

**МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН**

**НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ УЗБЕКИСТАНА
ИМЕНИ МИРЗО УЛУГБЕКА**

**ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА «АСТРОНОМИИ И ФИЗИКИ АТМОСФЕРЫ»**

МУМИНОВ АБДУКАДИР АБДУГАНИЕВИЧ

**АНИЗОТРОПНЫЕ МОДЕЛИ ЛОПСАЙДАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК И
МОДЫ КОЛЕБАНИЙ**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Направление образование: 5440300-Астрономия

Научные руководители:

Кандидат физика-математических наук,
доцент Миртаджиева К.Т.

Кандидат физика-математических наук,
доцент Мирзаев А.Т.

Ташкент -2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава I. Наблюдательные материалы лопсайдальных галактик	7
§ 1.1. Лопсайдальные галактики.....	7
§ 1.2. Сводный каталог лопсайдальных галактик.....	19
§ 1.3. Анализ наблюдательных данных.....	20
§ 1.4. Обсуждение полученных результатов.....	35
Глава II. Гравитационная неустойчивость лопсайдальных мод колебаний на фоне анизотропных моделей	38
§ 2.1. Нелинейно нестационарные модели с анизотропной диаграммой скоростей.....	38
§ 2.2. Нестационарные дисперсионные уравнения лопсайдальных мод колебаний.....	44
§ 2.3. Анализ неустойчивостей лопсайдальных мод колебаний.....	49
§ 2.4. Результаты сравнительного анализа.....	52
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	57
ЛИТЕРАТУРА	60
ПРИЛОЖЕНИЕ	65

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность. Согласно последним статистическим исследованиям астрофизических наблюдений, примерно у 30% спиральных галактик обнаружено явление «лопсайдности», т.е. смещенности ядра (см. например, [1-3] и ссылки в них), при котором имеется явная асимметрия в распределении массы и яркости относительно ядра, причем кривые вращения двух сторон от него явно различаются, а изофоты плотности имеют конкретный центр, сильно смещенный от геометрического центра галактики. Надо отметить, что впервые на это явление было указано, по-видимому, в статье [2], где изучено распределение нейтрального водорода HI в 20-ти галактиках. А потом авторы работы [4,5] наблюдали такую асимметрию также в распределении звезд. Явление лопсайдности имеет большое влияние на динамику галактики, ее эволюции, звездообразование в нем, рост центральной черной дыры, слияние двойных черных дыр и т.д. Лопсайдность диска может быть использована в качестве диагностики для изучения формирования и развития галактики.

По проблеме лопсайдности галактик имеется много нерешенных вопросов, например:

- 1) Какие механизмы могут быть ответственны за лопсайдность?
- 2) Какие критерии свойственны лопсайдным структурам?
- 3) Как долго может длиться лопсайдность?
- 4) Почему лопсайдность наблюдаются больше всего в спиральных галактиках?
- 5) Можно ли определить наличие темной материи в изолированных лопсайдных галактиках?
- 6) Что ожидает в будущем лопсайдные гравитирующие системы?
- 7) Насколько отличается нестационарный подход от стационарного к проблеме происхождения эффекта лопсайдности? и т.д.

Как видно, эти вопросы являются решающими в физике галактик и потому исследование лопсайдальных галактик следует считать весьма актуальной задачей современной астрофизики.

Прежде чем приступить к поиску ответов вышеуказанных вопросов необходимо собрать, по мере возможности, весь доступный наблюдательный материал по галактикам с лопсайдальной структурой. Как отмечено выше, по проблеме определения таких галактик, степени их лопсайдности, их морфологического типа и других параметров были опубликованы многочисленные работы (см. напр., [1-8]). Исходя из этого, в данной работе нами собраны эти данные и создан сводный каталог галактик с лопсайдностью, дополнив его лучевыми скоростями, красными смещениями, абсолютными звездными величинами типом кода, расстоянием и их морфологическим типом. Таким образом, мы собрали сведения о 541 объектах и составили сводный каталог по данным галактикам.

Известно, что одним из основных физических механизмов происхождения крупномасштабных структур в галактиках и ряде других самогравитирующих системах является гравитационная неустойчивость. Поэтому здесь нами построены анизотропные модели лопсайдальных галактик и исследована проблема их гравитационной неустойчивости относительно соответствующих к данным структурам мод колебаний.

Целью данной выпускной работы является составление сводного каталога лопсайдальных галактик, изучение влияния лопсайдности на внутреннюю структуру галактики, а также построение анизотропных моделей и исследование лопсайдальных мод колебаний.

Задачи работы. Проведение литературного обзора по лопсайдальным галактикам. Работа с электронными астрофизическими базами данных. Составление сводного каталога лопсайдальных галактик. Проведение статистических анализов наблюдательных данных по галактикам с

лопсайдальной структуры. Построение нестационарных анизотропных моделей и анализ лопсайдальных мод колебаний на фоне данных моделей. Выявление гравитационной неустойчивости этих мод колебаний и нахождение критических значений параметров моделей. Определение критериев и механизмов формирования лопсайдальной структуры на фоне анизотропной модели.

Научная новизной данной работы заключается в том, что впервые составлен сводный каталог лопсайдальных галактик; получены результаты статистического анализа наблюдательных данных по лопсайдальным галактикам; построены анизотропные модели нелинейно нестационарного диска; выявлена гравитационная неустойчивость лопсайдальных мод колебаний на фоне анизотропных моделей и найдены критические значения их параметров; определены критерия и механизмы формирования лопсайдальной структуры в системе.

Содержание работы. Данная работа состоит из введения, двух глав, заключения, списка литературы и приложения.

В первой главе приводится литературный обзор по лопсайдальным галактикам, анализ наблюдательных данных галактик и обсуждение полученных результатов.

Во второй главе описываются анизотропные модели лопсайдальных галактик и исследована проблема гравитационной неустойчивости соответствующих мод колебаний.

В заключении делаются основные выводы по полученным результатам работы.

В приложении дается каталог 541 лопсайдальных галактик.

Основные результаты опубликованы в следующих работах:

1. A.A. Muminov, K.T. Mirtadjieva, S.N. Nuritdinov «Lopsided galaxies: compiled catalogue» //Ulugh-Beg Lectures, Tashkent, 2014, vol. 3, pp. 49-70
2. А.А. Муминов, К.Т. Миртаджиева «Анализ одной лопсайдальной моды колебаний нестационарных дисковых моделей галактик» //Материалы республиканской научной конференции “Роль одаренной молодежи в развитии физики”, 16 мая 2014, с. 192-194

ГЛАВА I. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ЛОПСАЙДАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

§ 1.1. Лопсайдальные галактики

Известно, что свет и соответственно распределение массы в дисках многих спиральных галактик неосесимметрично, например, галактика M101 и NGC 1637 [1], где изофоты удлинены в одну половину галактики. Несмотря на это, астрономы в основном, склонялись проигнорировать этот факт и предположить, что диски осесимметричны, потому что так намного проще изучить динамику данного явления. Это явление было сначала выдвинуто на первый план в работе авторов [2], где они обнаружили асимметрию в распределении нейтрального водорода в двух половинах некоторых галактик и дали им название 'лопсайдальные' (от англ. lopsided) галактики. Галактику называют лопсайдальной, если она показывает глобальное неосесимметричное пространственное распределение типа $m = 1$, где m – азимутальное волновое число или $\cos\phi$ распределение, где ϕ азимутальный угол в плоскости диска.

Удивительно, что ученые до середины 1990-х годов к такой важной теме не уделяли достаточно внимания. В настоящее время известно, что лопсайдальное распределение обнаружено и изучено также в старых звездных системах близко к инфракрасному диапазону авторами [3] и [4]. С появлением детектора NICMOS 3 стали возможными исследования изображений спиральных галактик близко к инфракрасному диапазону (K-диапазон 2,2 μ m). В инфракрасном диапазоне исчезает космическая пыль, следовательно, все звезды будут видны и можно исследовать пространственное распределение основного старого звездного населения, которое составляет главный массовый компонент диска. С помощью таких наблюдений обнаружили неосесимметричный $m = 1$ распределение поверхностной плотности старых звезд во внутренней/оптической области диска. Авторы работ [4] определили A_1 , которое показывает степень

лопсайдности соответствующей азимутальному волновому числу. Среднее значение, измеренное между 1,5-2,5 в масштабах диска больше $\geq 0,1$, и 30% изученных галактик показали высокую лопсайдальность [5]. Подобное высокое среднее значение лопсайдности диска было подтверждено в Фурье анализе с 149 галактиками [6].

Вышеупомянутый анализ показывает, что почти одна треть этих 149 галактик показывает 10% или больше асимметрии в амплитуде $m = 1$ компонента Фурье. Таким образом, лопсайдальное распределение в диске - общее явление и более сильно при больших радиусах. Следовательно, важно понять происхождение и динамику лопсайдального распределения в спиральных галактиках.

Авторами [7] были составлены лопсайдальное распределение нейтрального водорода, а также кинематическая карта для некоторых галактик [8,9] и глобальные профили скоростей [10]. Такая асимметрия обнаружена в карликовых галактиках [11], а также в областях звездообразования в иррегулярных галактиках [12]. Асимметрия может влиять на все части галактики. В то время как крупномасштабная лопсайдность более заметно наблюдается смещением ядра от геометрического центра. Примером этого является галактика Андромеды, где центральная черная дыра явно смещена относительно геометрического центра [13].

Происхождение и эволюция лопсайдности еще не поняты, хотя были сделаны попытки решения этой проблемы теоретически. Как любое другое неосесимметричное возмущение лопсайдальное распределение также должно исчезнуть за счет дифференциального вращения галактического диска за несколько ≥ 1 Ггод. Поскольку большая часть галактик имеет лопсайдность, она должна быть либо долго живущим явлением или часто генерируется. Приливные взаимодействия [14], и аккреция галактического спутника [5], были предложены в качестве происхождения лопсайдности диска, они могут

часто наблюдаться. Авторы работы [15] показали, что приливное взаимодействие между нашей Галактикой и Большим Магеллановым облаком (LMC) приводит к лопсайдальному искажению гало нашей Галактики, которое в свою очередь вызывает лопсайдальное распределение в диске Галактики. Так как взаимодействия галактик, как теперь известно, распространены, авторами [8,16,17] предположено и изучено, что лопсайдность галактики является признаком приливно-отливных искажений гало. Были предложены некоторые возможные механизмы, такие как смещенность ядра галактики от геометрического центра [18], или аккреция газа [19], или рассмотрение его как глобальной, долговечной моды [20].

Во внутренних областях некоторых галактик, таких как M 31 смоделировано $m = 1$ распределение и сделаны численные расчеты авторами работ [21, 22, 23, 24]. Следовательно, к различным физическим условиям в ядрах галактики (таких как масса балджа, масса диска и масса центральной черной дыры, и т.д.), они нашли, что мода $m=1$ нестабильна, или $m=1$ возмущение очень медленно заглушаемо и может сохраниться в течение нескольких десятков Ггод. Такие долго живущие лопсайдальные распределения также встречались в слияниях галактик [25]. Из-за их постоянства, лопсайдальные моды могли играть значительную роль в развитии центральной области галактик, особенно в галактиках с активным ядром.

В то время как лопсайдность наблюдается как повсеместное явление среди галактик, в литературе для определения асимметрии в дисковых галактиках используются различные методы, ниже мы перечислим и сравним их (излучение старых звезд в диапазоне близко к инфракрасному, эмиссионные линии нейтрального водорода в 21 см диапазоне). Нет точного определения лопсайдности, а также его пределов (или порога). Если определить лопсайдность в процентах, то должны быть проведены сравнения галактик, согласно разным критериям. Например, авторы [2] в

своих работах рассмотрели галактики со степенью лопсайдности 2:1, т.е. галактики у которых отношение масс в двух половинах равно 1/2.

Асимметричное распределение нейтрального водорода в М 101 было замечено в ранних наблюдениях в работе [14]. Это явление было впервые выдвинуто на первый план авторами [2], которые изучили галактики с очень асимметричными (2:1) дисками, такие как М 101 и NGC 2841 (рис.1).

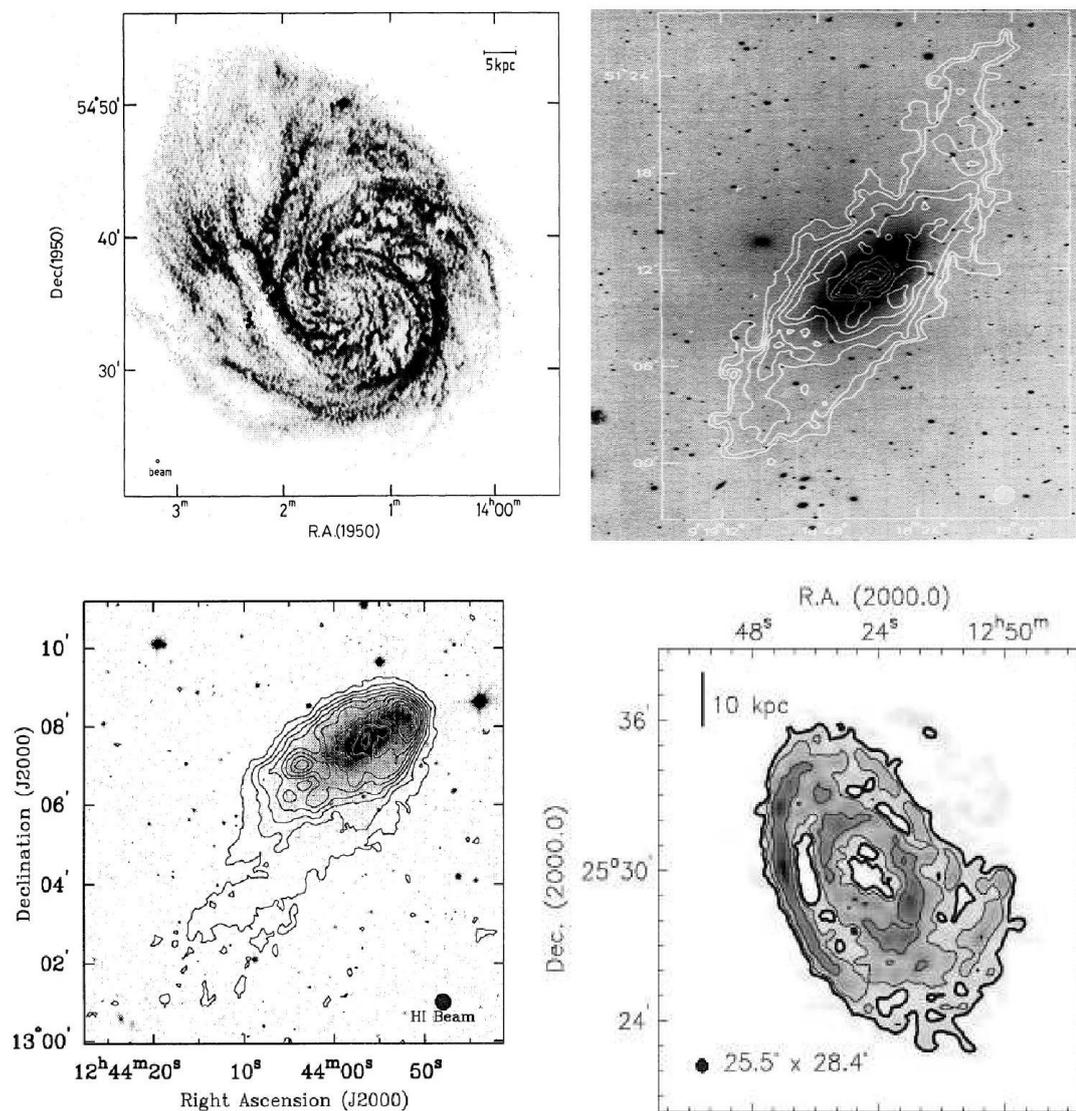


Рис.1. Галактики, имеющие асимметричность 2:1 или больше в распределении нейтрального водорода: М101 (верхний левый, где нарисована интенсивность HI от яркости) и NGC 2841 (верхний правый, здесь HI контуры нанесены на оптическое изображение). Другие изображения NGC 4654 (нижний левый, где HI контуры нанесены на оптическое изображение) и UGC 7989 (нижний правый, где нарисована интенсивность HI от яркости) [26, 27, 28, 29].

Не было проделана никакая дальнейшая работа над этой темой больше десятилетия. Далее распределения нейтрального водорода из нескольких отдельных галактик, таких как NGC 4254 были сделаны авторами [30], которые подчеркнули очевидную пространственную асимметрию, но они не измеряли степень лопсайдности.

Авторы работ [10] собрали данные полученные из разных радиотелескопов приблизительно для 1700 галактик. Они нашли, что 50% галактик показали сильную лопсайдность в их профилях скоростей нейтрального водорода. Это могло произойти из-за пространственного лопсайдального распределения нейтрального водорода или лопсайдности кинематики. Но когда большое количество исследованных ими галактик показали этот эффект, они пришли к заключению, что он должен отразить асимметрию в газовой плотности, как это подтверждается корреляцией между лопсайдальными пространственными и глобальными скоростями нейтрального водорода, например, в галактике NGC 891 (рис.2).

Они аргументировали крупномасштабную асимметричность нейтрального водорода как свойства галактик. Критерии, по которым они считали галактики лопсайдной:

- значительные различия в потоке между двумя пиками ($> 20\%$ или $> 8 \sigma$);
- Разница полного потока ($> 55:45\%$) между нижними и высокими скоростями в двух половинах;
- Различия в ширине в этих двух пиках (> 4 скоростных канала или 50 км/с)

Сравнение обнаруженных асимметрий в звездах в диапазоне близком к инфракрасному и асимметрия нейтрального водорода в поверхностной плотности найденной используя второй критерий авторов [10], показывает подобное поведение в 76 галактиках (рис.3).

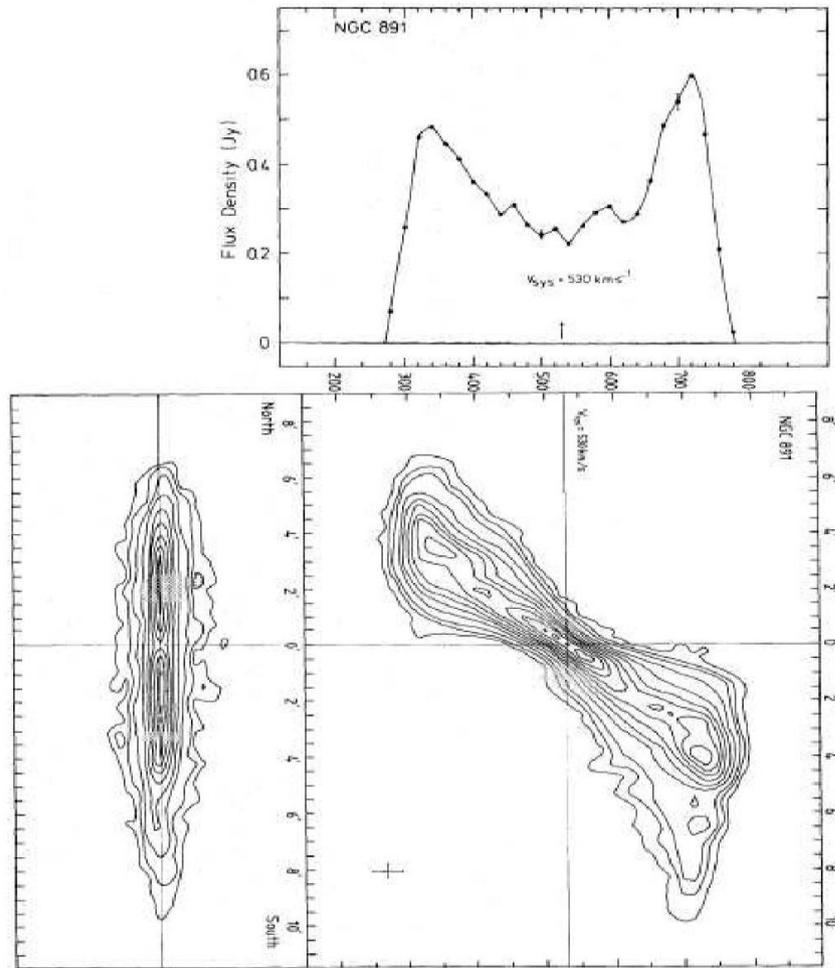


Рис.2. Асимметричная поверхностная плотность HI галактики NGC 891 (нижний левый); диаграмма положение – скорость (нижний правый); и глобальный профиль скорости (наверху) [10].

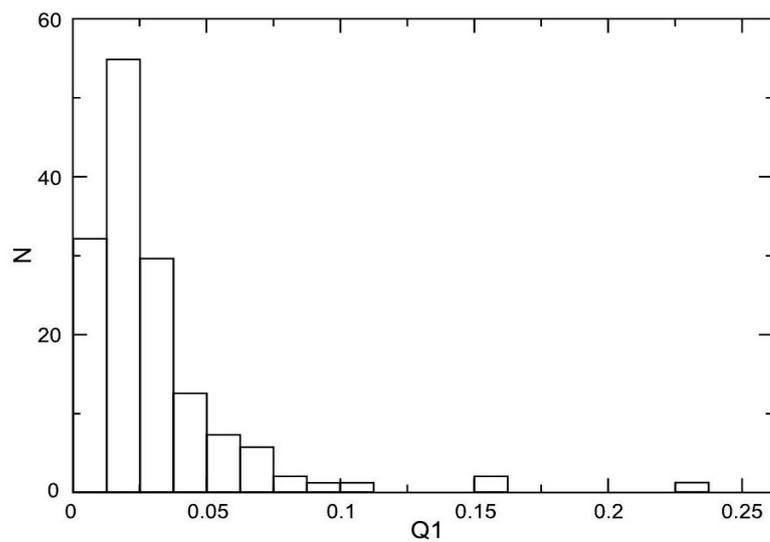


Рис.3. Гистограмма Q_1 (гравитационный вращающий момент), для моды $m=1$ амплитуды Фурье на 149 галактик в работе авторов [6].

Исследования свойств нейтрального водорода в Скоплении Девы авторами работ [31,32,33,34,35] показали, что при удалении от центра скопления Девы, т.е. от галактики М 87 уменьшается асимметричность в распределении нейтрального водорода.

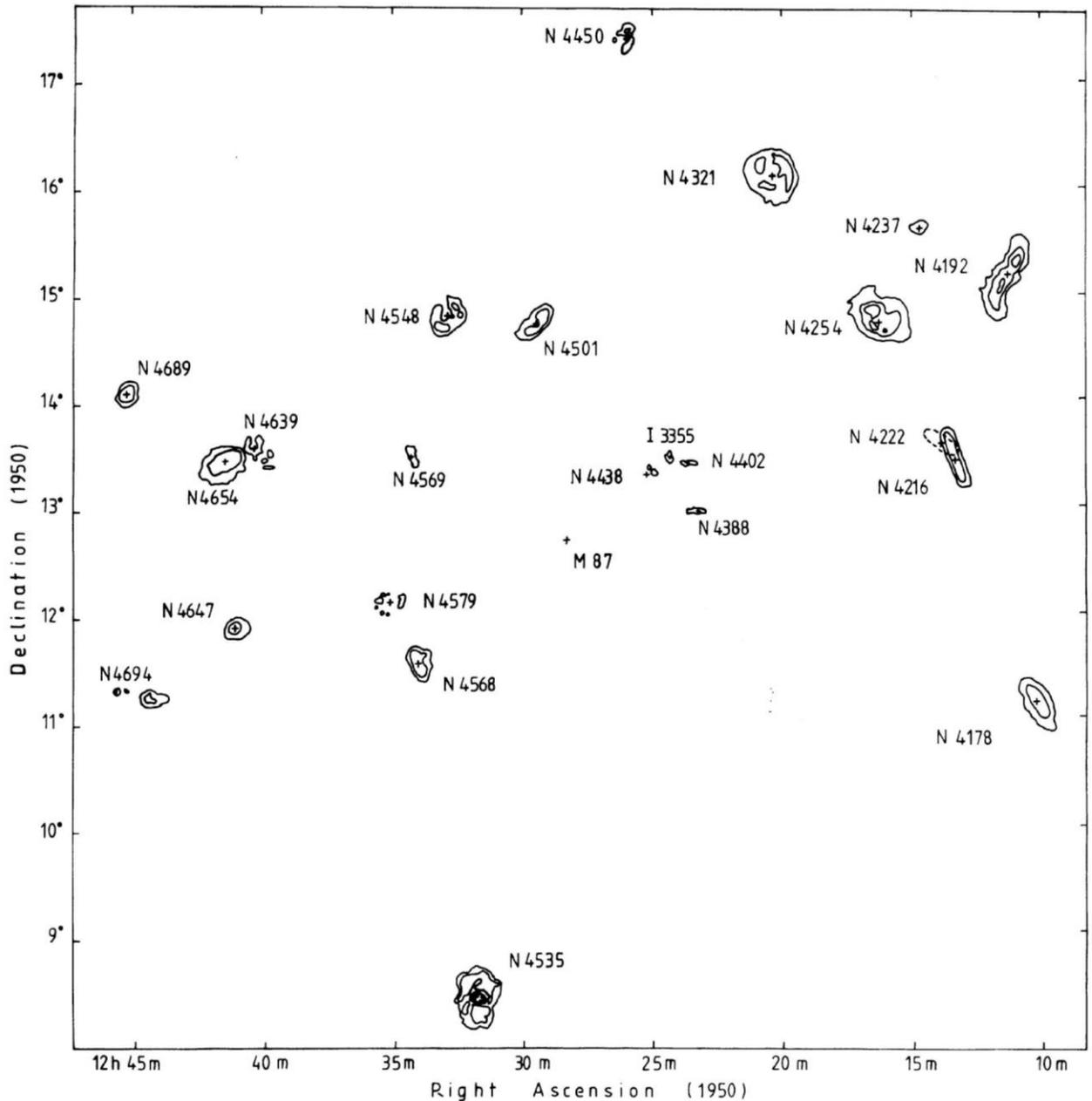


Рис.4. Карта нейтрального водорода для 25 самых ярких галактик в Скоплении Девы.

Галактики находящиеся близко к центру имели явные примеры взаимодействия с галактикой М 87 в виде хвоста, в остальных галактиках тоже наблюдалась лопсайдальность, но в относительно мелких масштабах.

Авторы работ [35] составили атлас 25 самых ярких галактик, находящихся близко к центру скопления (Рис.4). Они изучили асимметрию нейтрального водорода, кольцевые структуры в галактиках, расположения карликовых спутников, поверхностное распределения плотности и процессы образование звезд в галактиках.

Авторами работ [30] была исследована галактика NGC 4254 с помощью VLA (Very Large Array) и камеры Maryland-Caltech Fabry Perot. NGC 4254 имеет необычную спиральную структуру с сильной компонентой $m=1$, причина которой не видна в оптических изображениях. Наблюдения показали, что помимо обычного галактического диска в краях диска присутствуют облака с массой примерно $\sim 2,3 \times 10^8 M_{\odot}$. Предполагается, что они могут быть остатками самостоятельного образования и приливно-отливные силы разрушили эту структуру, а сейчас происходит слияние облаков с галактикой (рис. 5). Характер этого взаимодействия считается важным в определении восприимчивости диска к различным спиральным модам.

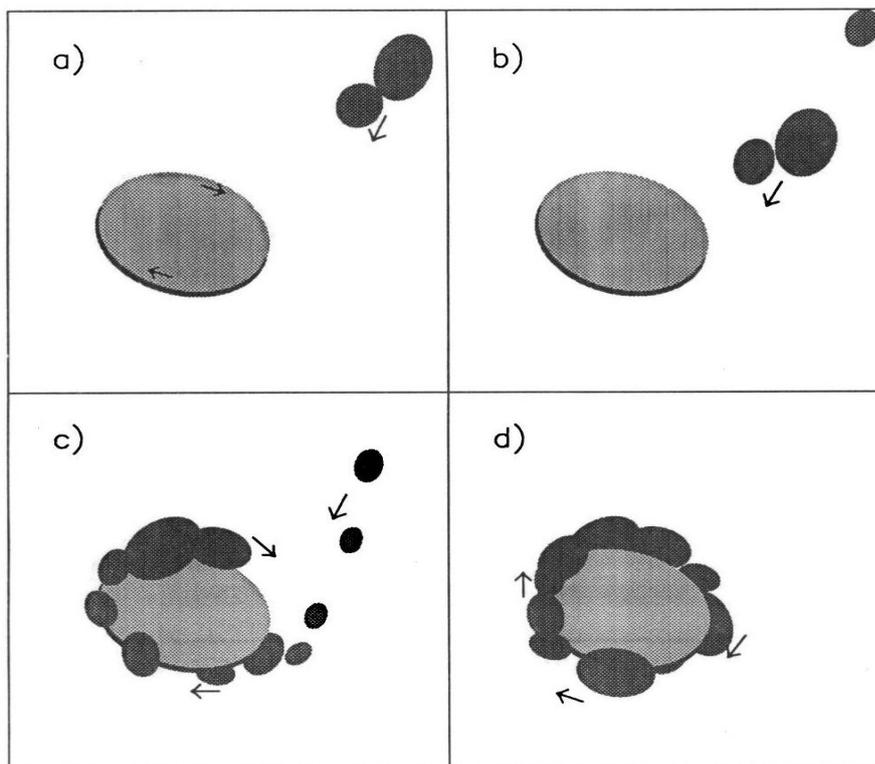


Рис.5. Слияние облаков с галактикой NGC 4254

Для определения особенности спиральной структуры NGC 4254 они изучали кинематическую и фотометрическую характеристики галактики. Ранее NGC 4254 была исследована в оптическом диапазоне, и показалось, что галактика имеет нормальное кривое вращение, исключительно нехватка темной материи, которая не служит причиной структуры $m=1$. Это явление доказало существование лопсайдальности галактики в изолированных системах, но исследования NGC 4254 в радиодиапазоне показали, что появление моды $m=1$ вносит большой вклад на взаимодействия галактики с облаком нейтрального водорода HI.

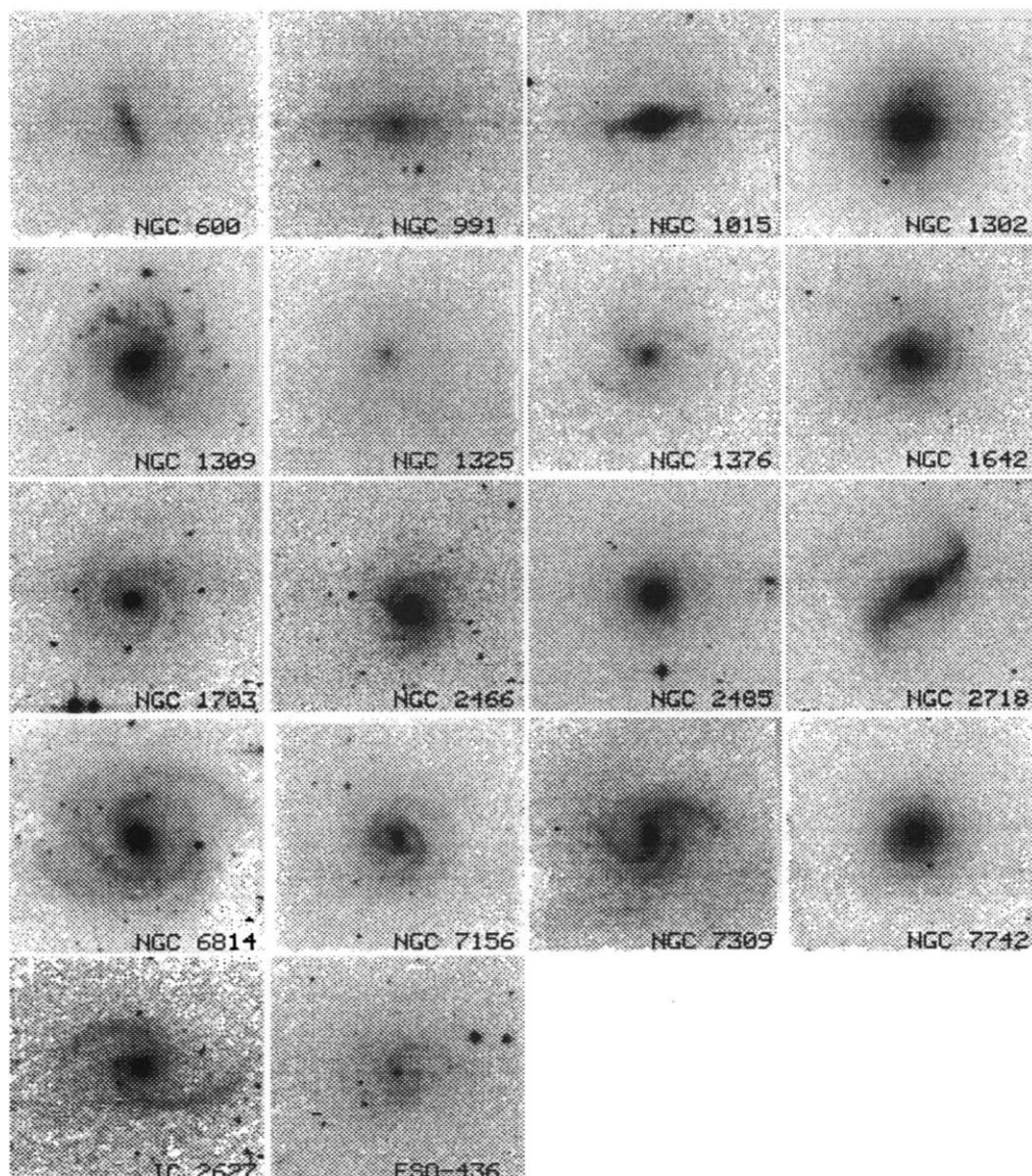


Рис.6. Изображение 18 галактик в диапазоне 2.2 μm , угловой размер которых равно 1.73'x1.73'.

Начиная с 1995-года авторы работ [4] начали исследовать явление лопсайдности с помощью яркостной функции галактики. Они рассмотрели 18 перпендикулярных к лучу зрения галактик (face on, рис.6) в диапазоне К (2,2 μm), чтобы изучить поверхностную плотность диска. Считая диск галактики копланарным, они оценили осесимметричное отклонение с помощью отношений амплитуд, $A_m(R)/A_0(R)$ и фазы $\varphi_m(R)$ для m -той азимутальной компоненты Фурье, с радиусом R приблизительно от фотометрического центра галактики. В настоящее время при определении лопсайдности галактики используется разложение яркостной функции в ряд Фурье. Для оценки асимметричности галактики используются амплитуды A_m ряда Фурье. Позже для проверки некоторых гипотез они исследовали 60 галактик с тип кодом от 0 до 8, с долготой $\delta < +10^\circ$, прямые восхождения от 3h до 16h, ярче, чем $m_B = 13.5$, с лучевой скоростью $V < 5500 \text{ km/s}$ и с кинематическим наклоном меньше чем 32° ($\cos i = 0.85$). Изучая, изолированные галактики они пришли к выводу, что крупномасштабная, долго живущая асимметричность существует не только во взаимодействующих, но и изолированных системах. По аналогии со звездообразованием на взаимодействующих галактиках, галактики с большей степенью лопсайдности должны были иметь похожее формирование звезд. Для проверки этой гипотезы они посчитали активность звездообразования и разность звездных величин ΔB в диапазоне 445 нм и нашли взаимосвязь между A_1 и ΔB (рис.7).

Автор работы [16] изучил динамику лопсайдных галактик, динамику замкнутых орбит, когда азимутально-симметричный потенциал диска возмущен маленьким потенциалом лопсайдности, и получил азимутальное изменение эффективной поверхностной плотности экспоненциального диска. Эти результаты действительны для звезд и газа на внутренних регионах, потому что оба реагируют на потенциал лопсайдности. Азимутальное изменение плотности газа влияет на локальную устойчивость газа и это приводит к азимутально-асимметричному формированию

массивных звезд и соответственно НП областей. Эти результаты соответствуют с наблюдательными данными. Автором работы вычислено свойство замкнутых орбит для потенциала возмущений $m=1$ и азимутальное изменение плотности.

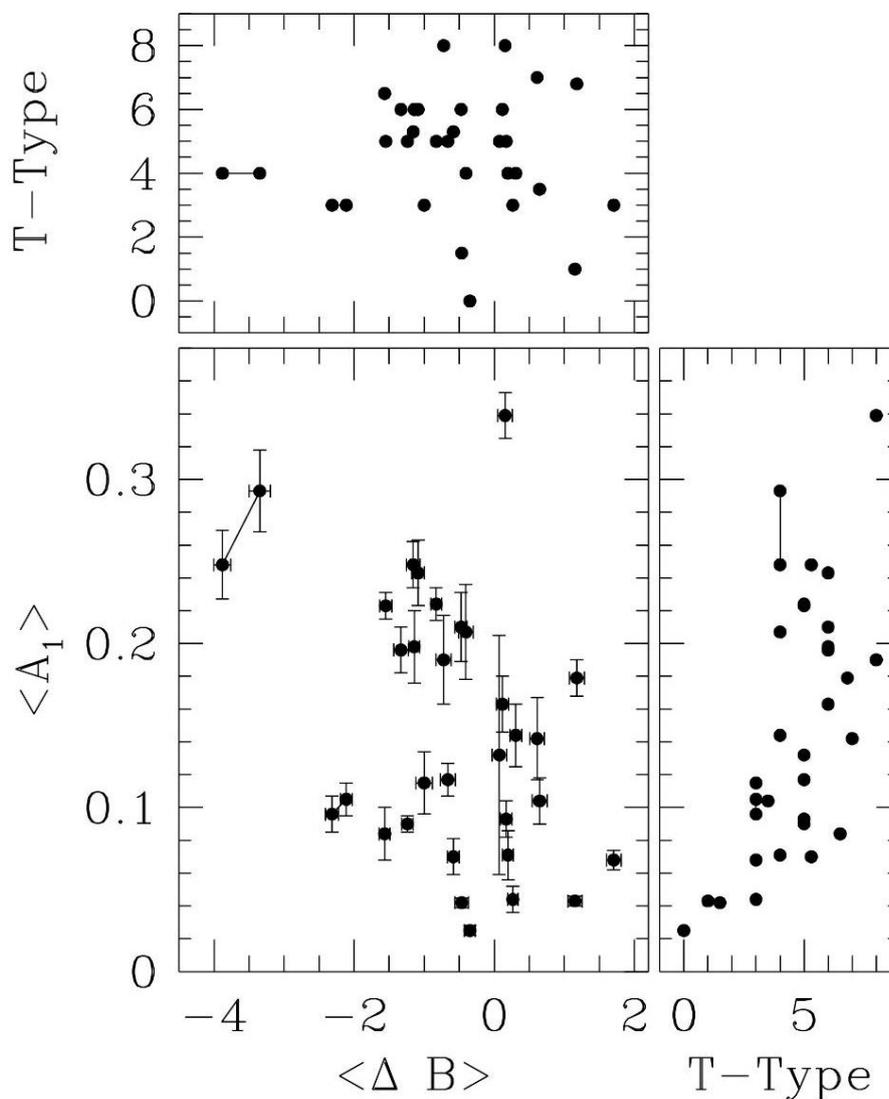


Рис.7. В верхнем панели зависимость тип кода от ΔV , в нижнем панели A_1 от ΔV и от тип кода.

В то время как осесимметричный диск галактики вызывает только радиальные силы тяжести, любая асимметрия в диске, $m = 1$, $m = 2$ или выше, будет увеличивать тангенциальные силы в добавок к радиальным силам. Вычисление вращающего момента силы тяжести представляет важную дополнительную информацию, а именно, он дает полную среднюю силу

потенциала возмущения как показано для $m=2$ авторами работы [37] и для $m=1$ авторами [19], тогда как амплитуды ряда Фурье дают более локальные значения.

Еще с большими примерами галактик, основанный на данных SDSS (Sloan Digital Sky Survey), был исследован авторами [38], и они также получили подобное среднее значение лопсайдности в спиральных галактиках (рис.8).

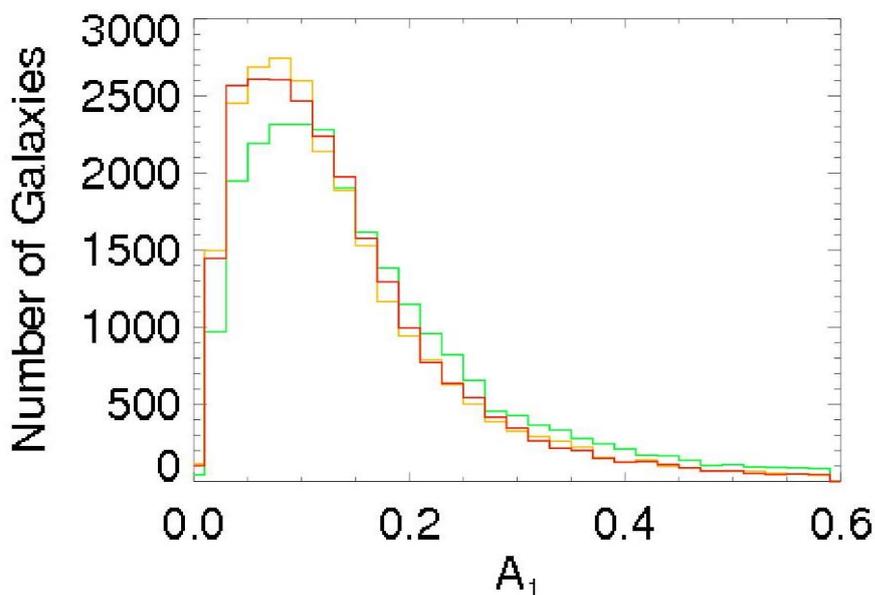


Рис.8. Гистограмма число галактик от A_1 (красная) для галактик из каталога SDSS из работ авторов [38]. Гистограмма показывает подобные значения с работами авторов [4,6] (зеленая, коричневая).

Авторы работ [36] сравнивая морфологию, спектр HI и $m=1$ компоненты Фурье нашли, три механизма порождающие лопсайдальность. Ими были смоделированы три разных механизма, порождающие лопсайдность:

- взаимодействия между галактиками;
- аккреция газа от космологических филаментов (нити);
- лобовое давление от межгалактической среды.

С помощью созданной модели они доказали, что эти три механизма могут являются причиной лопсайдности.

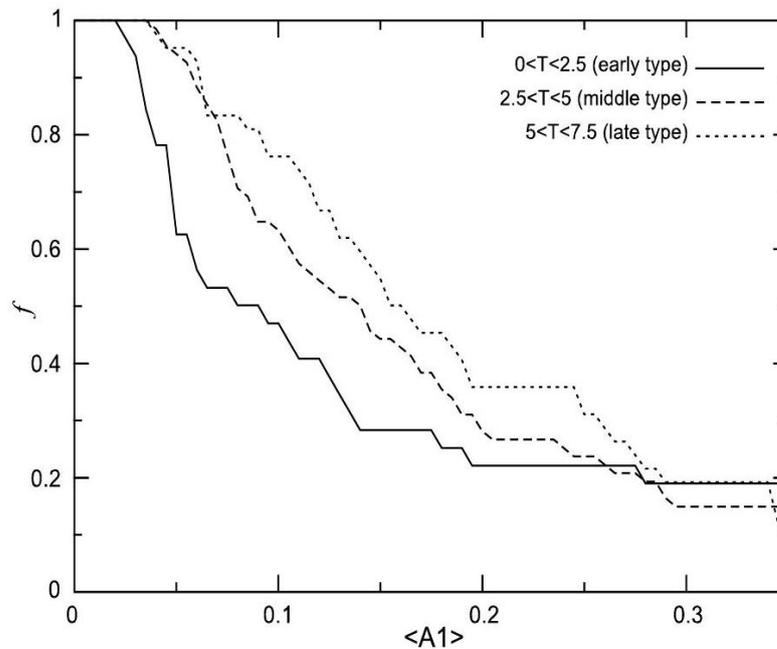


Рис.9. Зависимость A_1 от тип кода для трех групп спиральных галактик: молодые галактики ($0 < T < 2,5$), средние ($2,5 < T < 5$), старые ($5 < T < 7,5$). Степень лопсайдности наблюдается у старых галактик больше чем у молодых галактик [6].

§ 1.2. Сводный каталог лопсайдалльных галактик

До сегодняшнего дня проделано большое количество наблюдений и научных работ в этом направлении. Особенно авторы работ [2, 4, 6, 10, 16, 20, 30] исследовали большое количество галактик и разработали свои методы анализа. Исходя из наблюдательных данных предполагали разные механизмы, порождающие лопсайдность, старались доказать каждый механизм теоретически и с помощью моделирования. Каждый автор до начала исследования лопсайдности определил для себя критерии, по которым будет выбирать галактики, т.е. дал четкое определение лопсайдалльным галактикам и не выходя из этой рамки исследовал лопсайдность. А некоторые авторы выбрали объекты по степени лопсайдности [2, 31-34], по скоплениям [31-35, 40] и с определенными физическими характеристиками и т.д.

Но все эти данные лопсайдалльных галактик еще не собраны в один каталог. Используя наблюдательные данные и исследовательские работы

зарубежных астрономов, нами был составлен сводный каталог лопсайдальных галактик (в приложении). В работах они использовали разные методы для определения лопсайдности, например до 1994 года были использованы карты нейтрального водорода или кривые скорости вращения, по которым явно была видна асимметричная структура (в оптическом диапазоне). С развитием внеземной астрономии и улучшением техники, а также методов обработки изображений, начиная с 1994 года астрономы начали использовать такие методы исследования лопсайдности как поверхностная плотность диска, обработка и анализ яркостной функции галактик (в основном в инфракрасном диапазоне). В сводном каталоге степень лопсайдности показывается с амплитудами A_1 и A_2 , определенными с помощью Фурье анализа яркостной функции для моды $m=1$, $m=2$ соответственно. В ходе дополнения остальных физических параметров галактик мы воспользовались астрофизическими базами данных как SIMBAD, HYPERLEDA, NED и Vizier. С работ авторов [1-11, 14-21, 30-38] мы взяли только значения амплитуд A_1 и A_2 , а остальные данные: координата (галактическая), радиальная скорость, красное смещение, абсолютная звездная величина, тип код, расстояние до объектов взяли из вышеперечисленных астрофизических баз данных. В итоге мы собрали сведения о 541 лопсайдальной галактике.

§ 1.3. Анализ наблюдательных данных

Используя наблюдательные данные, собранные в сводный каталог мы сделали статистический анализ и исследовали разные зависимости между физическими параметрами лопсайдальных галактик. При построении разных гистограмм и зависимостей мы использовали 526 галактик из 541, так как для 15 галактик еще не определены морфологические типы (Рис.10,12,13). На Рис.11 приведена гистограмма для 596 объектов, где рассматриваются только спиральные галактики, в гистограмме Рис.17 рассматриваются только 394 и

на Рис.18 использовали 243 галактики, из-за отсутствия степени лопсайдности для некоторых галактик. В гистограммах на Рис. 14, 15, 16 использованы только галактики с кольцевыми структурами.

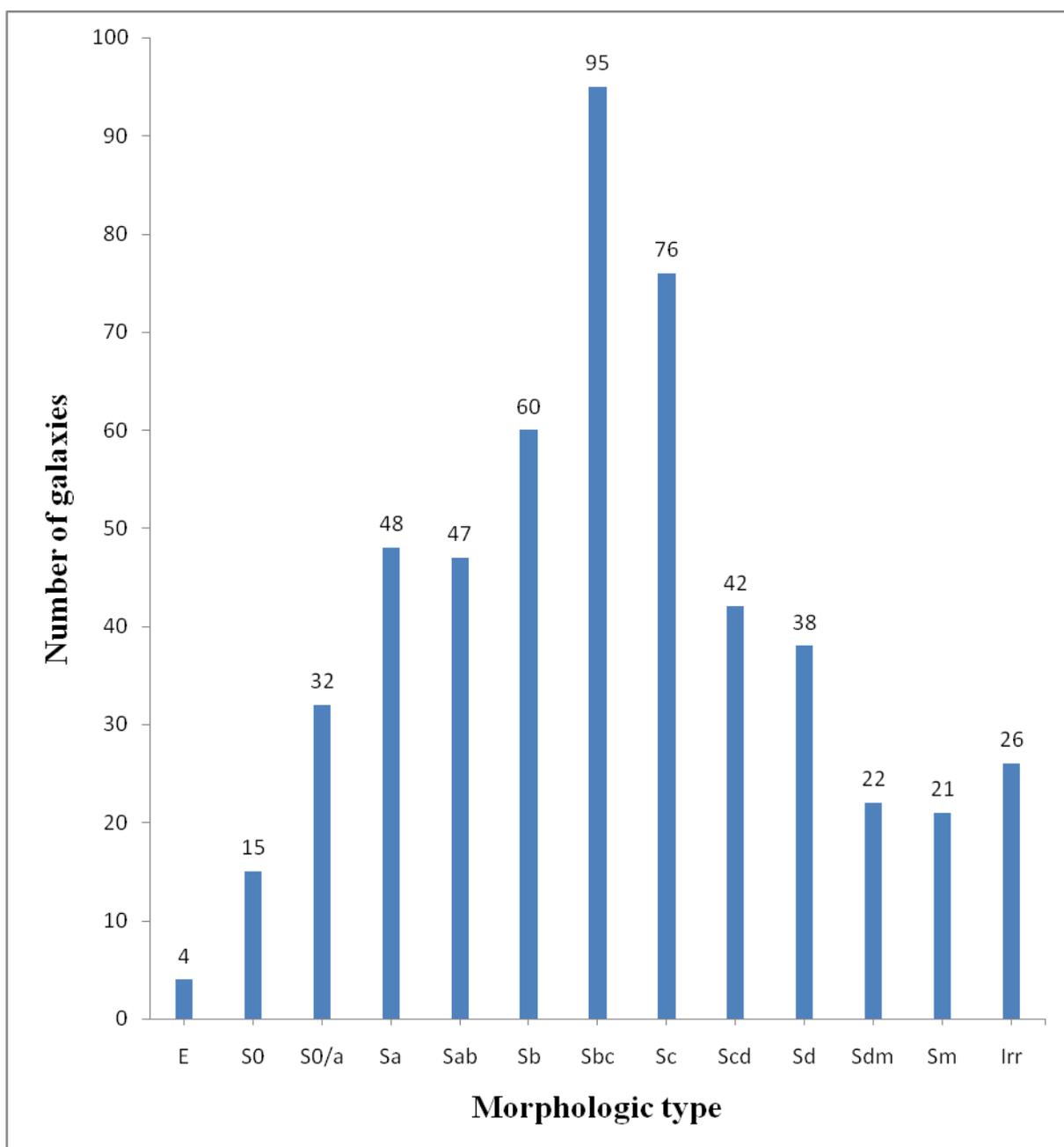


Рис.10. Гистограмма распределения лопсайдальных галактик по их морфологическому типу.

Гистограмма на Рис 11. показывает, что лопсайдность можно наблюдать практически во всех типах галактик (эллиптических, спиральных и иррегулярных). Больше всего наблюдается на спиральных галактиках.

Наблюдения лопсайдности во всех подтипов спиральных галактик подтверждает об их общности с этой структурой. Также заметим, что начиная с рукавов типа «0/a» число галактик с лопсайдностью постепенно возрастает, максимум распределения приходится на галактики с рукавами типа «bc», начиная с галактик с рукавами «cd» их число резко уменьшается. В общем виде, данная гистограмма напоминает нам распределение Максвелла.

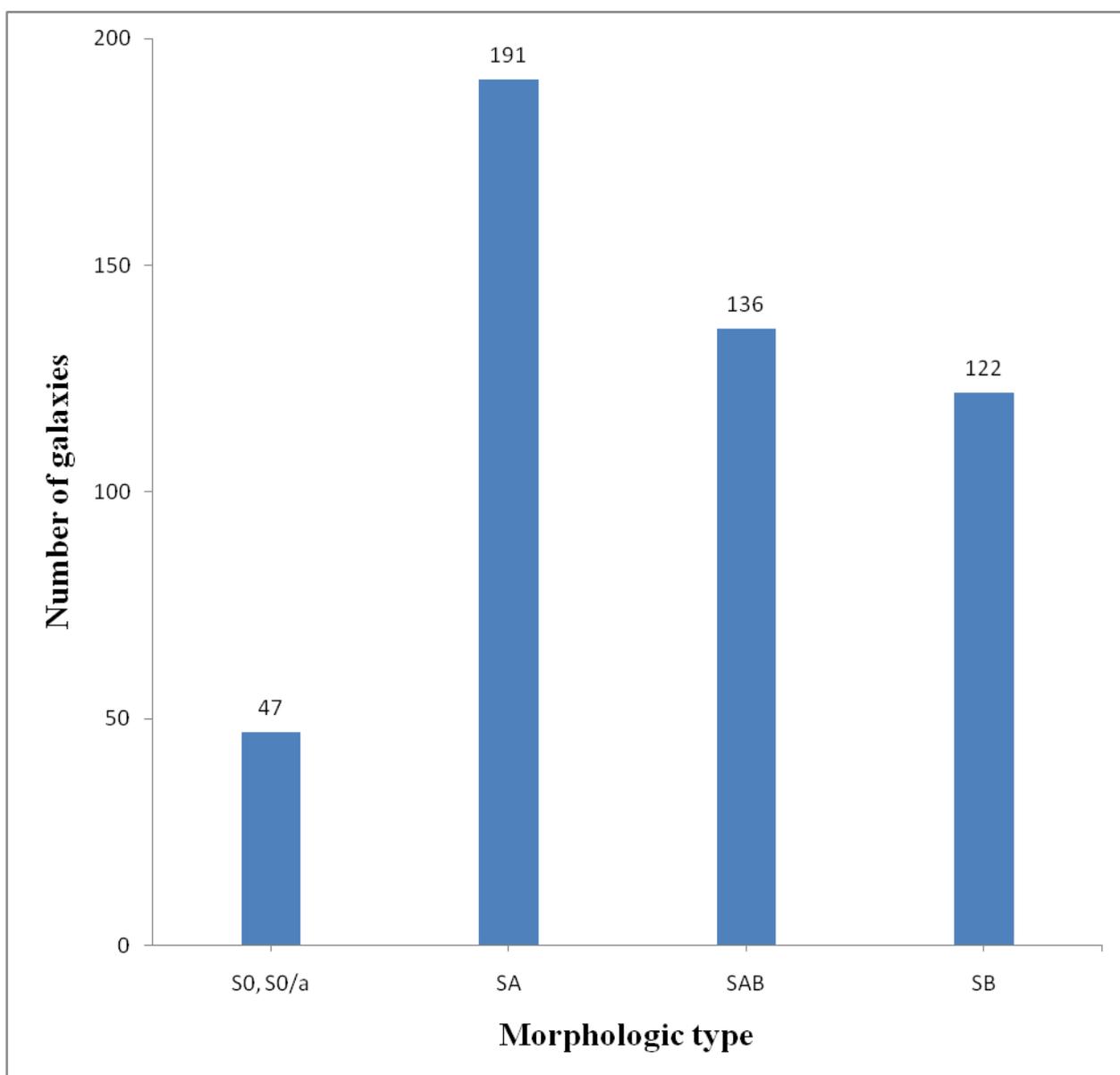


Рис.11. Гистограмма распределения лопсайдальных галактик по их морфологическому типу. С учетом перемычек (бар В) и кольцевых структур (r-внутреннее кольцо, R-внешнее кольцо).

В гистограмме на Рис.11 рассмотрены линзовидные и спиральные галактики. При построении этой гистограммы мы сначала выбрали галактики с двумя кольцами (Rr), потом линзовидные (S0), нормальные галактики (SA), переходные (SAB) и галактики с перемычкой (SB). На этой гистограмме не учитывается скрученность спирали. В линзовидные галактики входят галактики с типами S0 и S0/a, в группу SA входят все нормальные галактики, в SAB состоит из переходных галактик (т.е. галактики на ранней этапе формирования бара), в группу SB входят галактики с барами. Отсюда видно, что лопсайдальные галактики больше всего наблюдаются в спиральных галактиках типа «SA»

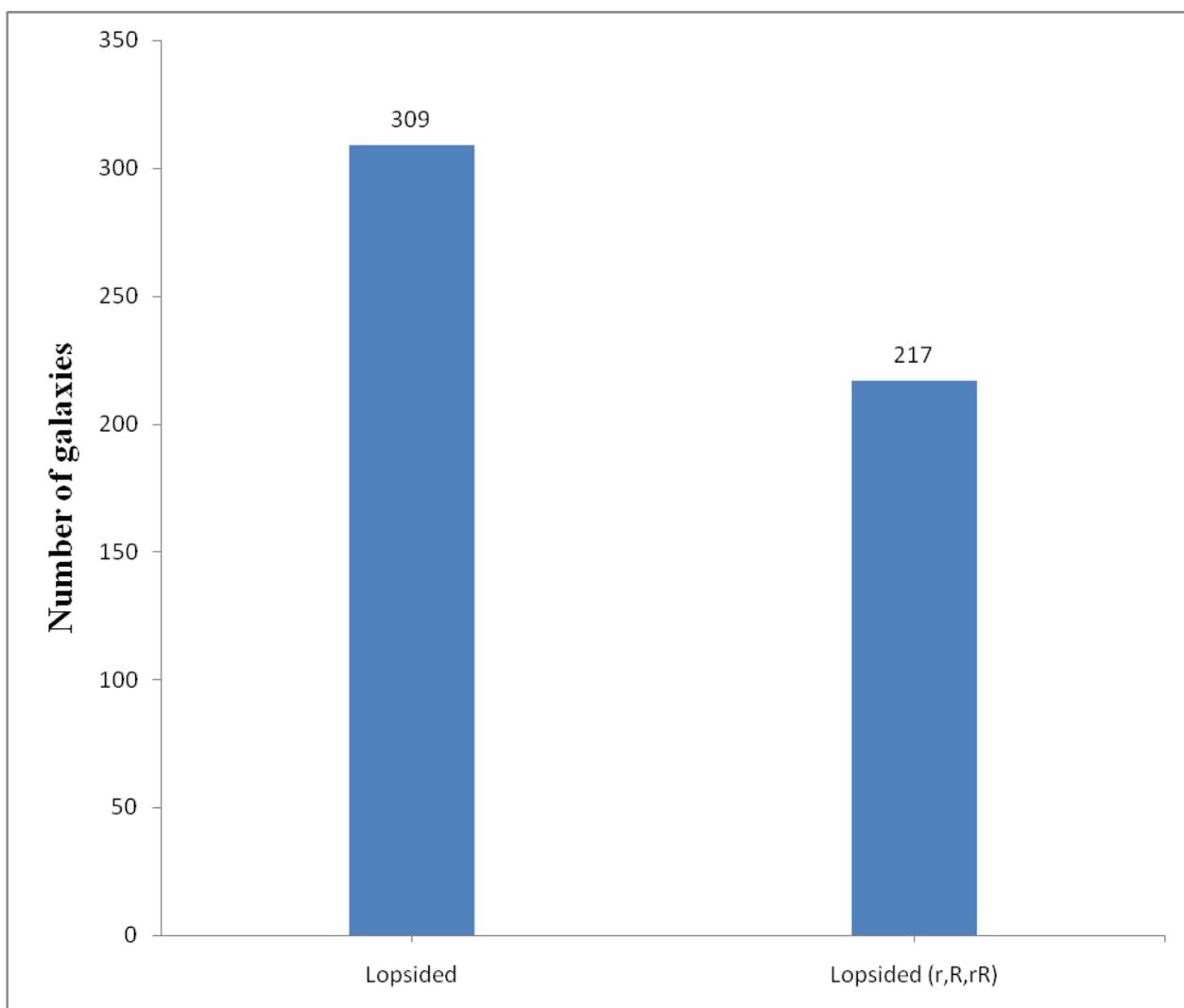


Рис.12. Распределение лопсайдных галактик относительно галактик с кольцевыми структурами и без них.

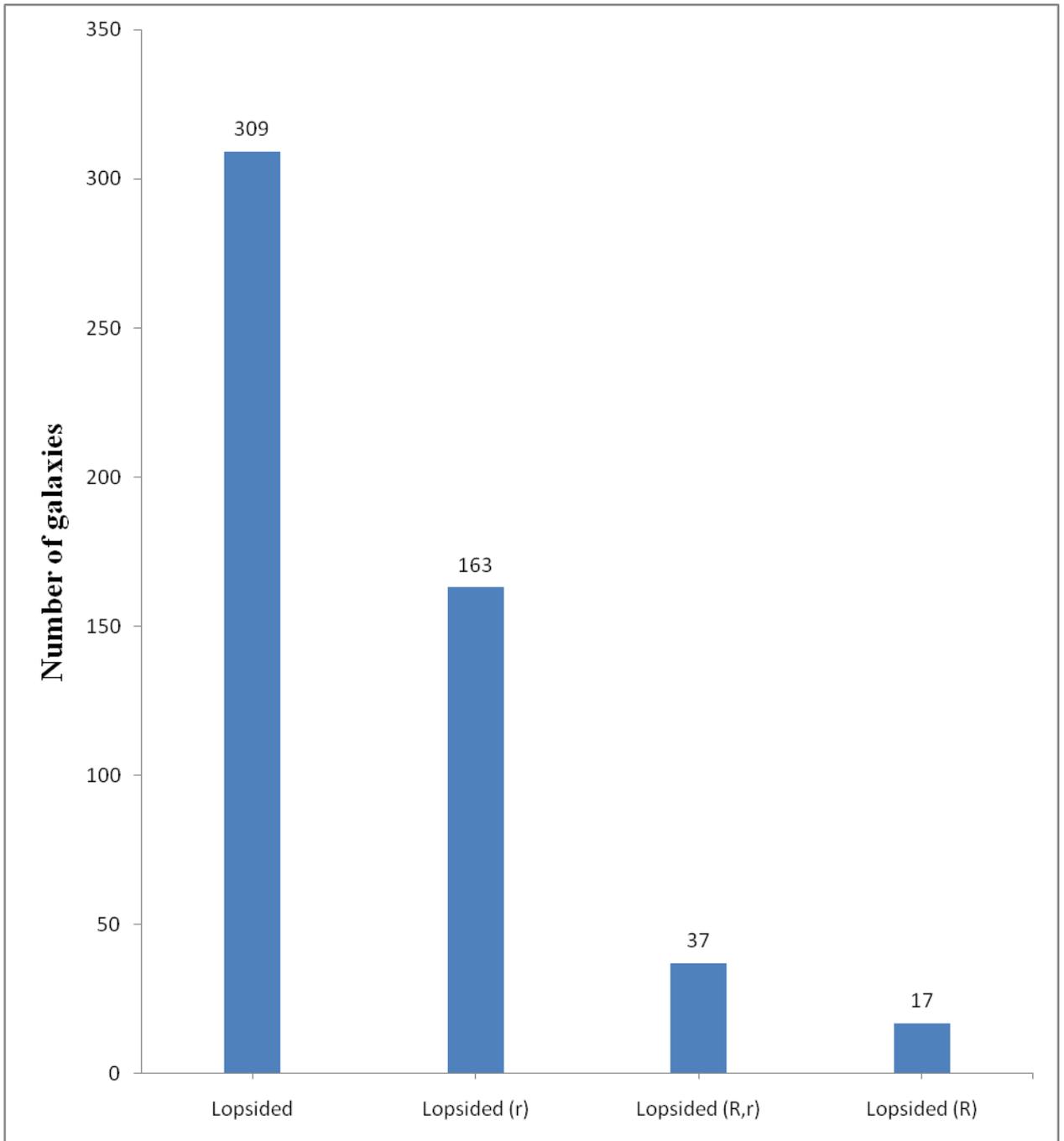


Рис.13. Распределение лопсайдных галактик относительно галактик с кольцевыми структурами (r, R, rR) и без них.

Из гистограммы на Рис.12 видно, что лопсайдность встречается примерно одинаково как в галактиках с кольцевыми образованиями, так и без них. А из Рис.13 видно, что среди галактик с кольцами больше всего лопсайдность наблюдается в галактиках с внутренними кольцами (r), почти не наблюдается в галактиках с внешними кольцами (R) и кольцевыми

структурами типа rR (т.е. в галактиках и с внутренними, и внешними кольцами). Из гистограммы видно, что почти на половине лопсайдальных галактиках присутствует кольцевые структуры.

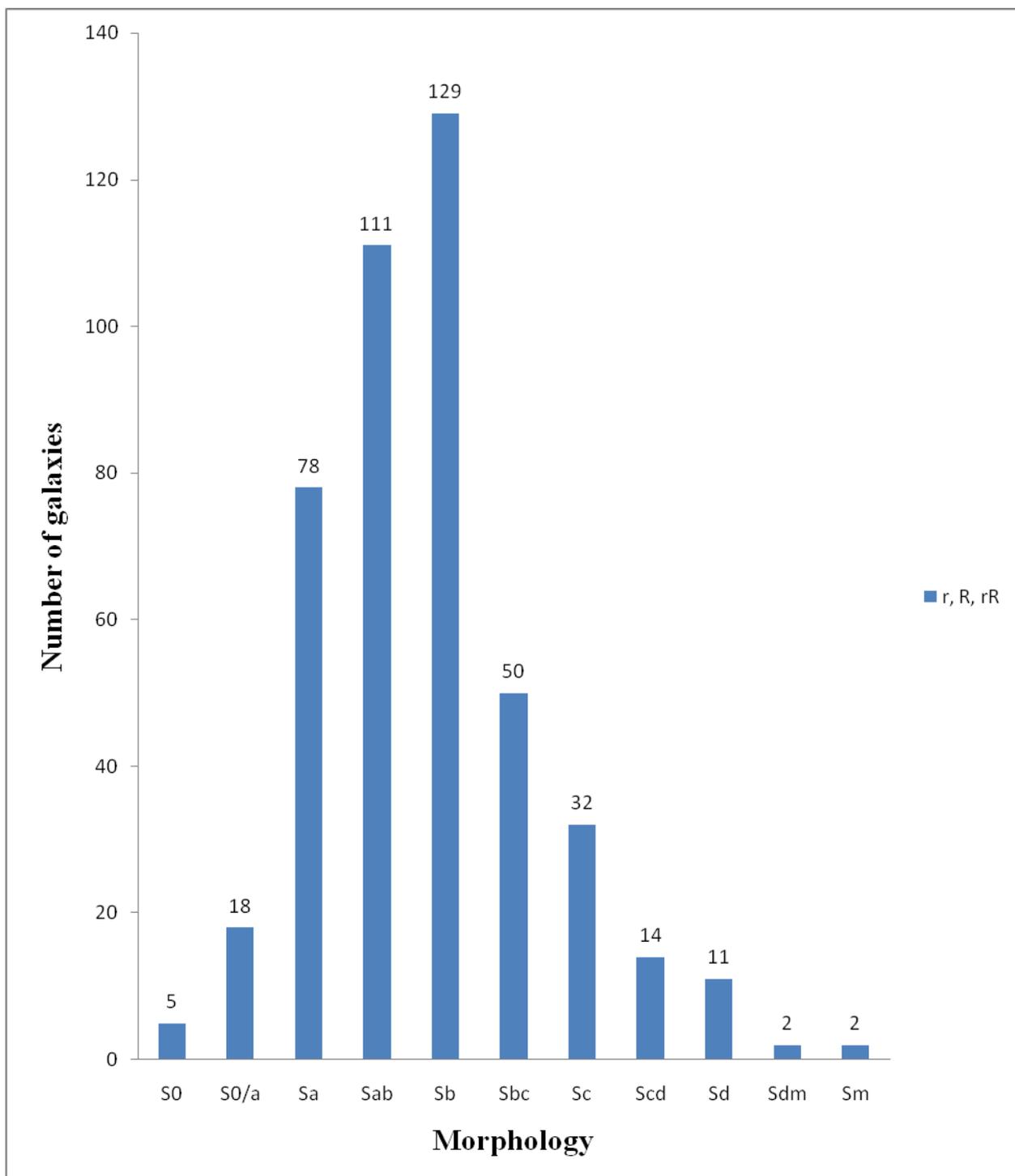


Рис.14. Распределение лопсайдных галактик только с кольцевыми структурами (r , R , rR).

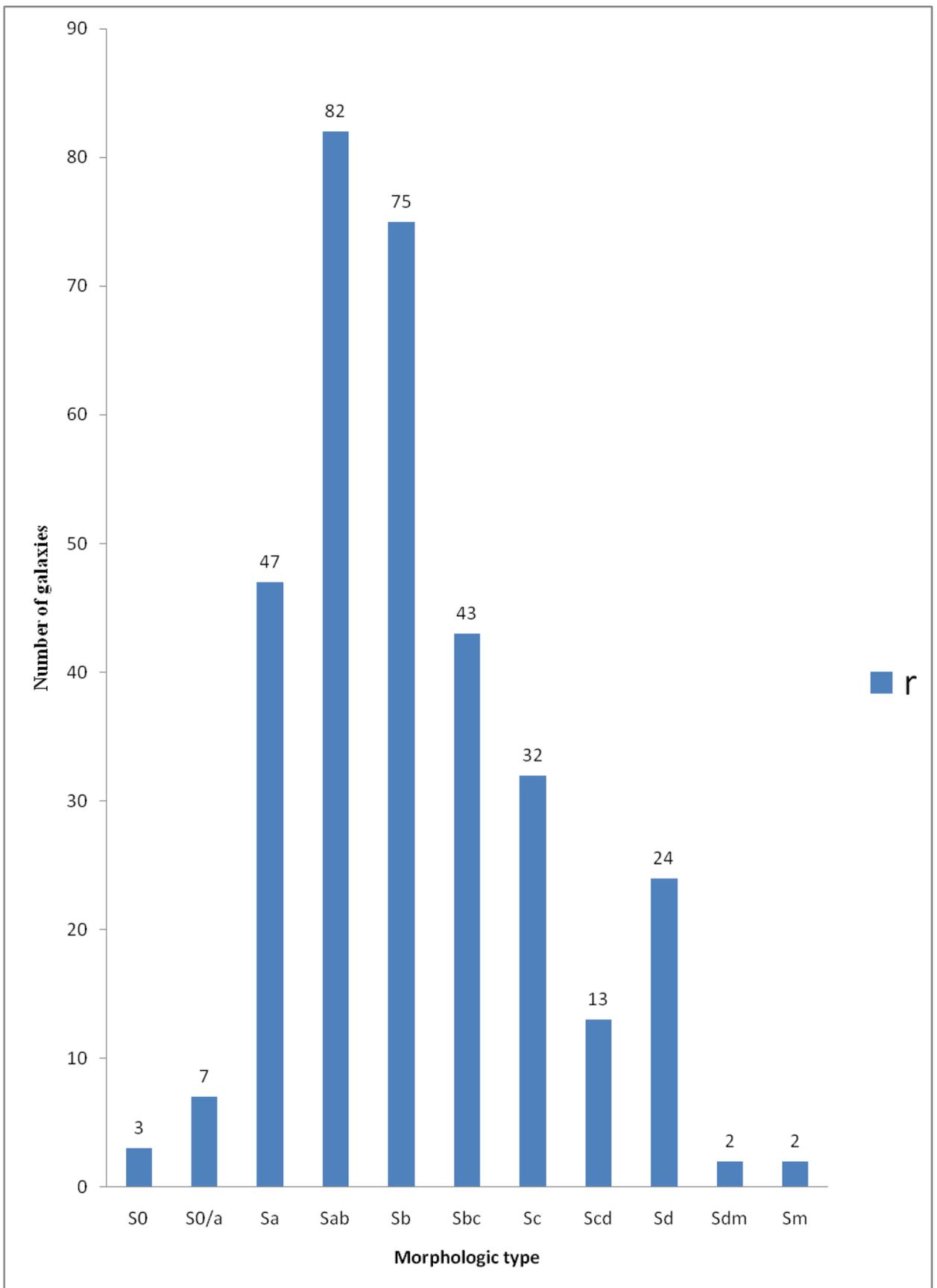


Рис.15. Распределение лопсайдных галактик только с внутренними кольцевыми структурами (r).

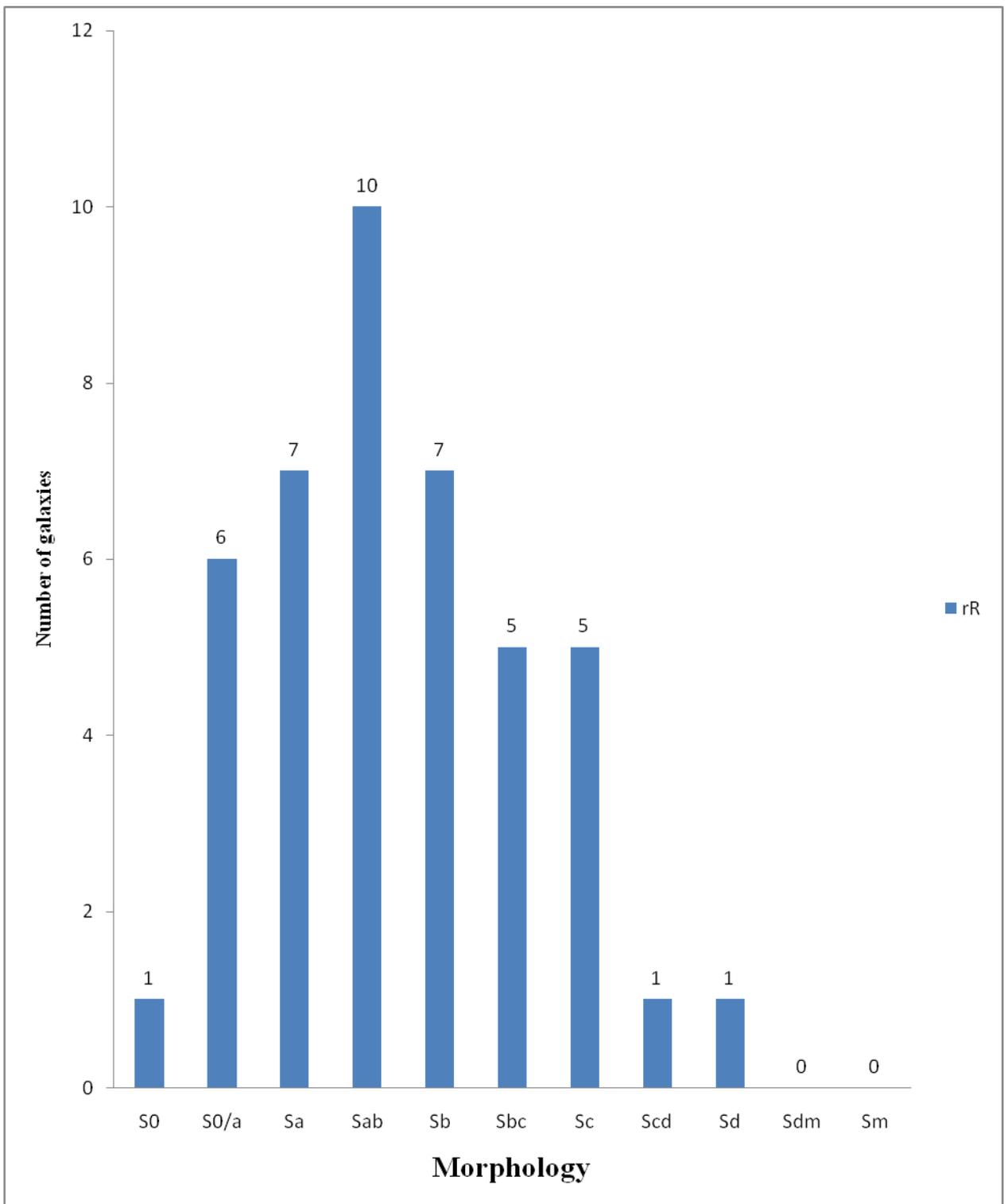


Рис.16. Распределение лопсайдных галактик с внутренними и внешними кольцевыми структурами (rR).

В гистограммы на Рис. 14, 15 и 16 рассмотрены лопсайдальные галактики только с кольцевыми структурами. Если эти гистограммы сопоставить с гистограммой на Рис. 10, то можно увидеть схожесть вида распределения. Но

гистограмма на Рис. 14 смещен в правую сторону относительно на Рис. 10. И остальных гистограммах (Рис.15 и 16) также существуют смещенность относительно гистограммы на Рис. 10. На рис. 10 максимум приходится на галактик с подтипом Sbc, а в гистограммах на Рис. 14, 15 и 16 максимум наблюдается на Sb, Sa, Sa соответственно.

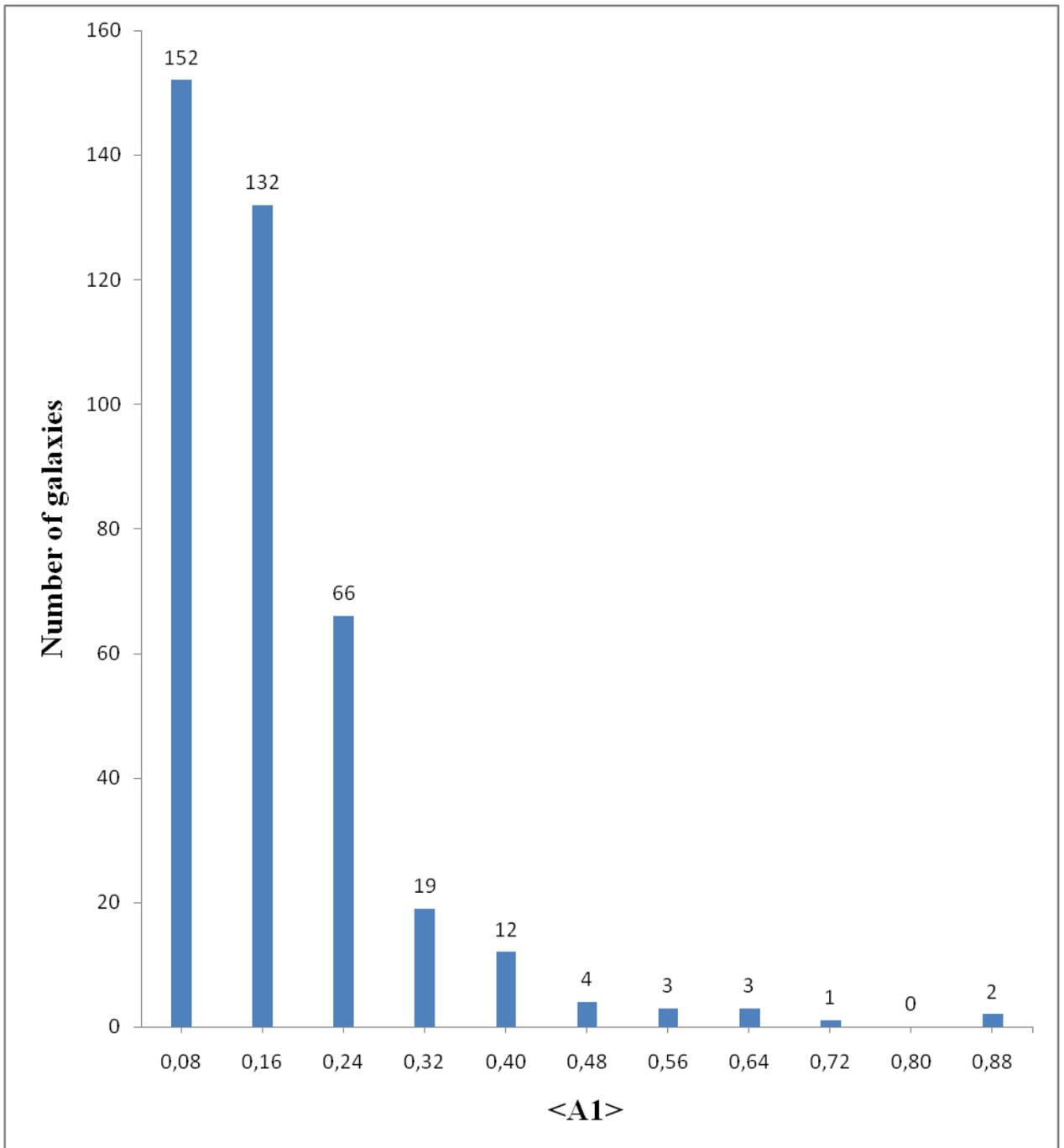


Рис.17. Гистограмма степени лопсайдности <A1>.

Гистограмма на Рис.17 показывает, что значения коэффициента $\langle A1 \rangle$ изменяются по экспоненциальному закону. Эта закономерность наблюдалась в работах авторов [4-6,10,16,37,38,40].

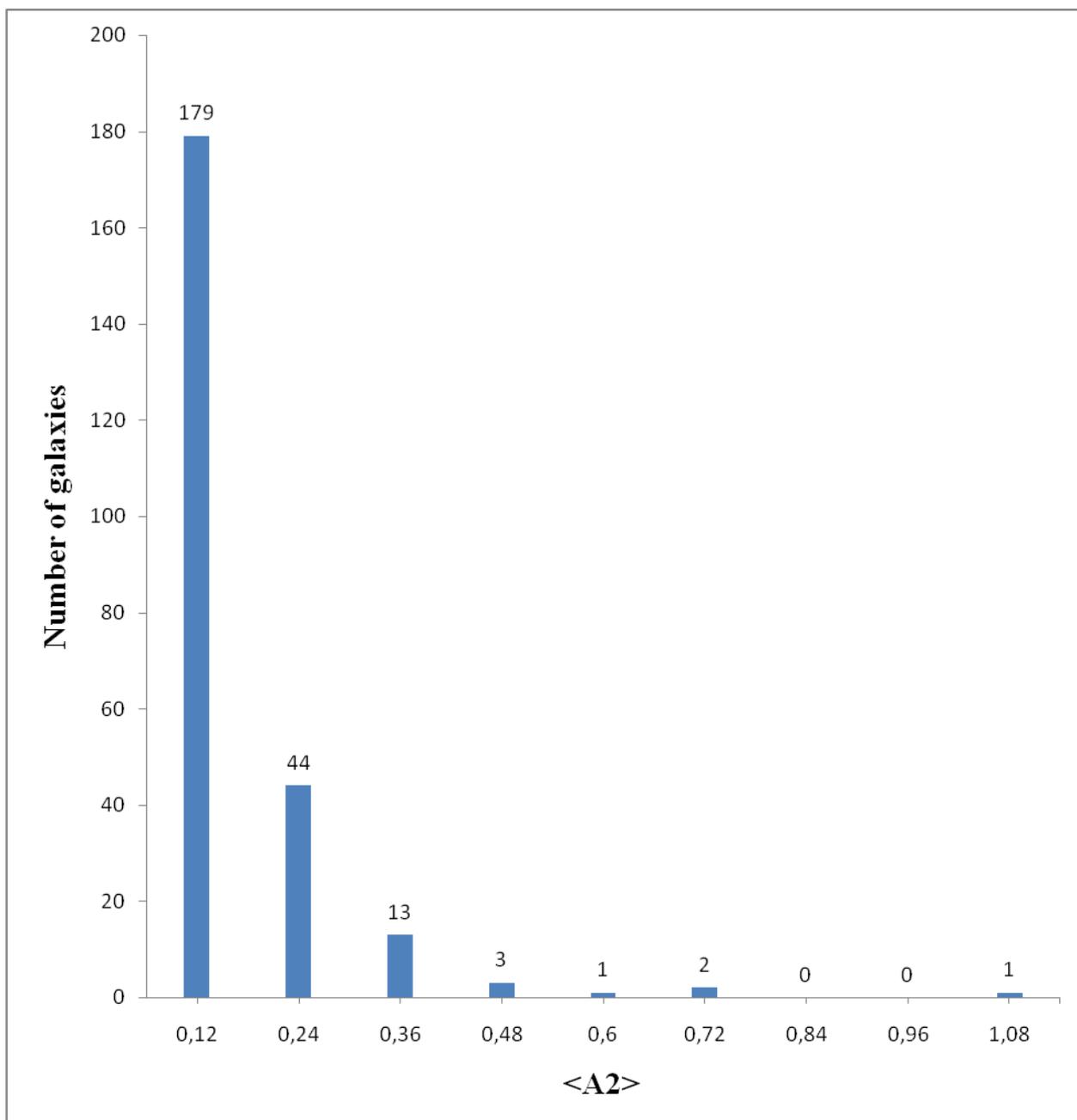


Рис.18. Гистограмма степени лопсайдности $\langle A2 \rangle$.

Гистограмма на Рис.18 повторяет гистограмму для $\langle A1 \rangle$, т.е. здесь также наблюдается экспоненциальная закономерность.

работах авторов [4-6,10,16,37,38,40].

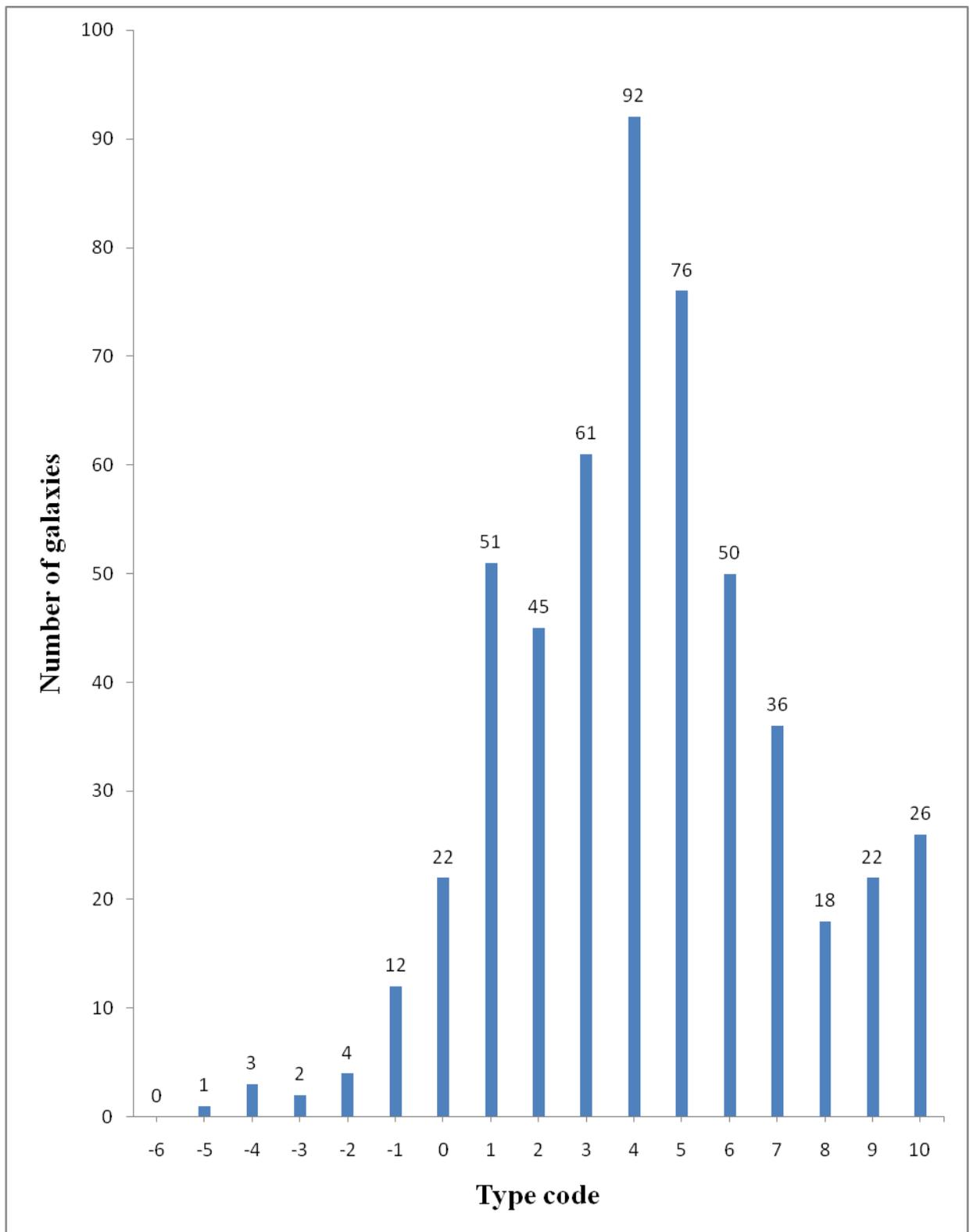


Рис.19. Гистограмма распределения лопсайдальных галактик по их тип коду.

Гистограмма на Рис.19 должна повторять закономерность на Рис.10, потому что тип код это и есть морфологический тип галактики. Но тип код более наглядно показывает возраст галактики. Из рис.19,17 можно сказать,

что лопсайдальная структура больше всего наблюдается на старых галактиках, чем у молодых.

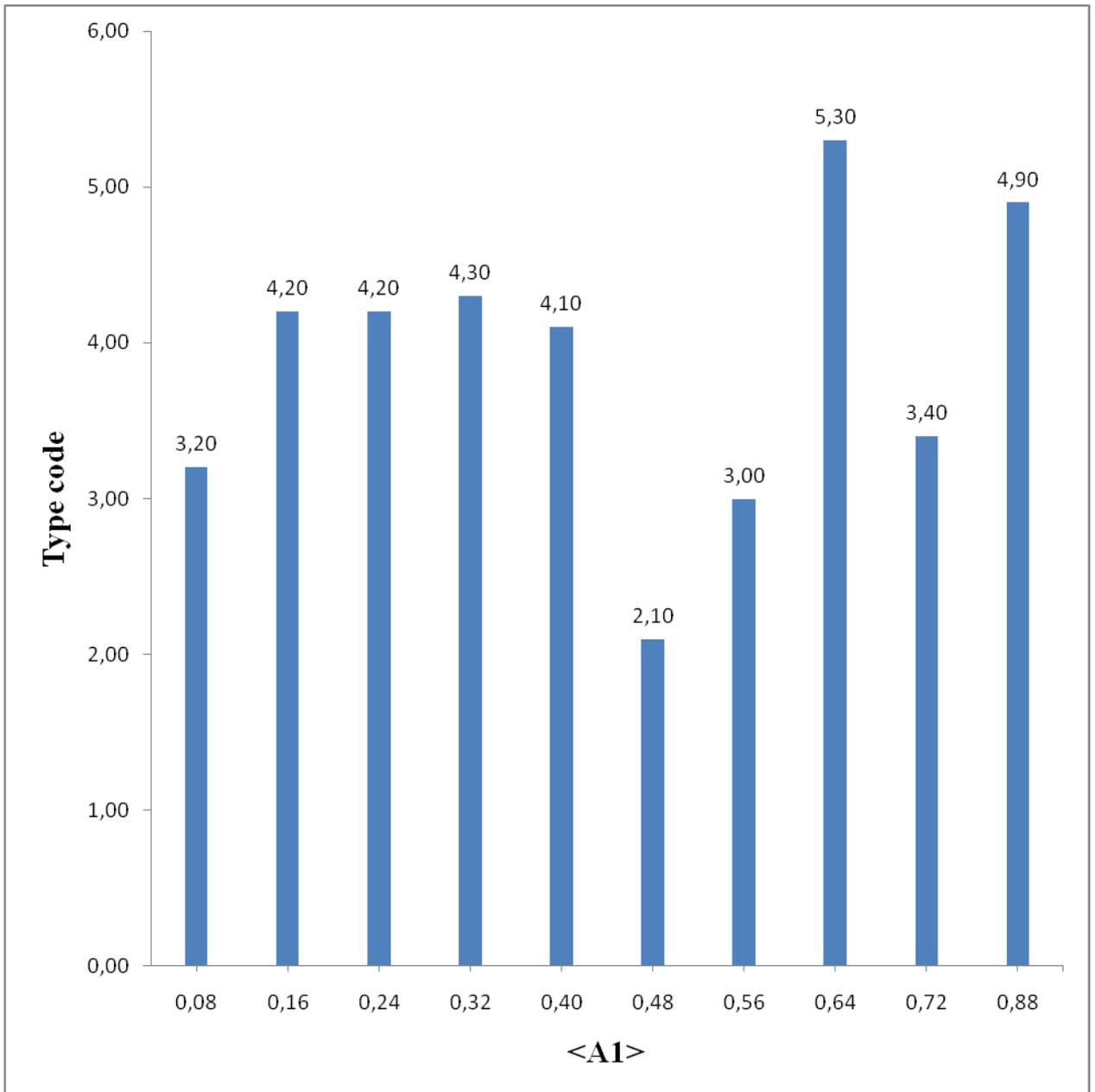


Рис.20. Гистограмма распределения коэффициента $\langle A_1 \rangle$ относительно тип кода галактик

Гистограмма на Рис.20 показывает зависимость тип кода от $\langle A_1 \rangle$. Отсюда видно, что лопсайдальная структура в основном наблюдается в старых галактиках. Наибольшее значение $\langle A_1 \rangle$ 0,64 и 0,88 приходится на галактик с тип кодом больше 5. На галактиках со степенью лопсайдности $0,16 < A_1 < 0,40$ тип кодом почти не меняется.

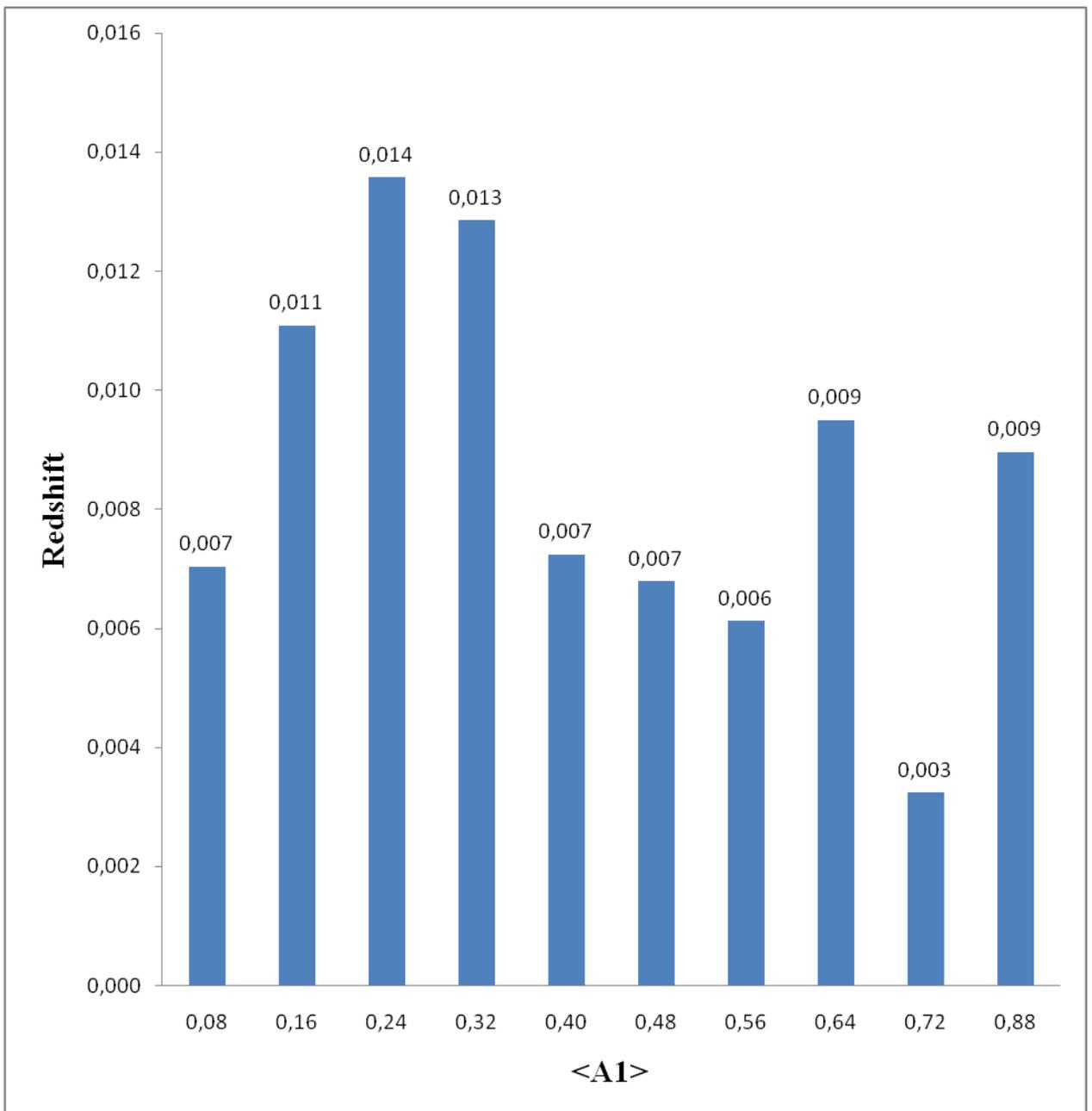


Рис.21. Гистограмма распределения коэффициента $\langle A1 \rangle$ относительно красного смещения галактик

Интересную гистограмму можно увидеть на Рис.21, где приведено распределение степени лопсайдности $\langle A1 \rangle$ относительно красного смещения галактик. До значения $\langle A1 \rangle = 0,24$ степень лопсайдности увеличивается по мере увеличения среднего расстояния до галактики. Затем эта закономерность прерывается, возможно из-за неточности определения коэффициента $\langle A1 \rangle$ в далеких галактиках.

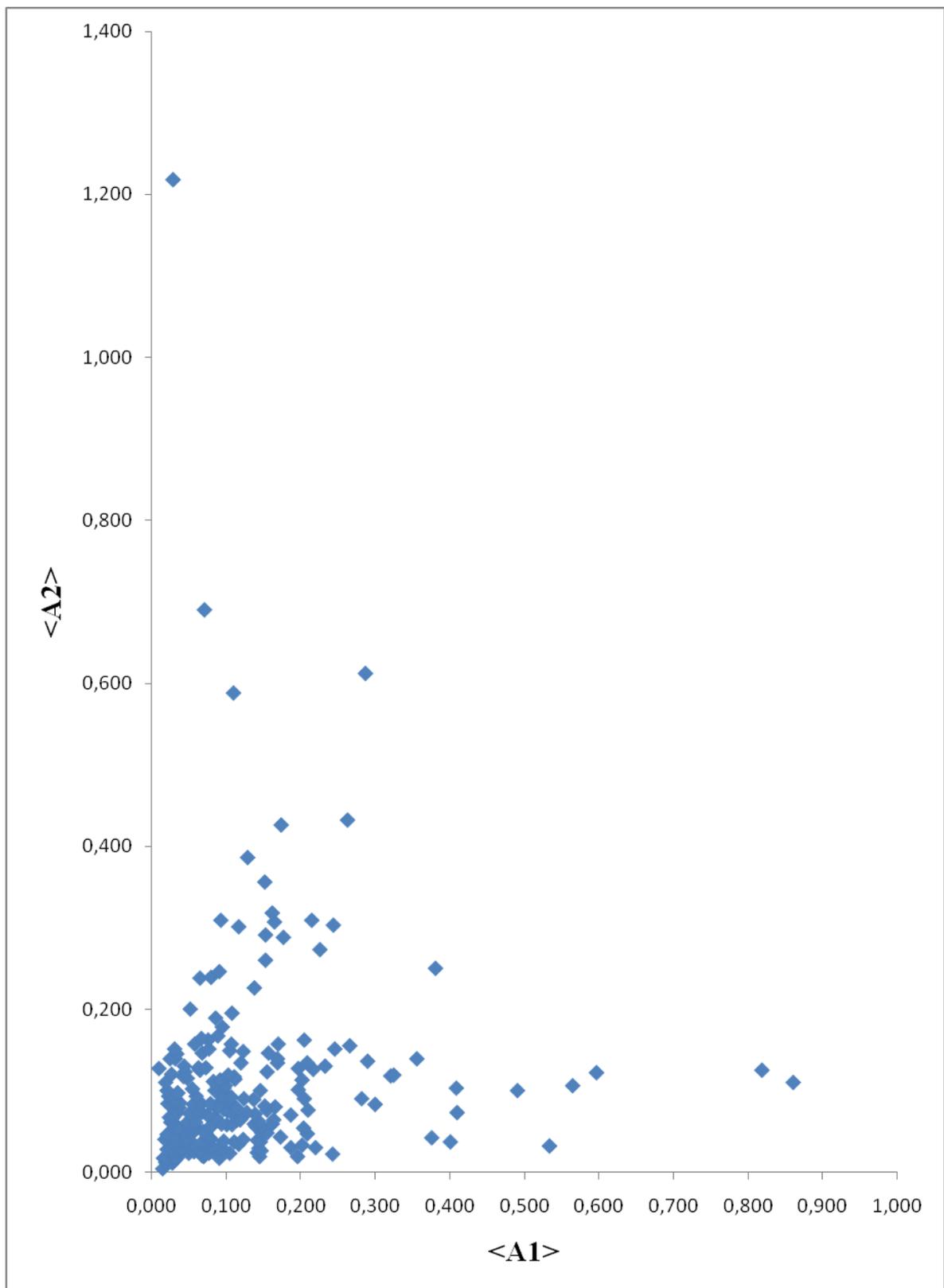


Рис.22. Амплитуды ряда Фурье $\langle A1 \rangle$ относительно $\langle A2 \rangle$.

Из гистограммы на Рис.22 видно, что амплитуды, показывающие степень лопсайдности $\langle A1 \rangle$ и $\langle A2 \rangle$ больше всего наблюдаются в

промежутке $0 \div 0,3$, а больше этого значения встречаются в значительно меньшей степени.

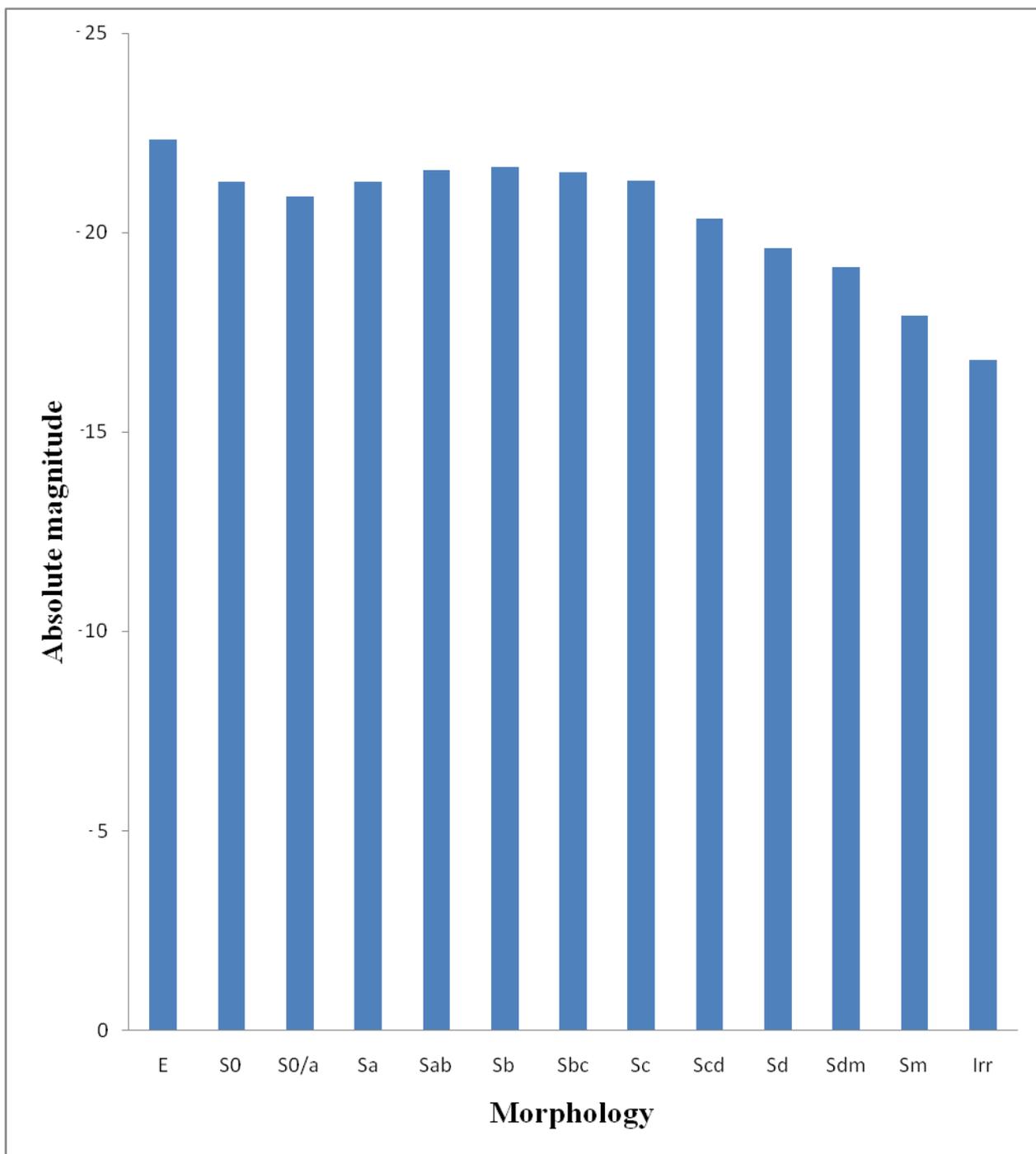


Рис.23. Гистограмма распределения абсолютной звездной величины по морфологическому типу галактик.

Гистограмма на Рис.23 показывает, что у лопсайдных галактик тоже наблюдается убывание абсолютной звездной величины по их возрасту.

§ 1.4. Обсуждение полученных результатов

На основе полученных нами гистограмм и зависимостей между параметрами лопсайдных галактик можно сказать, что лопсайдность является долго живущей и крупномасштабной структурой. Ранее это было доказано авторами работ [41] с помощью численного моделирования (Рис. 24). Из рисунка видно, что лопсайдальность не исчезает почти 15 Ггод.

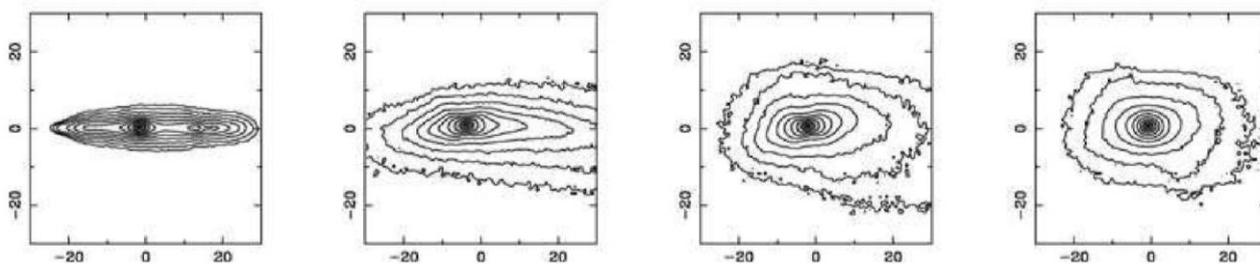


Рис.24. Лопсайдная галактика для четыре периода $T=0,8; 5,6; 9,6$ и $14,4$ Ггод.

Из гистограммы на Рис.10, Рис.11 и на Рис.20 можно сделать вывод, что явление лопсайдности встречается во всех типах галактик особенно в спиральных галактиках. По мере формирования (развития) скрученности спиральных структур лопсайдность галактики возрастает, а максимум приходится в середину этого периода. В начальном и конечном этапах своей эволюции наблюдается почти одинаковая степень лопсайдности.

Гистограммы на рис. 17 и на рис.18 повторяет закономерность других авторов [4-6,10,16,37,38,40] (Рис.8, Рис.26 и Рис.25). Отсюда видно, что по мере увеличения степени лопсайдности число галактик уменьшается по экспоненциальному закону. Галактики с меньшей степенью лопсайдности $A_1 < 0.24$ наблюдаются намного меньше, чем галактики с более асимметричной структурой. Одной из причин этого может являться взаимодействие галактик со своим карликовым спутником и слияние двух галактик соответственно.

На Рис. 21 видно, что в начале гистограммы $A1 < 0.32$ значение $\langle A1 \rangle$ почти линейно возрастает и потом резко уменьшается, возможно из-за неточности определения коэффициента $\langle A1 \rangle$ в далеких галактиках.

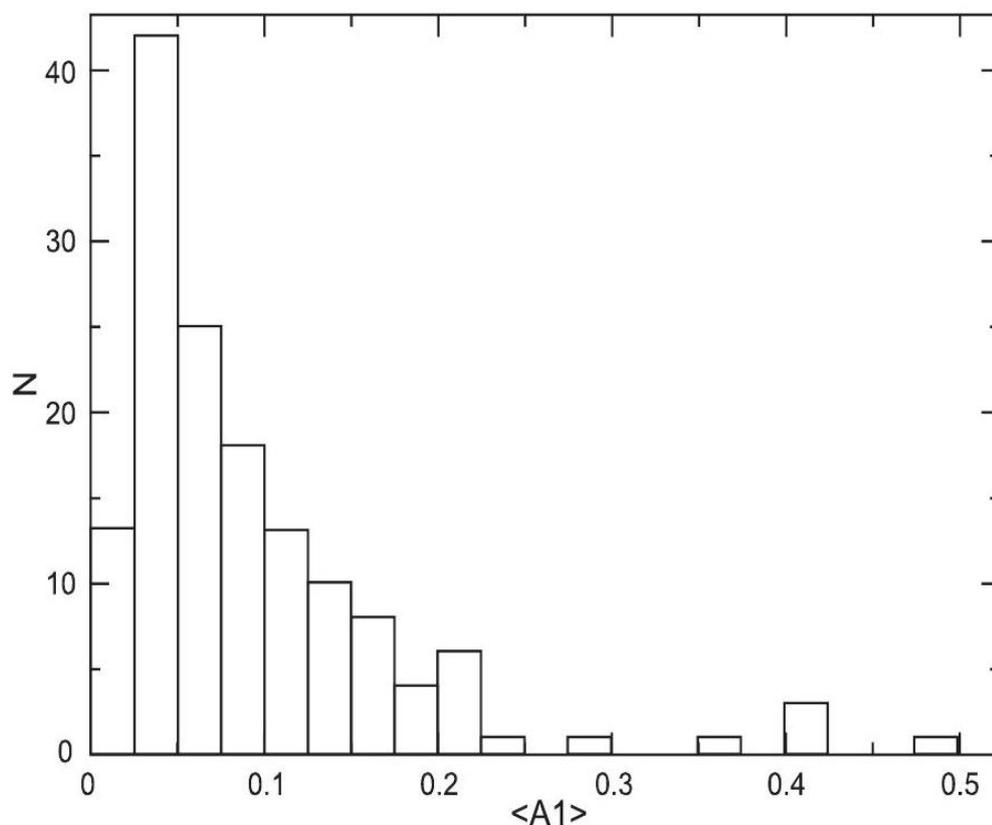


Рис.25. Гистограмма показывает распределение лопсайдности рассчитанных на 149 галактик с углом наклона $< 70^\circ$ в работе авторов [6].

Из гистограммы на Рис. 23 видно, что закономерность убывания светимости по мере возрастания их возраста также сохраняется в лопсайдальных галактиках.

Если рассмотреть лопсайдность по морфологическому типу галактик, т.е. с учетом бара и кольцевых структур, то можно увидеть, что в линзовидных и галактиках с внешними кольцами лопсайдность наблюдается меньше, а в нормальных и галактиках с внутренними кольцами наблюдается больше. Отсюда можно предполагать, что с появлением спиральных структур лопсайдальность спиральных галактик резко возрастает, а появление бара уменьшает степень лопсайдности.

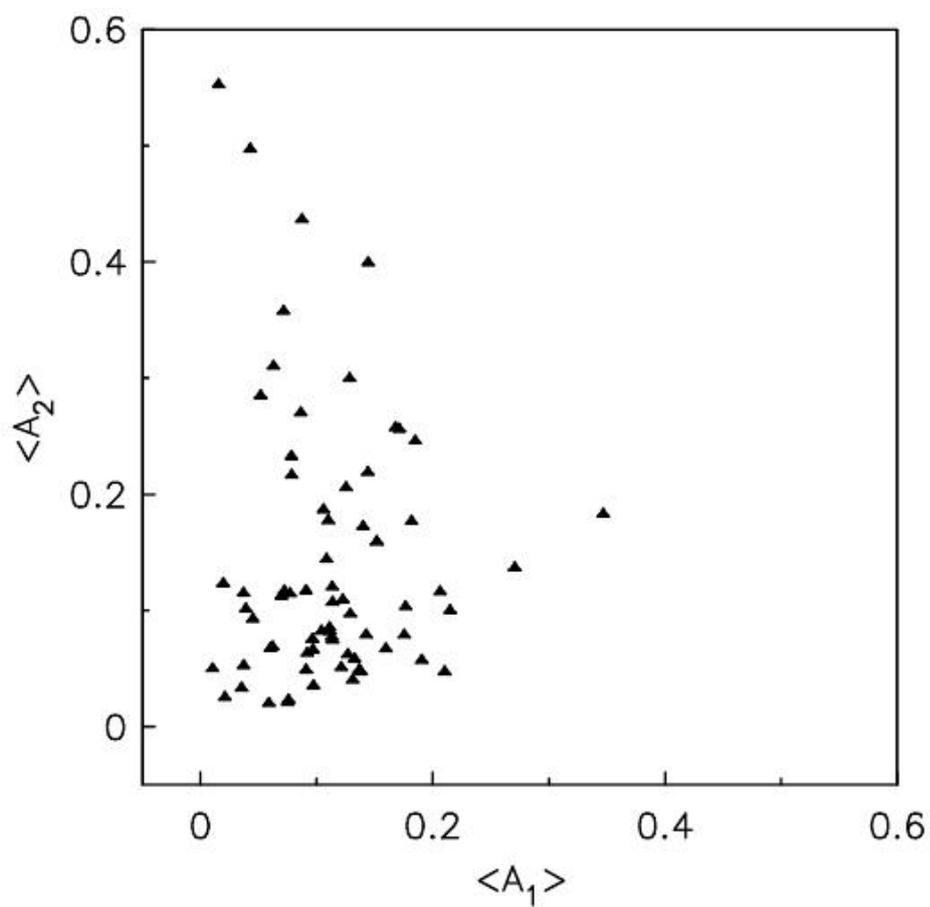


Рис.26. Амплитуды ряда Фурье $\langle A_1 \rangle$ относительно $\langle A_2 \rangle$ рассчитанных на 70 галактик с углом наклона $20^\circ < i < 75^\circ$ в работе авторов [42].

Из гистограммы на Рис.12 видно, что на три лопсайдные галактики приходится одна лопсайдальная галактика с кольцевыми структурами.

ГЛАВА II. ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЛОПСАЙДАЛЬНЫХ МОД КОЛЕБАНИЙ НА ФОНЕ АНИЗОТРОПНЫХ МОДЕЛЕЙ

§ 2.1. Нелинейно нестационарные модели с анизотропной диаграммой скоростей

При изучении нестационарных нелинейных этапов эволюции галактик на начальной бесстолкновительной стадии их формирования, например, в период коллапса протогалактик и формирования их крупномасштабных структур, когда имеют место сложные глобальные колебания, весьма важно уметь выявлять возможные виды неустойчивостей в рассматриваемых гравитирующих системах, которые могут иметь место из-за нелинейных волновых процессов, эффектов нелинейного взаимодействия или слияния галактик. (см. напр. [43-46]). Напомним, что при помощи одной только постановки теоретической задачи или численного эксперимента невозможно охватить все проблемы и проследить основные этапы их нестационарной эволюции. К тому же здесь мы имеем дело с весьма сложной теоретической постановкой задачи. Вот почему вопросы бурных нестационарных процессов в галактиках на начальной бесстолкновительной стадии их формирования, а также детали численных экспериментов до сих пор пока теоретически изучены очень мало.

Анализ ряда современных астрофизических наблюдений показывает, что крупномасштабные структуры галактик начинают формироваться именно на нелинейно нестационарной стадии их эволюции, когда еще продолжают процессы гравитационного коллапса среды, их радиальные и нерадиальные глобальные колебания и др. В исследовании нелинейно нестационарной стадий эволюции галактик весьма важную роль играет анализ проблемы построения их точных аналитически решаемых моделей, позволяющих не только описать математически исходные состояния, но и изучать их устойчивость, накладывая необходимые типы возмущений. Такой

подход возможен далеко не всегда. Но, в некоторых случаях, когда это удастся сделать, можно войти в мир нелинейных явлений, с уверенностью проверить детали численного эксперимента и сделать новые шаги в конкретных астрофизических проблемах. Отметим, что, к сожалению, для изучения особенности формирования галактик и их крупномасштабных структур, и тем более ранней стадии эволюции и соответствующих начальных условий в момент начала бесдиссипативного коллапса, недостаточны компьютерные расчеты, основанные на численных экспериментах, так как при них трудно выявить ряд нелинейных эффектов ранней стадии эволюции, а также причины и механизмы, приводящие к наблюдаемой форме галактик и их подсистем. Вот почему имеется острая необходимость в развитии аналитических методов путем построения конкретных нестационарных моделей.

Как известно, при построении точно решаемых нелинейных моделей, математическая задача сводится к решению следующей системы дифференциальных уравнений Больцмана -Пуассона:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial \Psi}{\partial \vec{r}} + \frac{\partial \Phi}{\partial \vec{r}} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial \vec{v}} = 0, \quad (2.1)$$

$$\Delta \Phi = - 4 \pi \mathbf{G} \sigma, \quad (2.2)$$

где

$$\sigma(\vec{r}, t) = \iint \Psi \, dv_{\vec{r}} \, dv_{\perp}. \quad (2.3)$$

Здесь Δ – оператор Лапласа, $\Psi(\vec{r}, \vec{v}, t)$ – функция фазовой плотности. Уравнение Больцмана – нелинейное, а уравнение Пуассона – интегро-

дифференциальное. Методов решения данной системы уравнений в рамках нелинейно-нестационарной модели, естественно, не существует. С другой стороны, не всякое решение этого уравнения допускает теоретический анализ его устойчивости. Вот почему имеет смысл обобщать известные равновесные решения для конкретных бесстолкновительных самогравитирующих систем (СС) с учетом того или иного характерного типа глобальной нестационарности. А одним из главных видов последней является, прежде всего, глобальные радиальные движения системы в целом. Именно такое обобщение модели Бисноватого – Когана – Зельдовича выполнено впервые Нуритдиновым в работе [47], где дана фазовая плотность этой нестационарной модели дисковых СС в виде

$$\Psi_i(r, v_r, v_\perp, t) = \frac{\sigma_0}{2\pi\Pi\sqrt{1-\Omega^2}} \left[\frac{1-\Omega^2}{\dot{I}^2} \left(1 - \frac{r^2}{\dot{I}^2} \right) - (v_r - v_a)^2 - (v_\perp - v_b)^2 \right]^{-1/2} \chi(R-r), (2.4)$$

удовлетворяющая уравнению (2.1) при квадратичном потенциале $\Phi(r, t)$ соответствующая поверхностная плотность диска равна

$$\sigma(\bar{r}, t) = \frac{\sigma_0}{\dot{I}^2} \sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}}, \quad R(t) = R_0\Pi(t) \quad (2.5)$$

Здесь $\sigma_0 = \sigma(0; 0)$, функция $\Pi(t)$ имеет смысл коэффициента растяжения системы и

$$\Pi(t) = \frac{1 + \lambda \cos \psi}{1 - \lambda^2}, \quad t = \frac{\psi + \lambda \sin \psi}{(1 - \lambda^2)^{3/2}}, \quad (2.6)$$

χ - функция Хевисайда, ψ - вспомогательная переменная, величина Ω - безразмерный параметр, характеризующий степень твердотельного вращения диска $0 \leq \Omega \leq 1$, а параметр $\lambda = 1 - \left(\frac{2T}{|U|} \right)_0$ точно выражается через значения вириального отношения в момент времени $t=0$, т.е. при $\lambda = 0$ мы имеем равновесный диск авторов работы [48]. В нестационарной модели (2.4) $0 \leq \lambda \leq 1$, v_r и v_\perp - радиальная и тангенциальная компоненты скорости «частицы» с координатой $\vec{r}(x, y)$, модуль которой просто выражается с соответствующей равновесной координатой r_0 в виде $r = \Pi(t) \cdot r_0$. Наконец, в (2.4)

$$v_{\dot{a}} = -\lambda \frac{r \sin \psi}{\sqrt{1 - \lambda^2 \dot{t}^2}}, \quad v_b = \frac{\Omega r}{\dot{t}^2} \quad (2.7)$$

причем принята известная нормировка $\pi^2 G \sigma_0 = 2R_0$, где радиус равновесного диска R_0 везде принимается равным 1. Отметим также, что нелинейно нестационарная модель (2.4) совершает строгие радиальные колебания с периодом

$$P(\lambda) = \frac{2\pi}{(1 - \lambda^2)^{3/2}}. \quad (2.8)$$

Из (2.4) также видно, что диаграммы скоростей равновесной и неравновесной моделей являются изотропной. С помощью (2.4) автор [49]

также построил одну анизотропную нелинейную модель самогравитирующего диска

$$\Psi_a = \frac{\sigma_0}{\pi} \left[1 + \Omega \cdot \begin{pmatrix} xv_y - yv_x \\ \end{pmatrix} \right] \cdot \chi \left(\left(1 - r^2 / \bar{I}^2 \right) \left(1 - \bar{I}^2 v_{\perp}^2 \right) - \bar{I}^2 (v_r - v_a)^2 \right). \quad (2.9)$$

Им получены впервые нестационарные аналоги дисперсионных уравнений (НАДУ) для секториальных и тессеральных мод колебаний [50]. В рамках секториальных мод колебаний автором изучена бар-мода и получен точный критерий формирования SB-галактик.

Однако теория устойчивости точных, аналитически решаемых моделей всегда требует их усовершенствования и обобщения на более сложные случаи (см., например, [48,51,52]). Из ранее построенных двух (2.4) и (2.9) нелинейно нестационарных моделей диска одна имеет чисто изотропную диаграмму скоростей, что относится явно к идеальному случаю, а эффект анизотропии до сих пор не исследован отдельно. Учитывая, что направление исследования устойчивости нестационарных в исходном состоянии нелинейных моделей самогравитирующих дискообразных систем является сравнительно молодым и, главное, весьма перспективным. Исходя из этого в работе [53] построена обобщенная (или специальная серия) анизотропная модель,

$$\Psi_a = C_{\alpha\beta} \frac{\sigma_0}{2\pi} \chi^{(D)} \sum_{n=0}^{\beta} \sum_{j=0}^{2\alpha+2n} \frac{(-1)^n \beta!}{n!(\beta-n)!} \binom{2\alpha+2n}{j} (r v_{\perp})^j (\sqrt{D})^{2\alpha+2n-j} T_{nj}, \quad (2.10)$$

рассматривая весовую функцию $\rho(\Omega)$ в более общем виде

$$\rho(\Omega) = C_{\alpha\beta} \Omega^{2\alpha} \left(1 - \Omega^2\right)^{\frac{2\beta+1}{2}}, \quad (2.11)$$

где

$$T_{nj} = \frac{(2\alpha + 2n - j - 1)!! \cdot g}{(2\alpha + 2n - j)!!}, \quad (2.12)$$

причем $g = \pi/2$ для четных j и $g = 0$ для нечетных j . А также здесь требуется выполнение условия

$$D = 1 - \frac{\mathbf{r}^2}{\Pi^2} + \mathbf{v}_{\perp}^2 \left(\mathbf{r}^2 - \Pi^2 \right) - \Pi^2 (\mathbf{v}_{\perp} - \mathbf{v}_{\mathbf{a}})^2 > 0. \quad (2.13)$$

Так как данная функция D представляет собой дискриминант квадратного уравнения относительно Ω , составленного при помощи приравнивания нулю выражения, стоящего в квадратной скобке в формуле (2.4), условие (2.13) задает область фактического интегрирования по параметру вращения.

Таким образом, в формуле (2.10) задавая конкретные значения для параметров α и β , мы получаем соответствующую нелинейно нестационарную дисковую модель с анизотропной диаграммой скоростей. Например, при $\alpha=0, \beta=0$ мы имеем

$$\Psi_{\mathbf{a}} = \frac{\sigma_0}{\pi} \cdot \chi(\mathbf{D}), \quad (2.14)$$

а когда $\alpha=0, \beta=1$ получаем следующую анизотропную модель

$$\Psi_{\mathbf{a}} = \frac{2\sigma_0}{3\pi} \left\{ 1 + \frac{\mathbf{r}^2}{\mathbf{i}^2} + \mathbf{i}^2 \left[(\mathbf{v}_{\mathbf{r}} - \mathbf{v}_{\mathbf{a}})^2 + \mathbf{v}_{\perp}^2 \right] - 3\mathbf{r}^2 \mathbf{v}_{\perp}^2 \right\} \chi(\mathbf{D}). \quad (2.15)$$

Если $\alpha=2$, $\beta=0$, тогда

$$\Psi_{\mathbf{a}} = \frac{\sigma_0}{\pi} \left(3\mathbf{D}^2 + 24\mathbf{D} \cdot \mathbf{r}^2 \mathbf{v}_{\perp}^2 + 8\mathbf{r}^4 \mathbf{v}_{\perp}^4 \right) \chi(\mathbf{D}) \quad (2.16)$$

и т.д.

Надо отметить, что построенные анизотропные модели (2.14) – (2.16) ближе к реальным исходным состояниям, чем изотропная модель (2.4), но, несмотря на это, пока очень рано искать непосредственные связи и сравнения этих моделей с конкретными нелинейно неравновесными СС на их ранней стадии эволюции из-за отсутствия данных наблюдений для ряда их физических параметров и не изученности проблем наблюдения начальных стадий эволюции. Поэтому сегодня весьма актуально построение новой модели нелинейно нестационарных стадий эволюции, в частности, дискообразных самогравитирующих систем (ДСС) и поиск гравитационных неустойчивостей на этих ранних стадиях их эволюции.

§ 2.2. Нестационарные дисперсионные уравнения лопсайдалных мод колебаний

Теперь налагая малое возмущение на нелинейные нестационарные модели (2.4), (2.9) и (2.10) можно изучать проблемы их гравитационной неустойчивости относительно конкретных мод возмущений. Это необходимо для определения условия формирования той или иной наблюдаемой

структуры ДСС, т.е. нахождения точных критериев их формирования. Для анализа и нахождения критериев неустойчивостей нелинейно нестационарных моделей относительно рассматриваемых мод необходим вывод соответствующего им нестационарного аналога дисперсионного уравнения (НАДУ).

Анализ картины «лопсайдности» показывает, что данное явление объяснимо неустойчивостью мод возмущений с азимутальным волновым числом $m=1$. Соответствующие значения радиального волнового числа N могут быть равны 1; 3; 5; 7 и т.д. Моды возмущений $N=1; 3$ и 5 при фиксированном $m=1$ изучены в работах [53-55] для нестационарных моделей (2.4), (2.9) и (2.10), в частности, показано, что мода с $N=1$ связана со смещением всей системы как целого и является полностью устойчивой как в случае стационарной модели [56]. А лопсайдальная мода $m=1, N=7$ исследована только на фоне изотропной модели (2.4). В настоящей работе мы продолжили это исследование, и рассматривали проблему неустойчивости моды $m=1, N=7$ на фоне нелинейно нестационарных анизотропных моделей (2.20). НАДУ для анизотропных моделей легче всего вывести при помощи усреднения НАДУ изотропной модели (2.4) по Ω с весовой функцией (2.11). НАДУ для моды (1;7) на фоне изотропной модели выведено в работе [47]:

$$\Lambda_{\zeta \tau}(\psi) = \frac{35}{1024} Q(\psi) \cdot (\lambda + \cos \psi)^{6-\tau} \sin^{\tau} \psi, \quad \tau = \overline{0-6}, \quad (2.17)$$

где оператор

$$\Lambda = (1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{d}{d\psi} + 1,$$

а функция $Q(\psi)$ имеет следующий вид

$$\begin{aligned}
\mathbf{Q}(\psi) = & \left(275 \mathbf{f}_1^6 \cos^6 \psi - \mathbf{f}_2 \cos^5 \psi \cdot \sin \psi + \mathbf{f}_3 \cos^4 \psi \cdot \sin^2 \psi - \mathbf{f}_4 \cos^3 \psi \cdot \sin^3 \psi + \right. \\
& + \mathbf{f}_5 \cos^2 \psi \cdot \sin^4 \psi - \mathbf{f}_6 \cos \psi \cdot \sin^5 \psi + \mathbf{f}_7 \sin^6 \psi \left. \right) \zeta_0(\psi) + \left[1650 \mathbf{f}_1^6 \cos^5 \psi \cdot \sin \psi + \right. \\
& + \mathbf{f}_2 \left(\mathbf{q}_1 \cos^5 \psi - 5 \cos^4 \psi \cdot \sin \psi \right) + 2\mathbf{f}_3 \left(2 \cos^3 \psi \cdot \sin^3 \psi - \mathbf{q}_1 \cos^4 \psi \cdot \sin \psi \right) + 3\mathbf{f}_4 \cdot \\
& \cdot \left(\mathbf{q}_1 \cos^3 \psi \cdot \sin^2 \psi - \cos^2 \psi \cdot \sin^4 \psi \right) + 2\mathbf{f}_5 \left(\cos \psi \cdot \sin^5 \psi - 2\mathbf{q}_1 \cos^2 \psi \cdot \sin^3 \psi \right) + \\
& + \mathbf{f}_6 \left(5\mathbf{q}_1 \cos \psi \cdot \sin^4 \psi - \sin^6 \psi \right) - 6\mathbf{f}_7 \mathbf{q}_1 \sin^5 \psi \left. \right] \zeta_1(\psi) + \left[4125 \mathbf{f}_1^6 \cos^4 \psi \cdot \sin^2 \psi + \right. \\
& + 5\mathbf{f}_2 \left(\mathbf{q}_1 \cos^4 \psi \cdot \sin \psi - 2 \cos^3 \psi \cdot \sin^3 \psi \right) + \mathbf{f}_3 \left(\mathbf{q}_1^2 \cos^4 \psi + 6 \cos^2 \psi \cdot \sin^4 \psi - \right. \\
& - 8\mathbf{q}_1 \cos^3 \psi \cdot \sin^2 \psi \left. \right) + 3\mathbf{f}_4 \left(3\mathbf{q}_1 \cos^2 \psi \cdot \sin^3 \psi - \cos \psi \cdot \sin^5 \psi - \mathbf{q}_1^2 \cos^3 \psi \cdot \sin \psi \right) + \\
& + \mathbf{f}_5 \left(6\mathbf{q}_1^2 \cos^2 \psi \cdot \sin^2 \psi - 8\mathbf{q}_1 \cos \psi \cdot \sin^4 \psi + \sin^6 \psi \right) + 5\mathbf{f}_6 \left(\mathbf{q}_1 \sin^5 \psi - 2\mathbf{q}_1^2 \cos \psi \cdot \sin^3 \psi + \right. \\
& + 15 \mathbf{f}_7 \mathbf{q}_1^2 \sin^4 \psi \left. \right] \zeta_2(\psi) + \left[5500 \mathbf{f}_1^6 \cos^3 \psi \cdot \sin^3 \psi + 10 \mathbf{f}_2 \left(\mathbf{q}_1 \cos^3 \psi \cdot \sin^2 \psi - \cos^2 \psi \cdot \sin^4 \psi \right) + \right. \\
& + 4\mathbf{f}_3 \left(\mathbf{q}_1^2 \cos^3 \psi \cdot \sin \psi - 3\mathbf{q}_1 \cos^2 \psi \cdot \sin^3 \psi + \cos \psi \cdot \sin^5 \psi \right) + \mathbf{f}_4 \left(9\mathbf{q}_1 \cos \psi \cdot \sin^4 \psi - \sin^6 \psi - \right. \\
& - 9\mathbf{q}_1^2 \cos^2 \psi \cdot \sin^2 \psi + \mathbf{q}_1^3 \cos^3 \psi \left. \right) + 4\mathbf{f}_5 \left(3\mathbf{q}_1^2 \cos \psi \cdot \sin^3 \psi - \mathbf{q}_1^3 \cos^2 \psi \cdot \sin \psi - \mathbf{q}_1 \sin^5 \psi \right) + \\
& + 10 \mathbf{f}_6 \left(\mathbf{q}_1^3 \cos \psi \cdot \sin^2 \psi - \mathbf{q}_1^2 \sin^4 \psi \right) - 20 \mathbf{f}_7 \mathbf{q}_1^3 \sin^3 \psi \left. \right] \zeta_3(\psi) + \left[4125 \mathbf{f}_1^6 \cos^2 \psi \cdot \sin^4 \psi + \right. \\
& + 5\mathbf{f}_2 \left(2\mathbf{q}_1 \cos^2 \psi \cdot \sin^3 \psi - \cos \psi \cdot \sin^5 \psi \right) + \mathbf{f}_3 \left(6\mathbf{q}_1^2 \cos^2 \psi \cdot \sin^2 \psi - 8\mathbf{q}_1 \cos \psi \cdot \sin^4 \psi + \sin^6 \psi \right) + \\
& + 3\mathbf{f}_4 \left(\mathbf{q}_1 \sin^5 \psi - 3\mathbf{q}_1^2 \cos \psi \cdot \sin^3 \psi + \mathbf{q}_1^3 \cos^2 \psi \cdot \sin \psi \right) + \mathbf{f}_5 \left(\mathbf{q}_1^4 \cos^2 \psi - 8\mathbf{q}_1^3 \cos \psi \cdot \sin^2 \psi + \right. \\
& + 6\mathbf{q}_1^2 \sin^4 \psi \left. \right) + 5\mathbf{f}_6 \left(2\mathbf{q}_1^3 \sin^3 \psi - \mathbf{q}_1^4 \cos \psi \cdot \sin \psi \right) + 15 \mathbf{f}_7 \mathbf{q}_1^4 \sin^2 \psi \left. \right] \zeta_4(\psi) + \left[1650 \mathbf{f}_1^6 \cos \psi \cdot \sin^5 \psi + \right. \\
& + \mathbf{f}_2 \left(5\mathbf{q}_1 \cos \psi \cdot \sin^4 \psi - \sin^6 \psi \right) + 2\mathbf{f}_3 \left(2\mathbf{q}_1^2 \cos \psi \cdot \sin^3 \psi - \mathbf{q}_1 \sin^5 \psi \right) + 3\mathbf{f}_4 \left(\mathbf{q}_1^3 \cos \psi \cdot \sin^2 \psi - \right. \\
& - \mathbf{q}_1^2 \sin^4 \psi \left. \right) + 2\mathbf{f}_5 \left(\mathbf{q}_1^4 \cos \psi \cdot \sin \psi - 2\mathbf{q}_1^3 \sin^3 \psi \right) + \mathbf{f}_6 \left(\mathbf{q}_1^5 \cos \psi - 5\mathbf{q}_1^4 \sin^2 \psi \right) - 6\mathbf{f}_7 \mathbf{q}_1^5 \sin \psi \left. \right] \zeta_5(\psi) + \\
& + \left[275 \mathbf{f}_1^6 \sin^6 \psi + \mathbf{f}_2 \mathbf{q}_1 \sin^5 \psi + \mathbf{f}_3 \mathbf{q}_1^2 \sin^4 \psi + \mathbf{f}_4 \mathbf{q}_1^3 \sin^3 \psi + \mathbf{f}_5 \mathbf{q}_1^4 \sin^2 \psi + \mathbf{f}_6 \mathbf{q}_1^5 \sin \psi + \mathbf{f}_7 \mathbf{q}_1^6 \right] \zeta_6(\psi).
\end{aligned}$$

Причем

$$\zeta_\tau(\psi) = \int_{-\infty}^{\psi} \left(1 + \lambda \cos \psi_1 \right)^3 \mathbf{S}(\psi, \psi_1) \mathbf{A}_{17}(\psi_1) (\lambda + \cos \psi_1)^{6-\tau} (\sin \psi_1)^\tau d\psi_1,$$

$$\mathbf{f}_1 = \mathbf{h}_1; \quad \mathbf{f}_2 = (270 i\Omega - 1650 c) \sqrt{\mathbf{q}_2} \mathbf{f}_1^7; \quad \mathbf{b}_3 = \left(4125 c^2 + 2115 \Omega^2 - 1560 - 1350 ic \Omega \right) \mathbf{q}_2 \mathbf{f}_1^8;$$

$$f_4 = \left(6240 c - 8460 c \Omega^2 - 5500 c^3 + 1980 i \Omega^3 - 1440 i \Omega + 2700 ic^2 \Omega \right) q_2^{3/2} f_1^9;$$

$$f_5 = \left(1104 - 3888 \Omega^2 + 3069 \Omega^4 - 9360 c^2 + 12690 c^2 \Omega^2 + 4125 c^4 + 4320 ic \Omega - 2700 ic^3 \Omega - 5940 ic \Omega^3 \right) q_2^2 f_1^{10};$$

$$f_6 = \left(6240 c^3 + 1350 ic^4 \Omega - 1650 c^5 - 8460 c^3 \Omega^2 - 6138 c \Omega^4 + 7776 c \Omega^2 - 2208 c + 5940 ic^2 \Omega^3 - 4320 ic^2 \Omega + 2574 i \Omega^5 - 3168 i \Omega^3 + 864 i \Omega \right) q_2^{5/2} f_1^{11};$$

$$f_7 = \left(275 c^6 + 2115 c^4 \Omega^2 - 1560 c^4 + 3069 c^2 \Omega^4 - 3888 c^2 \Omega^2 + 1104 c^2 + 429 \Omega^6 - 792 \Omega^4 + 432 \Omega^2 - 64 - 270 ic^5 \Omega - 1980 ic^3 \Omega^3 + 1440 ic^3 \Omega - 2574 ic \Omega^5 + 3168 ic \Omega^3 - 864 ic \Omega \right) q_2^3 f_1^{12};$$

Остальные обозначения приведены в работе [53]. Теперь умножим (2.17) на функцию (2.11) и проинтегрируем результат по Ω в интервале от -1 до $+1$. Таким образом, получим искомое НАДУ для моды (1;7) на фоне анизотропных моделей (2.10):

$$\Lambda_{\zeta \tau}(\psi) = \frac{35}{1024} \mathbf{W}(\psi) \cdot (\lambda + \cos \psi)^{6-\tau} \sin^\tau \psi, \quad \tau = \overline{0-6}, \quad (2.18)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{W}(\psi) = & \left(275 \mathbf{p}_1^6 \cos^6 \psi - \mathbf{p}_2 \cos^5 \psi \cdot \sin \psi + \mathbf{p}_3 \cos^4 \psi \cdot \sin^2 \psi - \mathbf{p}_4 \cos^3 \psi \cdot \sin^3 \psi + \right. \\ & \left. + \mathbf{p}_5 \cos^2 \psi \cdot \sin^4 \psi - \mathbf{p}_6 \cos \psi \cdot \sin^5 \psi + \mathbf{p}_7 \sin^6 \psi \right) \zeta_0(\psi) + \left[1650 \mathbf{p}_1^6 \cos^5 \psi \cdot \sin \psi + \right. \\ & \left. + \mathbf{p}_2 \left(\mathbf{q}_1 \cos^5 \psi - 5 \cos^4 \psi \cdot \sin \psi \right) + 2 \mathbf{p}_3 \left(2 \cos^3 \psi \cdot \sin^3 \psi - \mathbf{q}_1 \cos^4 \psi \cdot \sin \psi \right) + 3 \mathbf{p}_4 \cdot \right. \\ & \left. \cdot \left(\mathbf{q}_1 \cos^3 \psi \cdot \sin^2 \psi - \cos^2 \psi \cdot \sin^4 \psi \right) + 2 \mathbf{p}_5 \left(\cos \psi \cdot \sin^5 \psi - 2 \mathbf{q}_1 \cos^2 \psi \cdot \sin^3 \psi \right) + \right. \\ & \left. + \mathbf{p}_6 \left(5 \mathbf{q}_1 \cos \psi \cdot \sin^4 \psi - \sin^6 \psi \right) - 6 \mathbf{p}_7 \mathbf{q}_1 \sin^5 \psi \right] \zeta_1(\psi) + \left[4125 \mathbf{p}_1^6 \cos^4 \psi \cdot \sin^2 \psi + \right. \\ & \left. + 5 \mathbf{p}_2 \left(\mathbf{q}_1 \cos^4 \psi \cdot \sin \psi - 2 \cos^3 \psi \cdot \sin^3 \psi \right) + \mathbf{p}_3 \left(\mathbf{q}_1^2 \cos^4 \psi + 6 \cos^2 \psi \cdot \sin^4 \psi - \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - 8\mathbf{q}_1 \cos^3 \psi \cdot \sin^2 \psi \Big) + 3\mathbf{p}_4 \Big(3\mathbf{q}_1 \cos^2 \psi \cdot \sin^3 \psi - \cos \psi \cdot \sin^5 \psi - \mathbf{q}_1^2 \cos^3 \psi \cdot \sin \psi \Big) + \\
& + \mathbf{p}_5 \Big(6\mathbf{q}_1^2 \cos^2 \psi \cdot \sin^2 \psi - 8\mathbf{q}_1 \cos \psi \cdot \sin^4 \psi + \sin^6 \psi \Big) + 5\mathbf{p}_6 \Big(\mathbf{q}_1 \sin^5 \psi - 2\mathbf{q}_1^2 \cos \psi \cdot \sin^3 \psi + \\
& + 15\mathbf{p}_7 \mathbf{q}_1^2 \sin^4 \psi \Big] \zeta_2(\psi) + \Big[5500 \mathbf{p}_1^6 \cos^3 \psi \cdot \sin^3 \psi + 10\mathbf{p}_2 \Big(\mathbf{q}_1 \cos^3 \psi \cdot \sin^2 \psi - \cos^2 \psi \cdot \sin^4 \psi \Big) + \\
& + 4\mathbf{p}_3 \Big(\mathbf{q}_1^2 \cos^3 \psi \cdot \sin \psi - 3\mathbf{q}_1 \cos^2 \psi \cdot \sin^3 \psi + \cos \psi \cdot \sin^5 \psi \Big) + \mathbf{p}_4 \Big(9\mathbf{q}_1 \cos \psi \cdot \sin^4 \psi - \sin^6 \psi - \\
& - 9\mathbf{q}_1^2 \cos^2 \psi \cdot \sin^2 \psi + \mathbf{q}_1^3 \cos^3 \psi \Big) + 4\mathbf{p}_5 \Big(3\mathbf{q}_1^2 \cos \psi \cdot \sin^3 \psi - \mathbf{q}_1^3 \cos^2 \psi \cdot \sin \psi - \mathbf{q}_1 \sin^5 \psi \Big) + \\
& + 10\mathbf{p}_6 \Big(\mathbf{q}_1^3 \cos \psi \cdot \sin^2 \psi - \mathbf{q}_1^2 \sin^4 \psi \Big) - 20\mathbf{p}_7 \mathbf{q}_1^3 \sin^3 \psi \Big] \zeta_3(\psi) + \Big[4125 \mathbf{p}_1^6 \cos^2 \psi \cdot \sin^4 \psi + \\
& + 5\mathbf{p}_2 \Big(2\mathbf{q}_1 \cos^2 \psi \cdot \sin^3 \psi - \cos \psi \cdot \sin^5 \psi \Big) + \mathbf{p}_3 \Big(6\mathbf{q}_1^2 \cos^2 \psi \cdot \sin^2 \psi - 8\mathbf{q}_1 \cos \psi \cdot \sin^4 \psi + \sin^6 \psi \Big) + \\
& + 3\mathbf{p}_4 \Big(\mathbf{q}_1 \sin^5 \psi - 3\mathbf{q}_1^2 \cos \psi \cdot \sin^3 \psi + \mathbf{q}_1^3 \cos^2 \psi \cdot \sin \psi \Big) + \mathbf{p}_5 \Big(\mathbf{q}_1^4 \cos^2 \psi - 8\mathbf{q}_1^3 \cos \psi \cdot \sin^2 \psi + \\
& + 6\mathbf{q}_1^2 \sin^4 \psi \Big) + 5\mathbf{p}_6 \Big(2\mathbf{q}_1^3 \sin^3 \psi - \mathbf{q}_1^4 \cos \psi \cdot \sin \psi \Big) + 15\mathbf{p}_7 \mathbf{q}_1^4 \sin^2 \psi \Big] \zeta_4(\psi) + \Big[1650 \mathbf{p}_1^6 \cos \psi \cdot \sin^5 \psi + \\
& + \mathbf{p}_2 \Big(5\mathbf{q}_1 \cos \psi \cdot \sin^4 \psi - \sin^6 \psi \Big) + 2\mathbf{p}_3 \Big(2\mathbf{q}_1^2 \cos \psi \cdot \sin^3 \psi - \mathbf{q}_1 \sin^5 \psi \Big) + 3\mathbf{p}_4 \Big(\mathbf{q}_1^3 \cos \psi \cdot \sin^2 \psi - \\
& - \mathbf{q}_1^2 \sin^4 \psi \Big) + 2\mathbf{p}_5 \Big(\mathbf{q}_1^4 \cos \psi \cdot \sin \psi - 2\mathbf{q}_1^3 \sin^3 \psi \Big) + \mathbf{p}_6 \Big(\mathbf{q}_1^5 \cos \psi - 5\mathbf{q}_1^4 \sin^2 \psi \Big) - 6\mathbf{p}_7 \mathbf{q}_1^5 \sin \psi \Big] \zeta_5(\psi) + \\
& + \Big[275 \mathbf{p}_1^6 \sin^6 \psi + \mathbf{p}_2 \mathbf{q}_1 \sin^5 \psi + \mathbf{p}_3 \mathbf{q}_1^2 \sin^4 \psi + \mathbf{p}_4 \mathbf{q}_1^3 \sin^3 \psi + \mathbf{p}_5 \mathbf{q}_1^4 \sin^2 \psi + \mathbf{p}_6 \mathbf{q}_1^5 \sin \psi + \mathbf{p}_7 \mathbf{q}_1^6 \Big] \zeta_6(\psi),
\end{aligned}$$

причем

$$\mathbf{p}_1 = \mathbf{h}_1; \quad \mathbf{p}_2 = -1650 \mathbf{c} \sqrt{\mathbf{q}_2} \mathbf{f}_1^7; \quad \mathbf{p}_3 = \left(4125 \mathbf{c}^2 + 2115 \mathbf{b} - 1560 \right) \mathbf{q}_2 \mathbf{f}_1^8;$$

$$\mathbf{p}_4 = \left(6240 \mathbf{c} - 8460 \mathbf{cb} - 5500 \mathbf{c}^3 \right) \mathbf{q}_2^{3/2} \mathbf{f}_1^9;$$

$$\mathbf{p}_5 = \left(1104 - 3888 \mathbf{b} + 3069 \mathbf{a} - 9360 \mathbf{c}^2 + 12690 \mathbf{c}^2 \mathbf{b} + 4125 \mathbf{c}^4 \right) \mathbf{q}_2^2 \mathbf{f}_1^{10};$$

$$\mathbf{p}_6 = \left(6240 \mathbf{c}^3 - 1650 \mathbf{c}^5 - 8460 \mathbf{c}^3 \mathbf{b} - 6138 \mathbf{ca} + 7776 \mathbf{cb} - 2208 \mathbf{c} \right) \mathbf{q}_2^{5/2} \mathbf{f}_1^{11};$$

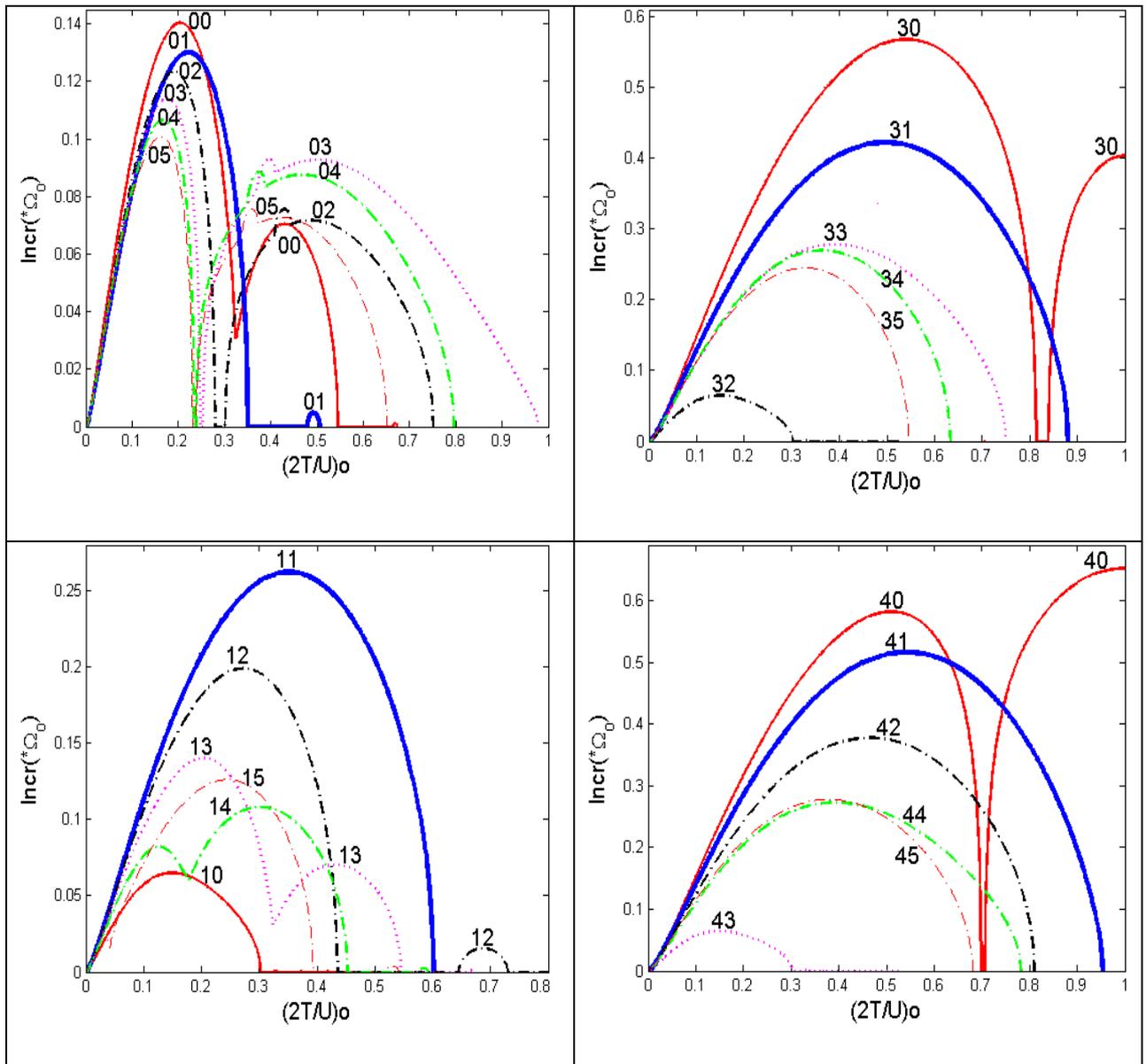
$$\mathbf{p}_7 = \left(275 \mathbf{c}^6 + 2115 \mathbf{c}^4 \mathbf{b} - 1560 \mathbf{c}^4 + 3069 \mathbf{c}^2 \mathbf{a} - 3888 \mathbf{c}^2 \mathbf{b} + 1104 \mathbf{c}^2 + 429 \mathbf{e} - 792 \mathbf{a} + 432 \mathbf{b} - 64 \right) \mathbf{q}_2^3 \mathbf{f}_1^{12}.$$

$$\mathbf{f} = \frac{(2\alpha + 3)(2\alpha + 1)}{4(\alpha + \beta + 2)(\alpha + \beta + 3)}, \quad \mathbf{b} = \frac{2\alpha + 1}{2(\alpha + \beta + 2)}.$$

НАДУ (2.18) является системой семи дифференциальных уравнений второго порядка. Понижая порядок, получаем систему из 14 дифференциальных уравнений первого порядка.

§ 2.3. Анализ неустойчивостей лопсайдальных мод колебаний

НАДУ (2.18) не поддается аналитическому рассмотрению. Поэтому данная система уравнений исследована нами численно методом устойчивости периодических решений [57]. Нами построены графики рис. 27 с помощью результатов численного анализа НАДУ (2.18).



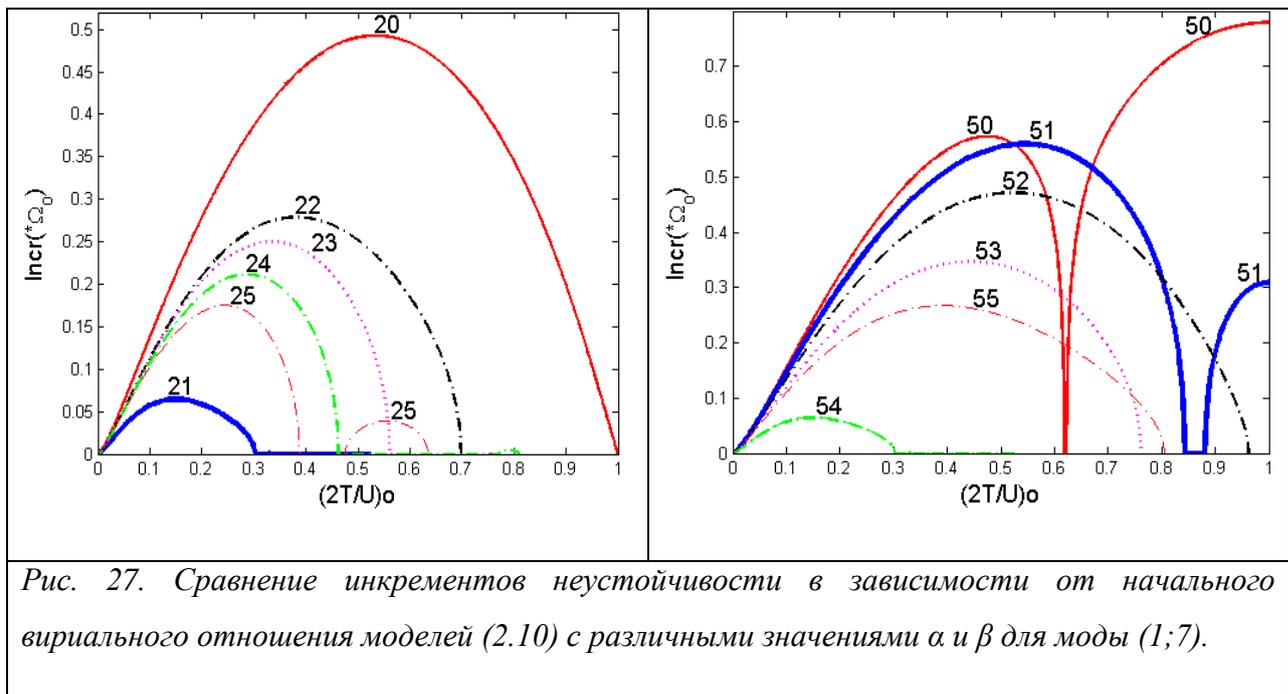


Рис. 27. Сравнение инкрементов неустойчивости в зависимости от начального вириального отношения моделей (2.10) с различными значениями α и β для моды (1;7).

Из рис. 27 видно, что если увеличение общей степени ($\alpha+\beta$) в весовой функции (2.11) сопровождается увеличением параметра β , то мода (1;7) становится более устойчивой на фоне соответствующей анизотропной модели (2.10), а если это происходит за счет роста значения параметра α , то наблюдается обратная картина.

С целью анализа роли параметра вращения системы в эволюции лопсайдальной моды возмущений (1;7), мы ниже изучаем проблемы гравитационной неустойчивости данной моды на фоне вращающейся анизотропной модели (2.9).

С помощью полученных результатов исследования моды (1;7) на фоне анизотропной модели (2.9) нами построена критическая диаграмма начального вириального параметра от параметра вращения системы (рис.29). Здесь мы наблюдаем, что когда анизотропная модель неврращается и её параметр начального вириального отношения принимает значение в интервалах $[0;0.313]$ и $[0.322-0.340]$, то лопсайдальная структура может формироваться в системе, вне данных интервалов эффект лопсайдности не появляется.

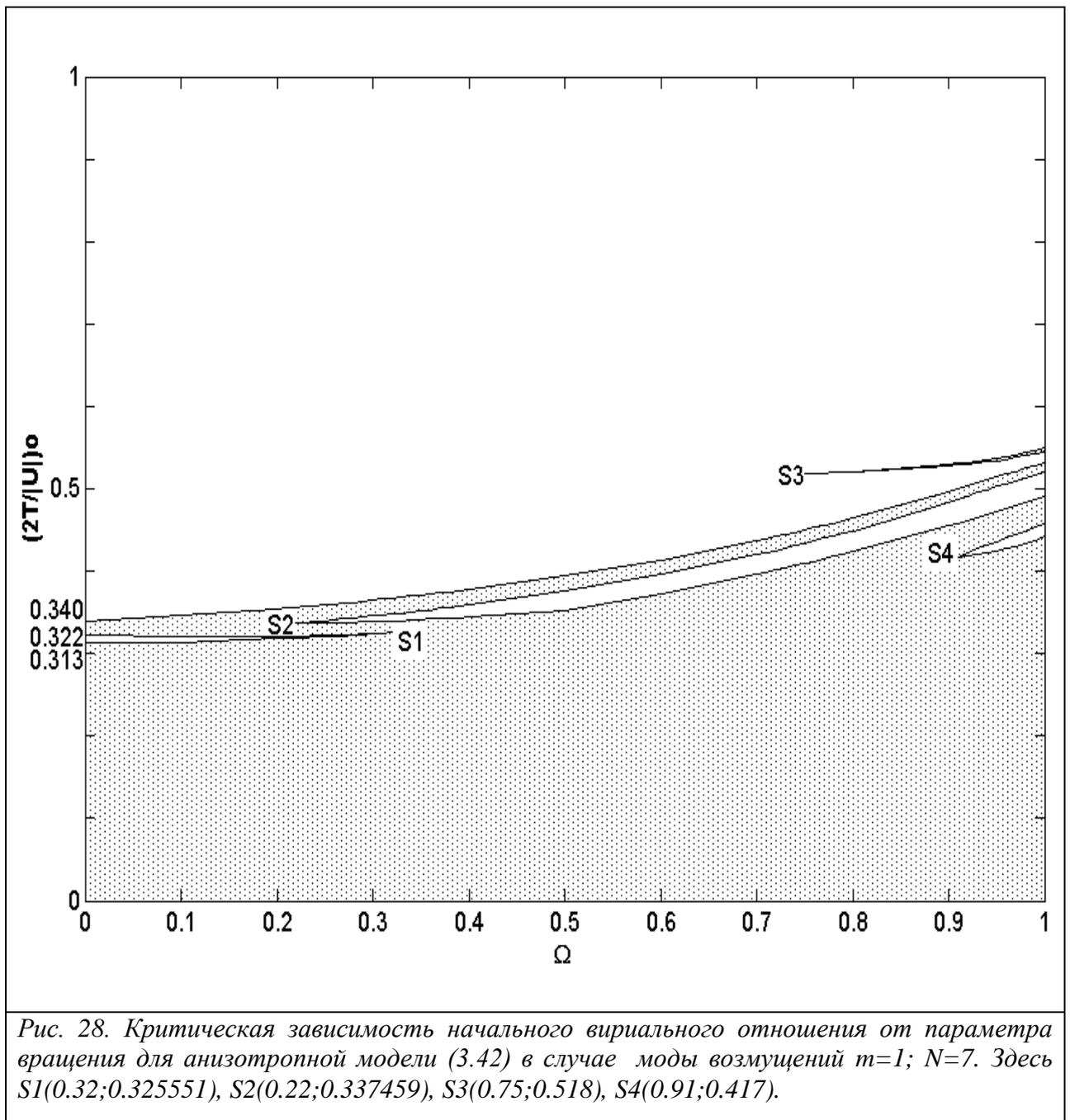


Рис. 28 моды (1;7) также показывает, что если параметр вращения анизотропной модели $\Omega \neq 0$, то имеются три полуострова устойчивости и один полуостров неустойчивости с острыми углами, которые находятся в точках $S1(0.32;0.325551)$, $S2(0.22;0.337459)$, $S3(0.91;0.417)$ и $S4(0.75;0.518)$. Основная область неустойчивости плавно возрастает с увеличением параметра вращения анизотропной модели (2.9). Заметим, что неустойчивости невращающейся и вращающейся анизотропной модели физически

различаются, а именно когда модель невращается, то происходит аperiodическая неустойчивость, а при $\Omega \neq 0$ мы имеем дело с колебательно-резонансной неустойчивостью.

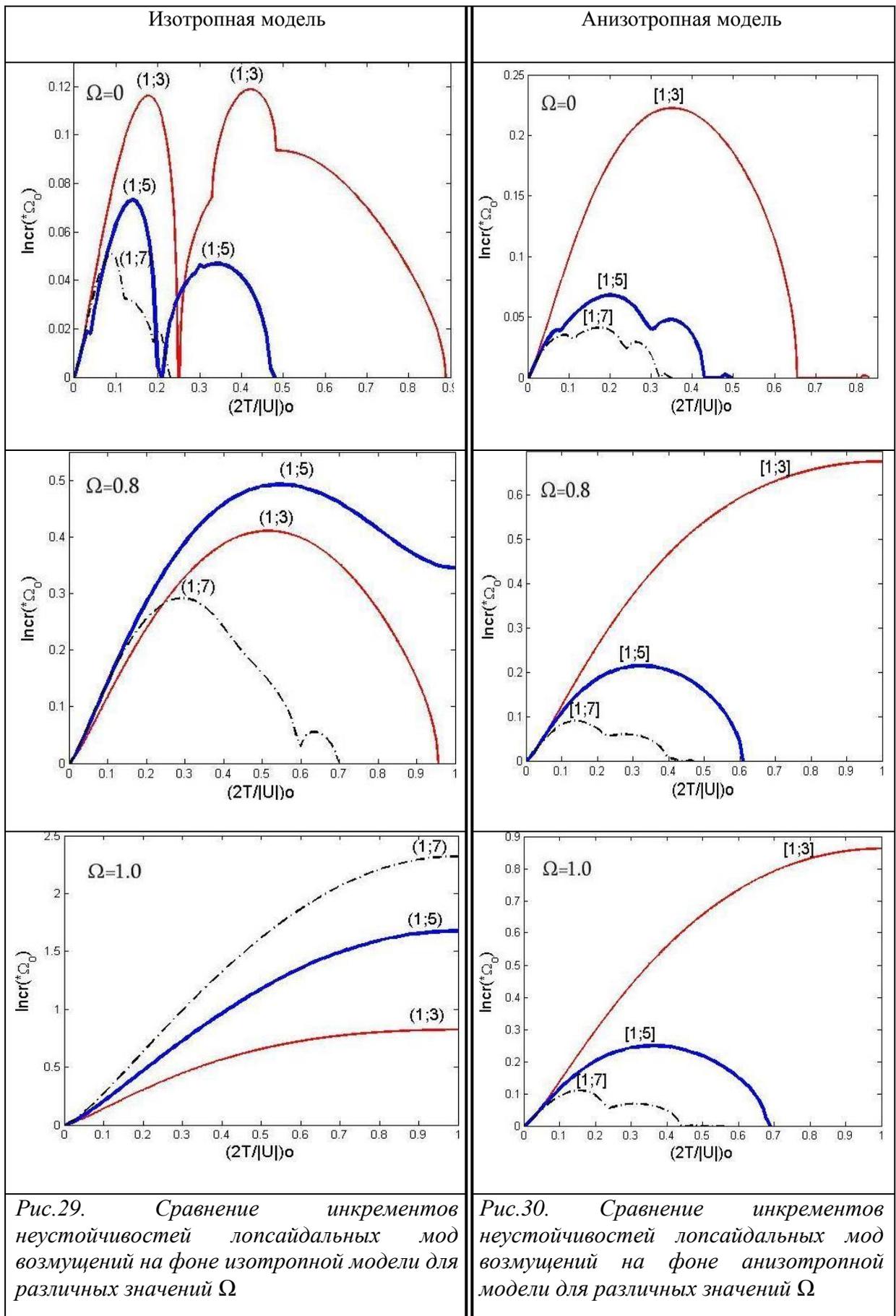
§ 2.4. Результаты сравнительного анализа

Для сравнительного анализа устойчивости изотропной (2.4) и анизотропной (2.9) моделей относительно лопсайдальных мод возмущений нами также построены графики зависимостей инкрементов неустойчивости от начального вириального отношения для различных значений параметров вращения системы (рис. 29 и рис. 30).

На Рис.29 и 30 видно, что на фоне нелинейной изотропной модели, с увеличением значений параметра Ω лидирующей становится более мелкомасштабная лопсайдальная мода возмущений. Однако на фоне анизотропной модели мода (1;3) всегда доминирует над остальными лопсайдальными модами. Таким образом, можно заключить, что в среднем мода (1;3) является более неустойчивой по сравнению с другими модами.

Как показывают наблюдения, есть галактики, которые одновременно имеют и перемычку, и кольцо, и лопсайдность. С целью определения последовательности формирования соответствующих структур в галактике, ниже мы будем сравнивать друг с другом поведение бароподобной [H], кольцевой и лопсайдальной мод.

На рис. 31-32 приведены зависимости инкрементов бароподобной - (2;2), кольцевой - (0;4) и лопсайдальной - (1;7) мод возмущений от начального вириального отношения для различных значений Ω на фоне изотропной (2.4) и анизотропной (2.9) моделей.



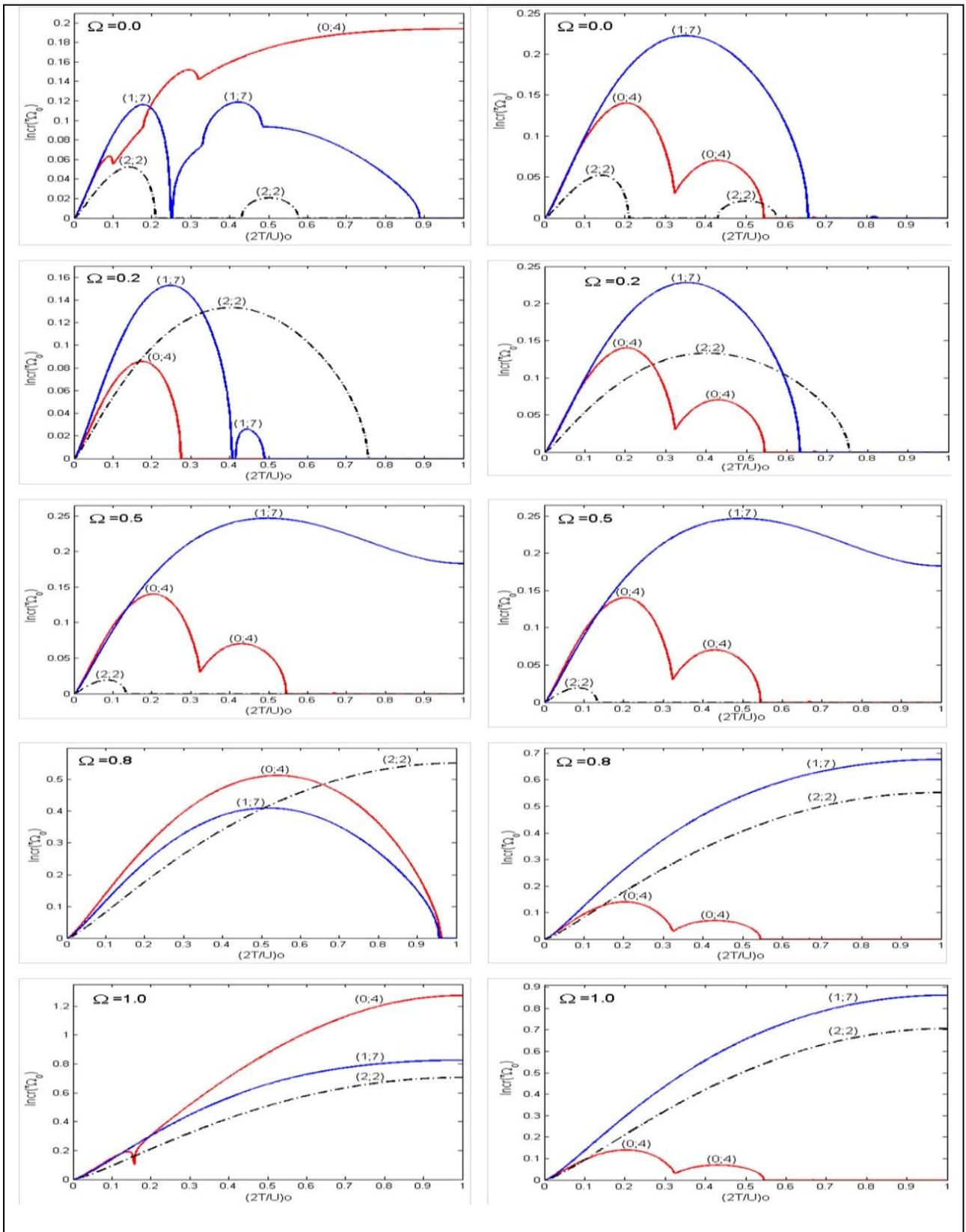


Рис. 31. Сравнение инкремента неустойчивости моды (1;7) с инкрементами бароподобной и кольцевой мод возмущений на фоне изотропной модели (2.4) для различных значений Ω .

Рис. 32. Сравнение инкремента неустойчивости моды (1;7) с инкрементами бароподобной и кольцевой мод возмущений на фоне анизотропной модели (2.9) для различных значений Ω .

Надо сразу отметить один из основных результатов сравнения – факт о том, что на фоне пульсирующей анизотропной модели всегда наиболее сильной модой колебания является (1;7) по сравнению рассмотренных трех крупномасштабных мод. Это означает, что смещение ядра относительно геометрического центра системы (или наоборот) имеет место в анизотропной модели раньше, чем проявление других мод возмущений независимо от значения параметра вращения, а для изотропной модели такую картину можно увидеть только в случае $0.1 < \Omega \leq 0.5$. Но, когда $\Omega > 0.7$, в изотропной модели кольцевая мода стремится быть лидирующей. Лидерство кольцевой моды на фоне данной модели можно наблюдать также, когда $(2T/|U|)_0 > 0.3$ и $\Omega < 0.2$.

В общем случае, с увеличением параметра вращения моделей, рассматриваемые структуры возникают во все более широких диапазонах значений начального вириально отношения и максимальные значения инкрементов неустойчивостей этих структурных мод также постепенно увеличиваются.

Таким образом, здесь опять подтверждается вывод о том, что вращение играет явно дестабилизирующую роль в горизонтальных колебаниях. Когда $\Omega = 0.5$, изотропная и анизотропная модели ведут себя одинаково относительно ко всем этим структурным модам. Сравнение изотропной и анизотропной моделей при различных значениях Ω показывает также, что на фоне анизотропной модели формирование рассматриваемых структур подчиняется некоторому закону, а именно, когда $\Omega < 0.5$ в начале образуется кинематически смещенный центр, затем проявляется кольцевая структура при малых значениях $(2T/|U|)_0$, а только потом в системе формируется бар, но при больших значениях $(2T/|U|)_0$ последовательность формирования бароподобной и кольцевой структур меняется. В анизотропной модели мода (1;7) по-прежнему остается лидирующей, а после неё, независимо от значения начального вириального отношения, последовательно проявляются

эффекты $(0;4)$ и $(2;2)$ мод. Такую определенную закономерность образования этих крупномасштабных структур в изотропной модели заметить трудно. Отметим, что поведение бароподобной $(2;2)$ моды одинаково в изотропной и анизотропной моделях, поскольку НАДУ в обоих случаях являются идентичными [58].

Заключение

Данная выпускная работа посвящена изучению анизотропных моделей лопсайдальных галактик и их мод колебаний, а также составлению сводного каталога галактик с лопсайдальной структурой и статистическому анализу их наблюдательных данных. При выполнении данной работы нами получены следующие результаты:

- 1) Собраны наблюдательные материалы по лопсайдальным галактикам и составлен сводный каталог, состоящий из 541 объектов;
- 2) Проведен статистический анализ наблюдательных данных лопсайдальных галактик, в частности установлено, что
 - явление лопсайдности можно наблюдать во всех типах галактик, даже в эллиптических;
 - лопсайдность наблюдается практически во всех типах спиральных галактик по степени их закрученности, что подтверждает выводы многих исследователей в общности этой структуры в спиральных галактиках;
 - начиная с рукавов типа «а» число галактик с лопсайдностью постепенно возрастает, максимум распределения приходится на галактики с рукавами типа «bc», и затем их число более резко уменьшается. В общем виде, данная гистограмма напоминает нам распределение Максвелла;
 - лопсайдность, в подавляющем числе случаев, встречается в галактиках с перемычкой и в галактиках с внутренними кольцами.
 - значения коэффициента A_1 меньше 0.2 в приблизительно 75% случаях, и меньше 0.32 в 90% случаях. В целом, число галактик с

определенной лопсайдностью уменьшается по степенному закону по мере увеличения A_1 .

- до значения $A_1=0.32$ степень лопсайдности увеличивается по мере увеличения среднего расстояния до галактики. Затем эта закономерность прерывается, возможно из-за неточности определения коэффициента A_1 в далеких галактиках
- амплитуды ряда Фурье, определяющие степени лопсайдности A_1 и A_2 больше всего наблюдаются в области $0 \leq A_m \leq 0.3$;

- 3) Построены анизотропные модели для конкретных значений параметров α и β обобщенной модели нестационарного диска;
- 4) Выявлена гравитационная неустойчивость лопсайдальной моды (1;7) и получены результаты сравнительного анализа анизотропных моделей без вращения, и установлено, что с увеличением параметра α исследуемая лопсайдальная мода становится более неустойчивой, а для параметра β наблюдается обратная картина;
- 5) Получена критическая диаграмма начального вириального отношения от параметра вращения анизотропной модели;
- 6) Доказано, что когда анизотропная модель не вращается и её параметр начального вириального отношения принимает значение в интервалах $[0;0.313]$ и $[0.322-0.340]$, то лопсайдальная структура может формироваться в системе, а вне данных интервалов эффект лопсайдности не появляется.
- 7) Выяснилось, что неустойчивости не вращающейся и вращающейся анизотропной модели физически различаются, а именно когда модель

не вращается, то происходит апериодическая неустойчивость, а при $\Omega \neq 0$ мы имеем дело с колебательно-резонансной неустойчивостью.

- 8) Проведен сравнительный анализ устойчивости исходной изотропной и анизотропной моделей относительно лопсайдальных мод возмущений и выяснилось, что на фоне нелинейной изотропной модели, с увеличением значений параметра вращения лидирующей становится более мелкомасштабная лопсайдальная мода возмущений. Однако на фоне анизотропной модели мода (1;3) всегда доминирует над остальными лопсайдалными модами.

Литература

1. Sandage, A. //The Hubble Atlas Of Galaxies (Washington: Carnegie Institution Of Washington), 1961
2. Baldwin J.E., Lynden-Bell D. & Sancisi R. //MNRAS, **193**, 313, 1980
3. Block D.L., Bertin G., Stockton A., Grosbol P., Moorwood A.F.M. & Peletier R.F. //A&A, **288**, 365, 1994
4. Rix H-W. & Zaritsky D. //ApJ, **447**, 82, 1995
5. Zaritsky D. & Rix H.-W. //ApJ, **477**, 118, 1997
6. Bournaud F., Jog C.J. & Combes F. //A&A, **437**, 69, 2005
7. Haynes M.P., Hogg D.E., Maddalena R.J., Roberts M.S. & van Zee L. //AJ, **115**, 62, 1998
8. Schoenmakers R.H.M., Franx, M. & de Zeeuw P.T. //MNRAS, **292**, 349, 1997
9. Swaters R.A., Schoenmakers R.H.M., Sancisi R. & van Albada T.S. //MNRAS, **304**, 330, 1999
10. Richter O.-G. & Sancisi R. //A&A, **290**, L9, 1994
11. Swaters R.A., van Albada T.S., van der Hulst J.M. & Sancisi R. //A&A, **390**, 829, 2002
12. Heller A.B., Brosch N., Almoznino E., van Zee L. & Salzer J. //MNRAS, **316**, 569, 2000
13. Tremaine S. //AJ, **121**, 1776, 2001
14. Beale J.S. & Davies R.D. //Nature, **221**, 531, 1969
15. Weinberg M.D. //ApJ, **455**, L31, 1995
16. Jog C.J. //ApJ, **488**, 642, 1997
17. Jog C.J. //A&A, **391**, 471, 2002
18. Levine S.E. & Sparke L.S. //ApJ, **496**, L13, 1998
19. Bournaud F., Combes F., Jog, C.J. & Puerari I. //A&A, **438**, 507, 2005

20. Saha K., Combes, F. & Jog C.J. //MNRAS, **382**, 419, 2007
21. Tremaine S. //AJ, **110**, 628, 1995
22. Statler T. //AJ, **122**, 2257, 2001
23. Bacon R., Emsellem E., Combes F., Copin Y., Monnet G. & Martin P.
//A&A, **371**, 409, 2001
24. de Oliveira M. & Combes F. in preparation, 2008
25. Jog C. J. & Maybhate A. //MNRAS, **370**, 891, 2006
26. Braun R. //A&AS, **114**, 409, 1995
27. Bosma A. //AJ, **86**, 1791, 1981
28. Phookun B. & Mundy L.G. //ApJ, **453**, 154, 1995
29. Noordermeer E., van der Hulst J. M., Sancisi R., Swaters R. A. & van
Albada T. S. //A&A, **442**, 137, 2005
30. Phookun, B., Vogel, S.N. & Mundy, L.G. //ApJ, **418**, 113, 1993
31. Warmels R.H. //A&A, **72**, 19, 1988
32. Warmels R.H. //A&A, **72**, 57, 1988
33. Warmels R.H. //A&A, **72**, 427, 1988
34. Warmels R.H. //A&A, **73**, 453, 1988
35. Cayatte V., van Gorkom J.H., Balkowski C. & Kotanyi C. //AJ, **100**, 3, 1990
36. Mapelli M., Moore B. & Bland–Hawthorn J. //MNRAS, **388**, 697, 2008
37. Block, D.L., Bournaud, F., Combes, F., Puerari, I. & Buta, R. //A&A, **394**,
L35, 2002
38. Reichard, T.A., Heckman, T.M., Rudnick, G., Brinchmann, J. & Kauffmann
G. //ApJ, **677**, 186, 2008
39. Matthews, L.D., van Driel, W. & Gallagher, J.S. //AJ, **116**, 2196, 1998
40. Angiras, R.A., Jog, C.J., Omar, A. & Dwarakanath, K.S. //MNRAS, **369**,
1849, 2006

41. Saha, K., Combes, F., & Jog, C.J. //MNRAS, **382**, 419, 2007
42. van Eymeren J., Jutte E., Jog C.J., Stein Y. & Dettmar R.-J. //A&A, **530**, A30, 2011
43. Амбарцумян В.А. “Нестационарные явления в мире звезд и галактик” // Научные труды, том 3, Ереван, с. 325 – 338, 1988
44. Горбацкий В.Г. “Введение в физику галактик и скоплений галактик”, М.:Наука, 256 с., 1986,
45. Mo H.J., Mao Sh., White S.D.M. “Thy formation of galactic discs” // MNRAS, **295**, №7, p. 319-336, 1998
- 46.White S.D.M. “Formation and evolution of galaxies” //Max-Planck-Institut, Germany, course 8, p. 353-430, 1996
47. Нуритдинов С.Н., “Динамика гравитирующих систем и методы аналитической небесной механики”, Алма–Ата, Наука, с. 65, 1987
48. Бисноватый – Коган Г.С., Зельдович Я.Б. //Астрофизика, **6**, 387, 1970
49. Нуритдинов С.Н. “Новая серия нестационарных моделей галактических подсистем: учет вращения” // Астрономический Циркуляр БАС АН СССР, 1992, № 1553, с. 9–10
50. Нуритдинов С.Н. “Нелинейные модели и физика неустойчивости неравновесных бесстолкновительных самогравитирующих систем” //Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук, Санкт-Петербург, 1993
51. Абрамян М.Г., “Динамика вложенных гравитирующих систем” //Автореферат на соиск. уч.ст. док.н., Ереван, 1986
52. Binney J., Tremaine S., “Galactic dynamics”//Princeton University Press, 733 p, 1987
53. Mirtadjieva K.T., Nuritdinov S.N. //Astrophysics, **55**, 4, 551, 2012
54. Mirtadjieva K.T., Nuritdinov S.N., Ruzibaev J.K., Muhammad Khalid //Astrophysics, **54**, 2, 184, 2011
55. Mirtadjieva K.T. //Gravitation and Cosmology, **18**, 1, 6, 2012
56. Бисноватый – Коган Г. С. //Астрофизика, **35**, 271, 1991

57. Малкин И. Г., “Теория устойчивости движения”, Москва, Наука, 1967.
58. Nuritdinov S.N., Mirtadjieva K.T., Mariam Sultana //Astrophysics, **51**, 3, 410, 2008
58. Kamphuis J., Sancisi R. //A&A, **273**,31, 1993
59. Meurer Gerhardt R., Zheng de Blok W. J. G. //MNRAS, **429**, 2537, 2012
60. Dury V., de Rijcke S., Debattista Victor P. & Dejonghe H. //MNRAS, **387**, 2, 2008
61. Carignan C. et.al. //AJ, **146**, 48, 2013
62. Seekles D. //Ph.D. Thesis, 2005
63. Rudnick G., & Rix, H.-W. //AJ, **116**, 1163, 1998
64. Rudnick G., & Rix, H.-W. //ApJ, **538**, 569, 2000
65. Chen Jacqueline, Lee Samuel K. et.al. //ApJ, **769**, 81, 2013
66. Zaritsky D. et al. //ApJ, **772**,135, 2013
67. Konstantopoulos I. S. et.al. //ApJ, **784**,1, 2014
68. Sanchez-Salgado F. J., Hidalgo -Gamez A. M. & Martinez -Garcia E. E. //AJ, **145**, 61, 2013
69. Angiras R. A., Jog C. J., Dwarakanath K. S., Verheijen M. A. W. //MNRAS, **378**, 276, 2007
70. Konstantopoulos I. S. et.al. //ApJ,**770**,114, 2013
71. Alatalo K., Davis T.A., Bureau M., et.al. //MNRAS, **432**, 1796, 2013
72. Hernández-Toledo H. M. et.al. //AJ, **142**, 182, 2011
73. Martinsson Thomas P. K., Verheijen Marc A. W. et.al. //A&A, **557**, 52, 2013
74. de Vaucouleurs G. et.al. //The third reference catalogue of bright galaxies, New York, 1991
75. Adelman-McCarthy J. K. et al. //ApJ, **162**, 38, 2006

76. York D. G. et al. //AJ, **120**,1579, 2000
77. Stoughton C. et al. //AJ, **123**, 485, 2002
78. Gunn J. E. et al. //AJ, **116**, 3040, 2006
79. Gunn J. E. et al. //AJ, **131**, 2332, 2006
80. Verheijen M.A.W., Sancisi R. //A&A, **370**, 765, 2001
81. Tully R.B., Verheijen M.A.W., Pierce M.J., Huang J.S., Wainscoat R.J. //AJ, **112**, 2471, 1996
82. Swaters R.A., van Albada T.S., van der Hulst J.M. & Sancisi R. //A&A, **390**, 829, 2002
83. Verheijen M.A.W. //Ph. D. thesis, 1997
84. Ree M-H. //Ph. D. thesis, 1996
85. Swaters R.A. //Ph. D. thesis, 1999
86. Beale J.S. & Davies R.D. //Nature, **221**, 531, 1969
87. Werner M.W. et al. //ApJS, **154**, 1, 2004
88. Sheth K. et al. //PASP, **122**, 1397, 2010
89. Reichard, T.A., Heckman, T.M., Rudnick, G., Brinchmann, J. & Kauffmann G. //ApJ, **691**, 1005, 2009