зависимости  $\langle x \rangle$  от  $\langle v \rangle$ , полученные в работах Rand и Wallin, 2004 (рис. 16) и Hernandez, Wozniak и др., 2005 (рис. 7), имеют хорошую регрессию, но найденные этим методом положения радиусов коротации не согласуются между собой.

В работе Garcia-Burillo и др., 1998 проводилось газодинамическое моделирование NGC 4321, в результате которого были подобраны угловые скорости бара и спиралей равные 160 км/с/кпк и 23 км/с/кпк, соответственно. Радиусы коротации, отвечающие значениям этих скоростей, равны 14" и 102". Однако стоит отметить, что подобранная модель не совсем хорошо описывает наблюдаемые особенности этой галактики (см. рис. 10-11 из Garcia-Burillo и др., 1998) по сравнению с другими работами, использующими этот же метод (Rautiainen, Salo и Laurikainen, 2008).

В работах Oey и др., 2003 и Abdeen и др., 2020 путем построения изохрон вдоль спиралей был найден градиент возрастов поперек рукавов. Радиусы коротации, полученные в этих исследованиях, не согласуются в пределах ошибок, что ставит под сомнение корректность результатов этих работ. Исследование градиента возрастов этой галактики проводилось и в других статьях. Так, в работе Egusa и др., 2009 рассматривалось угловое смещение между пиками излучения CO и H $\alpha$ , соответствующие областям скоплений молекулярного газа и активного звездообразования. На рис. 5 из этой статьи показано отсутствие ожидаемого углового смещения. Стоит также отметить работу Ferreras и др., 2012, в которой производился аккуратный расчет возраста звездного населения в областях звездообразования и рассматривалось угловое смещение между ними. В данной статье также не было обнаружено градиента возрастов, соответствующего постоянной скорости вращения спирального узора. Авторы обеих статей отмечают, что полученные ими результаты свидетельствуют об отсутствии спиральной волны плотности в M 100. В работе Kendall, Kennicutt и Clarke, 2011 также был произведен комплексный анализ и угловое смещение между звездами разных возрастов не было обнаружено (см. рис. 39 в Kendall, Kennicutt и Clarke, 2011).

Отсутствие систематичности смещения между изображениями спиралей на разных длинах волн является не таким сильным подтверждением в пользу существования транзитной спиральной структуры, как между звездными популяциями разных возрастов. В работе Nersesian и др., 2020 на основе изображений из Dustpedia были получены карты распределения излучения, связанных со звездными населением разных возрастов. Данная процедура основана на построении моделей переноса излучения звезд и пыли. На рис. 1 в Nersesian и др., 2020 внизу представлены модели диска NGC 4321, состоящего из старых звезд ( $\approx 8$  млрд. лет), молодых звездных скоплений ( $< 100$  млн. лет) и звездного населения с ионизирующим излучением ( $< 10$  млн. лет). На основе этих карт можно посмотреть, есть ли ожидаемое угловое смещение между звездами разных возрастов поперек спиральных рукавов. Все изображения в первую очередь были развернуты в картинную плоскость и трансформированы в полярную систему координат. На Рис. 9 серым цветом представлена карта изучения старого звездного населения, цветными линиями показаны изолинии одинаковой яркости звезд разных возрастов (см. легенду сверху). В рамках теории волн плотности при угловой скорости узора  $\Omega_p \approx 30$  км/с/кпк и временной шкалы  $t \approx 30$  млн. лет должно наблюдаться угловое смещение порядка  $25 \div 30^\circ$  (формула 7). Визуально видно, что данный рисунок не демонстрирует ожидаемого азимутального градиента возрастов, все контуры расположены приблизительно в одних и тех же местах. Чтобы убедиться в отсутствии углового смещения между звездными населением разных возрастов, можно срав-

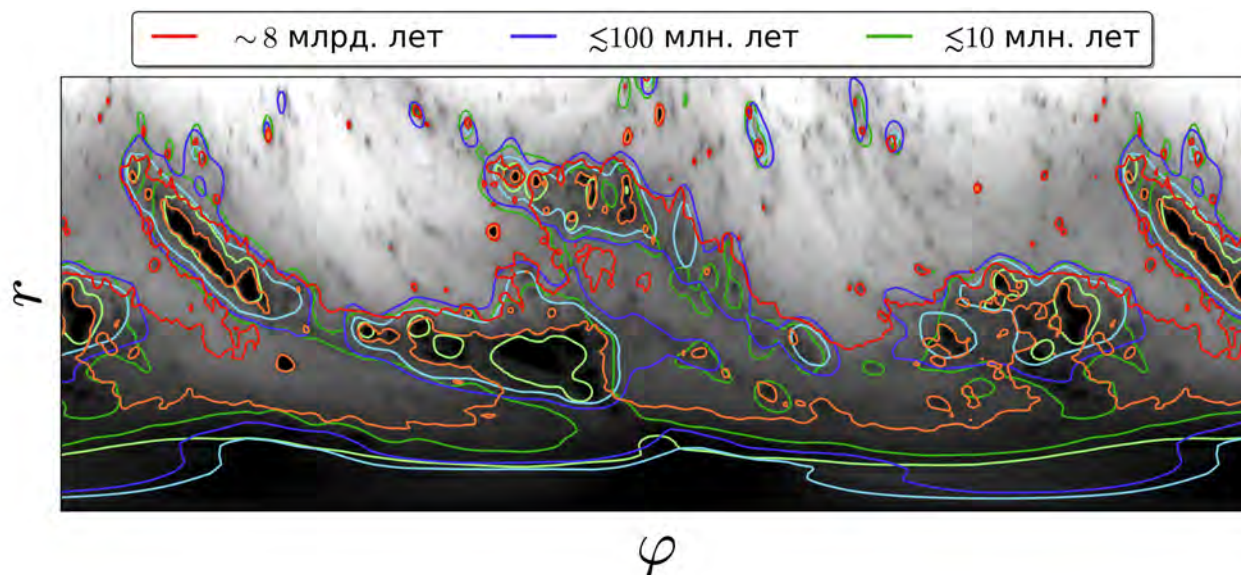


Рис. 9: На данном рисунке изображена модель старого населения M100 в полярных координатах. Ось абсцисс определяет изменение по азимуту от  $-35^\circ$  до  $395^\circ$  (полярный угол отсчитывается от большой полуоси галактики против часовой стрелке). Ось ординат показывает расстояние в пределах до  $150''$ . Цветные линии это изолинии одинаковой яркости, очерчивающие спирали для трех моделей разных возрастов (см. легенду сверху).

нить полученное изображение для NGC 4321 с нижним Рис. 3, для которого наблюдается явный градиент возрастов. Из этого следует, что спиральная структура у NGC 4321 транзитная, к такому же выводу пришли авторы статьи Рап и Купо, 2017.

С другой стороны, известно, что наличие коротационного резонанса влияет на ход химической эволюции в галактиках. А именно он разделяет диск на две области, между которыми не должен происходить обмен газом. Как следствие, в радиальном профиле металличности обязан наблюдаться градиент, что убедительно было продемонстрировано Scarano и Lépine (2013). Несмотря на то, что галактика M 100 хорошо изучена, не так много исследований было посвящено получению распределения содержания тяжелых элементов по диску. Так, в работе Moustakas и др., 2010 были найдены металличности на основе эмиссионных линий восьми НП областей галактики (квадраты на Рис. 10). Таблица 8 и рис. 7 данной статьи показывают, что NGC 4321 имеет средний по величине градиент по сравнению с другими объектами. Однако восьми измерений этой величины недостаточно, чтобы делать подобные (смелые) выводы. Подобное исследование также проводилось в работе Pilyugin, Grebel и Kniazev, 2014 (треугольники на Рис. 10). Отметим, что различие в значениях металличности в обеих этих работах связано с выбором разных нормировочных коэффициентов, используемых для подсчета этих величин. В дополнение к имеющимся данным, в статье Williams, Kreckel и др., 2022 представлены двумерные карты распределения металличности, азимутально усредненный профиль которого кружками представлен на Рис. 10. Радиальное изменение содержания кислорода для этих данных, измеренное по всему диску, а не в отдельных точках, как в других указанных работах, показывает очень слабый градиент. Это указывает на перемешивание газа между центральными и периферийными областями галактики. Таким образом, отсутствие явного градиента металличности является еще одним свидетельством в пользу динамической природы спиралей этой галактики.

В результате проведенного анализа было показано, что для NGC 4321 нет явного градиента возрастов поперек спиральных рукавов, а также был выявлен крайне слабый градиент металличности. Несмотря на хорошо прослеживаемую спиральную структуру этого объекта, сделанный анализ и расположение радиусов коротации по всему диску с большой долей уверенности сви-

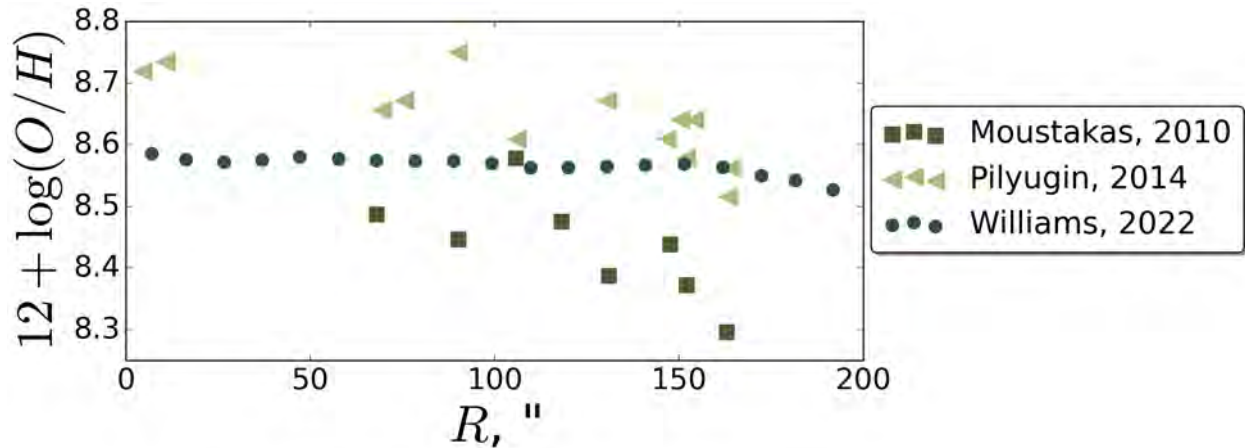


Рис. 10: Радиальное распределение содержания кислорода для галактики NGC 4321. Квадратами и треугольниками показаны значения металличности для III областей, данные взяты из работ Moustakas и др., 2010 и Pilyugin, Grebel и Kniazev, 2014, соответственно. Кружками показан азимутально усредненный профиль распределения  $12 + \log O/H$ , построенный на основе карты металличности, взятой из Williams, Kreckel и др., 2022.

детельствуют об отсутствии у него долгоживущей спиральной волны плотности. Скорее всего, спирали M 100 имеют другое происхождение. Равномерное распределение измерений радиусов коротации по диску галактики, вероятно, свидетельствует о транзиентной природе рукавов. К такому же выводу приходили авторы и других работ (Egusa и др., 2009, Ferreras и др., 2012, Pan и Kuno, 2017), но с использованием какого-то одного метода.

## Выводы

Цель работы заключалась в нахождении надежно определенных значений радиусов коротации и угловых скоростей спирального узора галактик. Анализ этих величин позволяет делать выводы о природе спиральной структуры галактик. Было сделано следующее:

С использованием выборки радиусов коротации, составленной из литературных данных, были найдены два кандидата NGC 3686 и M 100. Распределение радиусов коротации в этих галактиках принципиально разное. В первом случае положения измерений  $R_c$  согласуются для разных методов, а во втором — они могут быть найдены по всему диску. Выдвинуто предположение, что в NGC 3686 детектируется квазистационарная волна плотности, а в случае M 100 спирали имеют динамическую природу, т.е. ожидается принципиально разный ответ на вопрос об их времени жизни.

Обе гипотезы были независимо проверены с помощью дополнительного анализа. К каждой из галактик было применено несколько независимых методов определения положения коротационного резонанса.

Для NGC 3686 был реализован метод Фонта-Бекмана (Joan Font и др., 2011), основанный на анализе поля скоростей галактики. Для этой галактики также был найден модельный градиент возрастов между ИК и УФ изображениями, профиль углового смещения которого напрямую соответствует постоянной угловой скорости узора. В NGC 3686 т.о. было найдено значение  $R_c \approx 40''$ , подтвержденное пятью независимыми методами, включая кинематический. Угловая скорость вращения спирального узора равна  $40_{-4.9}^{+5.5}$  км/с/кпк. Таким образом, в галактике NGC 3686 надежно установлено существование спиральной волны плотности, и впервые таким количеством разных способов, что делает проведенный анализ надежным.

Для галактики M 100 качественно показано отсутствие ожидаемого градиента возрастов звезд, а в найденных данных по металличности отсутствует явный градиент. Вкупе с тем фак-

том, что в собранной выборке измерения  $R_c$  покрывают практически весь диск, можно достаточно надежно утверждать об отсутствии долгоживущей волны плотности в этой галактике, а спиральный узор наиболее вероятно является транзиентным. Этот вывод впервые получен из анализа распределения  $R_c$  и подтверждается рядом других работ (Egusa и др., 2009; Ferreras и др., 2012; Kendall, Kennicutt и Clarke, 2011).

Таким образом, нами надежно показано, что в реальных галактиках реализуются оба сценария: спирали могут быть как динамическими короткоживущими (M 100), так и долгоживущими квазистационарными (NGC 3686). Продемонстрировано, что в отдельных случаях подобные выводы могут быть сделаны из анализа распределения положений радиусов коротации. Выявление подобных случаев позволит в дальнейшем составить выборку галактик, в которых надежно установлена природа спиральной структуры, причем обоих сортов. Исследование ее свойств и выявление отличий между обеими группами позволит пролить свет на то, почему такие похожие внешне спирали имеют столь разные механизмы генерации.

## Благодарности

Часть работы, связанная с построением и анализом модели для галактики NGC 3686, выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-22-00483.

## Список литературы

- Lin, C. C. и Frank H. Shu (1964). *On the Spiral Structure of Disk Galaxies*. ApJ 140, с. 646.
- Kalnajs, A. J. (1973). *Spiral Structure Viewed as a Density Wave*. PASA 2.4, с. 174–177.
- Baba, Junichi, Takayuki R. Saitoh и Keiichi Wada (2013). *Dynamics of Non-steady Spiral Arms in Disk Galaxies*. ApJ 763.1, с. 46.
- Sellwood, J. A. (2010). *New Developments in Spiral Structure Theory*. arXiv e-prints, arXiv:1001.5430.
- Toomre, A. (1981). *What amplifies the spirals*. В: Structure and Evolution of Normal Galaxies. Под ред. S. M. Fall и D. Lynden-Bell, с. 111–136.
- Bertin, G. (1983). *Dynamical mechanisms for discrete unstable spiral modes in galaxies*. В: Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies. Под ред. E. Athanassoula. Т. 100, с. 119.
- Bertin, G. и C. C. Lin (1996). *Spiral structure in galaxies a density wave theory*.
- Sellwood, J. A. и R. G. Carlberg (1984). *Spiral instabilities provoked by accretion and star formation*. ApJ 282, с. 61–74.
- Toomre, Alar и Juri Toomre (1972). *Galactic Bridges and Tails*. ApJ 178, с. 623–666.
- Donner, K. J. и M. Thomasson (1994). *Structure and evolution of long-lived spiral patterns in galaxies*. A&A 290, с. 785–795.
- Efthymiopoulos, C., M. Harsoula и G. Contopoulos (2020). *Manifold spirals in barred galaxies with multiple pattern speeds*. A&A 636, A44.
- Buta, Ronald J. и Xiaolei Zhang (2009). *Pattern Corotation Radii from Potential-Density Phase-Shifts for 153 OSUBGS Sample Galaxies*. ApJS 182.2, с. 559–583.
- Font, J., J. E. Beckman, M. Querejeta и др. (2014). *Interlocking Resonance Patterns in Galaxy Disks*. ApJS 210.1, с. 2.
- Forgan, D. H., F. G. Ramón-Fox и I. A. Bonnell (2018). *Classifying and modelling spiral structures in hydrodynamic simulations of astrophysical discs*. MNRAS 476.2, с. 2384–2395.
- Peterken, Thomas G. и др. (2019). *A direct test of density wave theory in a grand-design spiral galaxy*. Nature Astronomy 3, с. 178–182.
- Puerari, Ivânio и Horacio Dottori (1997). *A Morphological Method to Determine Corotation Radii in Spiral Galaxies*. ApJ 476.2, с. L73–L75.
- Tamburro, D. и др. (2008). *Geometrically Derived Timescales for Star Formation in Spiral Galaxies*. AJ 136.6, с. 2872–2885.
- Egusa, Fumi, Kotaro Kohno, Yoshiaki Sofue, Hiroyuki Nakanishi и Shinya Komugi (2009). *Determining Star Formation Timescale and Pattern Speed in Nearby Spiral Galaxies*. ApJ 697.2, с. 1870–1891.
- Elmegreen, Bruce G., Debra M. Elmegreen и Luis Montenegro (1992). *Optical Tracers of Spiral Wave Resonances in Galaxies. II. Hidden Three-Arm Spirals in a Sample of 18 Galaxies*. ApJS 79, с. 37.
- Vallée, Jacques P. (2020). *Statistics on 24 spiral galaxies having different observed arm locations using different arm tracers*. New A 76, с. 101337.
- Tremaine, S. и M. D. Weinberg (1984). *A kinematic method for measuring the pattern speed of barred galaxies*. ApJ 282, с. L5–L7.
- Pfenniger, Daniel, Kanak Saha и Yu-Ting Wu (2023). *Five methods for determining pattern speeds in galaxies*. arXiv e-prints, arXiv:2302.02682.
- Inoue, Shigeki и Naoki Yoshida (2018). *Spiral-arm instability: giant clump formation via fragmentation of a galactic spiral arm*. MNRAS 474.3, с. 3466–3487.
- Williams, Thomas G., Jiayi Sun и др. (2022). *PHANGS-JWST First Results: Spurring on Star Formation: JWST Reveals Localized Star Formation in a Spiral Arm Spur of NGC 628*. ApJ 941.2, с. L27.
- Williams, Thomas G., Eva Schinnerer и др. (2021). *Applying the Tremaine-Weinberg Method to Nearby Galaxies: Stellar-mass-based Pattern Speeds and Comparisons with ISM Kinematics*. AJ 161.4, с. 185.
- Vila-Costas, M. B. и M. G. Edmunds (1992). *The relation between abundance gradients and the physical properties of spiral galaxies*. MNRAS 259, с. 121–145.

- Contopoulos, G. и M. Harsoula (2013). 3D chaotic diffusion in barred spiral galaxies. *MNRAS* 436.2, с. 1201—1214.
- Sellwood, J. A. и J. J. Binney (2002). Radial mixing in galactic discs. *MNRAS* 336.3, с. 785—796.
- Ashby, M. L. N. и др. (2011). The Star Formation Reference Survey. I. Survey Description and Basic Data. *PASP* 123.907, с. 1011.
- Marino, A. и др. (2013). Galaxy evolution in nearby loose groups - II. Photometric and kinematic characterization of USGC U268 and USGC U376 group members in the Leo cloud. *MNRAS* 428.1, с. 476—501.
- Rautiainen, P., H. Salo и E. Laurikainen (2008). Model-based pattern speed estimates for 38 barred galaxies. *MNRAS* 388.4, с. 1803—1818.
- Elmegreen, Debra Meloy и Bruce G. Elmegreen (1995). Inner Two-Arm Symmetry in Spiral Galaxies. *ApJ* 445, с. 591.
- Clark, C. J. R. и др. (2018). DustPedia: Multiwavelength photometry and imagery of 875 nearby galaxies in 42 ultraviolet-microwave bands. *A&A* 609, A37.
- Savchenko, S. S. и V. P. Reshetnikov (2013). Pitch angle variations in spiral galaxies. *MNRAS* 436.2, с. 1074—1083.
- Miller, Ryan и др. (2019). Investigating the Origins of Spiral Structure in Disk Galaxies through a Multiwavelength Study. *ApJ* 874.2, с. 177.
- Martinez-Garcia, Eric E. и Rosa A. González-Lópezlira (2013). Signatures of Long-lived Spiral Patterns. *ApJ* 765.2, с. 105.
- Hernandez, Olivier, Jean-Luc Gach, Claude Carignan и Jacques Boulesteix (2003). FaNTOMM: Fabry Perot of New Technology for the Observatoire du mont Megantic. В: Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes. Под ред. Masanori Iye и Alan F. M. Moorwood. Т. 4841. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, с. 1472—1479.
- Font, Joan и др. (2011). Resonant Structure in the Disks of Spiral Galaxies, Using Phase Reversals in Streaming Motions from Two-dimensional H $\alpha$  Fabry-Perot Spectroscopy. *ApJ* 741.1, с. L14.
- Kalnajis, A. J. (1978). A Confrontation of Density Wave Theories with Observations. В: Structure and Properties of Nearby Galaxies. Под ред. E. M. Berkhuijsen и R. Wielebinski. Т. 77, с. 113.
- Canzian, Blaise (1993). A New Way to Locate Corotation Resonances in Spiral Galaxies. *ApJ* 414, с. 487.
- Lyakhovich, V. V., A. M. Fridman, O. V. Khoruzhij и A. I. Pavlov (1997). A method for reconstructing the full vector velocity field in the gaseous disks of spiral galaxies. *AZh* 74, с. 509.
- Pérez, I. (2008). Comparison between 2D and 3D codes in dynamical simulations of gas flow in barred galaxies. *A&A* 478.3, с. 717—721.
- Rautiainen, P. и H. Salo (1999). Multiple pattern speeds in barred galaxies. I. Two-dimensional models. *A&A* 348, с. 737—754.
- Sheth, Kartik и др. (2010). The Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies (S4G). *PASP* 122.898, с. 1397.
- Mosenkov, A. V. и др. (2019). Dust emission profiles of DustPedia galaxies. *A&A* 622, A132.
- Font, J., J. E. Beckman, J. Zaragoza-Cardiel и др. (2014). The ratio of pattern speeds in double-barred galaxies. *MNRAS* 444, с. L85—L89.
- Rand, Richard J. и John F. Wallin (2004). Pattern Speeds of BIMA SONG Galaxies with Molecule-dominated Interstellar Mediums Using the Tremaine-Weinberg Method. *ApJ* 614.1, с. 142—157.
- Hernandez, Olivier, Hervé Wozniak и др. (2005). On the Relevance of the Tremaine-Weinberg Method Applied to an H $\alpha$  Velocity Field: Pattern Speed Determination in M100 (NGC 4321). *ApJ* 632.1, с. 253—265.
- Garcia-Burillo, S., M. J. Sempere, F. Combes и R. Neri (1998). Molecular gas in the barred spiral M 100. II.  $\hat{1}2$ CO(1-0) interferometer observations and numerical simulations. *A&A* 333, с. 864—876.
- Oey, M. S., Jeffrey S. Parker, Valerie J. Mikles и Xiaolei Zhang (2003). H II Regions in Spiral Galaxies: Size Distribution, Luminosity Function, and New Isochrone Diagnostics of Density-Wave Kinematics. *AJ* 126.5, с. 2317—2329.

- Abdeen, Shameer и др. (2020). [Determining the co-rotation radii of spiral galaxies using spiral arm pitch angle measurements at multiple wavelengths](#). MNRAS 496.2, с. 1610–1619.
- Ferreras, Ignacio, Mark Cropper, Daisuke Kawata, Mat Page и Erik A. Hoversten (2012). [The Swift/UVOT catalogue of NGC 4321 star-forming sources: a case against density wave theory](#). MNRAS 424.3, с. 1636–1646.
- Kendall, S., R. C. Kennicutt и C. Clarke (2011). [Spiral structure in nearby galaxies - I. Sample, data analysis and overview of results](#). MNRAS 414.1, с. 538–564.
- Nersesian, Angelos и др. (2020). [High-resolution, 3D radiative transfer modelling. III. The DustPedia barred galaxies](#). A&A 637, A25.
- Pan, Hsi-An и Nario Kuno (2017). [Variation in GMC Association Properties across the Bars, Spiral Arms, Inter-arms, and Circumnuclear Region of M100 \(NGC 4321\) Extracted from ALMA Observations](#). ApJ 839.2, с. 133.
- Scarano, S. и J. R. D. Lépine (2013). [Radial metallicity distribution breaks at corotation radius in spiral galaxies](#). MNRAS 428.1, с. 625–640.
- Moustakas, John и др. (2010). [Optical Spectroscopy and Nebular Oxygen Abundances of the Spitzer/SINGS Galaxies](#). ApJS 190.2, с. 233–266.
- Pilyugin, L. S., E. K. Grebel и A. Y. Kniazev (2014). [The Abundance Properties of Nearby Late-type Galaxies. I. The Data](#). AJ 147.6, с. 131.
- Williams, Thomas G., Kathryn Kreckel и др. (2022). [The 2D metallicity distribution and mixing scales of nearby galaxies](#). MNRAS 509.1, с. 1303–1322.

## Clarifying the nature of the spiral structure in galaxies: such different cases of NGC 3686 and M 100

A.A. Marchuk<sup>1,2</sup>, V.S. Kostiuk<sup>2</sup>

<sup>1</sup> The Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo, <sup>2</sup>Saint Petersburg State University

### Abstract

At present, the question remains whether spiral arms are long-lived or not. The two main theories about the nature of the spiral structure (density waves and the theory of dynamical spirals) give different answers to this question. There is a number of evidence in favor of both of them, while convincingly confirming which of them is correct from observations is an extremely non-trivial task. In this paper, using the analysis of the collected sample of corotation radii, we found two spiral galaxies NGC 3686 and M 100, which are expected to have a fundamentally different answer to the question considered. In the first galaxy, a quasi-stationary density wave is clearly detected, and in the second case, the spirals are of a dynamic nature. We validate our analysis independently with model, kinematic, morphological and metallicity distribution analysis. For the first time, such a large number of independent observational evidence collected and convincingly shows that both theories can be valid in real objects.