

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.11

ПРОБЛЕМА СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЛАКТИК

Л. С. Марочник, А. А. Сучков

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение	275
II. Наблюдательные данные о строении спиральных галактик	276
1. Морфология и физические свойства спиральных галактик (276). 2. Связь между видимым спиральным узором и физическими свойствами галактик (278). 3. Закручивающиеся и раскручивающиеся спирали (278). 4. Физический состав спиральных ветвей (279). 5. Распределение нейтрального водорода HI. Спиральная структура нашей Галактики (280). 6. Состояние межзвездной среды (282).	
III. Волновая теория спиральной структуры	283
1. Модель галактики (284). 2. Спиральные волны в дисковых галактиках (285). 3. Сравнение теории с наблюдениями (290). а) Распределение нейтрального водорода (290). б) Систематическое движение газа (290). в) Распределение молодых звезд (290). г) Миграция звезд (291). д) Отклонение вертекса (т. е. большой оси) эллипсоида скоростей (291). е) Корреляция между возрастом и пространственным расположением молодых объектов (291).—4. Трудности теории волн плотности (292). а) Поведение пакета спиральных волн (292). б) Антиспиральная теорема (293).—5. Проблема возбуждения и поддержания спирального узора (293). а) Гравитационная фрагментация газа (293). б) Сближение с соседними галактиками (295). в) Пучковые неустойчивости (295). г) Возбуждение волн резонансами (295). д) Градиентные неустойчивости (296). е) Сдвиговая неустойчивость (296). 6. Мода k_0 и спиральный узор Галактики (297). 7. Резонансные эффекты спиральных галактик (298). а) Линдбладовский резонанс (298). б) «Частичный» резонанс (298).—8. Нелинейные волны плотности (298). 9. Неасимптотическое приближение в волновой теории спиральной структуры (299).	
IV. Численные эксперименты	300
V. Заключение. Последние данные. Pго и conга волновой теории. Альтернативные гипотезы	302
Цитированная литература	305

1. ВВЕДЕНИЕ

Загадка спиральности гигантских галактик интересует исследователей на протяжении более чем полувека. Она является объектом острых дискуссий, вызывая к жизни смелые гипотезы, а иногда и совершенно радикальные идеи, затрагивающие фундаментальнейшие основы физической картины мира. Еще в 1928 г. необычайность феномена спиральной структуры заставила Джинса написать: «Каждая неудача при попытках понять происхождение спиральных ветвей делает все более и более трудным делом противостоять подозрению, что в спиральных туманностях действуют совершенно неизвестные нам силы, быть может, отражающие новые и неожиданные метрические свойства пространства. Предположение, которое действительно возникает, состоит в том, что центры туманностей имеют характер «сингулярных точек». В этих точках материя втекает в наш мир из некоторого иного и совершенно постороннего пространства.

Тем самым обитателю нашего мира сингулярные точки представляются местами, где непрерывно рождается материя»^{1а} (см. ^{1б}).

Эти строки как бы превосхищают драму идей, разыгравшуюся в современной астрофизике в связи с открытием ряда поразительных явлений и объектов во Вселенной.

Можно утверждать, что проблема спиральной структуры была одной из первых в ряду «действующих лиц» в этой драме. С попыткой ее решения связаны работы Гейзенберга, Вейцеккера и Чандрасекхара, Ферми² и ряда других авторов. Но в последние годы, когда мы значительно продвинулись в понимании процессов, происходящих в звездных системах, когда обнаружили возможности образования и существования спиралей, связанные с физическими свойствами таких систем, ситуация в целом еще не ясна и оставляет простор для неортодоксальных гипотез.

В 1964 г. Воронцов-Вельяминов пришел к выводу, что все наблюдаемое многообразие структурных особенностей галактик не может быть объяснено на основе гравитационных, электромагнитных и других известных взаимодействий³. Арип⁴ приводит серию наблюдательных данных свидетельствующих, с его точки зрения, в пользу гипотезы о происхождении спиралей в результате гигантских взрывов в ядрах галактик. Хойл не исключает возможности образования спиральных ветвей в результате рождения материи в ядрах галактик и последующего истечения ее из центра. Тем не менее интенсивно развиваемые в последние годы теоретические исследования физических свойств звездных систем типа наблюдаемых спиральных галактик позволяют оптимистически смотреть на возможность объяснения феномена спиральности галактик в рамках известных физических законов. Оказывается, принципиальные трудности теории разрешаются, если учесть возможность коллективных возбуждений в звездных системах. Здесь в первую очередь имеется в виду свойство вращающихся дискообразных галактик, заключающееся в возможности существования в последних спиральных волн плотности материи.

Согласно развиваемой в настоящее время во многих странах волновой теории, спиральные ветви галактик есть не что иное, как волны плотности, распространяющиеся по галактическому диску, и процесс распространения представляет собой твердотельное вращение волны (в отличие от дифференциального вращения материи в галактике).

Предметом настоящей статьи является обзор наблюдательных данных по спиральной структуре галактик и современного состояния теории спиральной структуры.

II. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О СТРОЕНИИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

1. Морфология и физические свойства спиральных галактик. Крупномасштабная (grand-design) картина распределения яркости у большинства наблюдаемых спиральных галактик имеет много общих черт. Это позволяет построить некоторую морфологическую классификацию, группирующую галактики на основе видимых (оптических) признаков. Первой классификацией такого рода явилась хорошо известная последовательность Хаббла⁵, сохраняющая центральное значение вплоть до наших дней (рис. 1). Эта последовательность разбивает все галактики на три больших типа — тип *E*, тип *S* и тип *SB*. Первый включает в себя сферические и эллиптические галактики, второй — так называемые нормальные спирали, третий — спирали с центральной перемычкой (баром). Второй и третий типы разбиты на три подтипа: *Sa*, *Sb*, *Sc*

Широко используется классификация, предложенная Вокулёром⁶ (рис. 2). Она также построена на основе видимых (оптических) признаков и по сравнению с хаббловской классификацией более детально учитывает различия в картине спиральных узоров галактик.

Говоря о видимых особенностях глобальной структуры, которые как у Хаббла, так и у Вокулёра классифицированы как разные типы спиралей (и колец), следует иметь в виду, что существует большое количество галактик с регулярной крупномасштабной структурой, которая имеет мало общего со спиральной. В³ приведено значительное число галактик такого типа, не укладывающихся в рамки известных морфологических классификаций.

2. Связь между видимым спиральным узором и физическими свойствами галактик. В очень большом числе случаев удается выявить зависимость характера спирального узора, а именно степень закрученности спиральных ветвей (основа хаббловской классификации) и их мощность, от глобального распределения массы в галактике. Так, *Sa*-галактики, характеризующиеся сильно закрученными спиралями, имеют, как правило, сильную концентрацию массы к центру. Здесь подавляющая часть общей массы находится в центральной области и образует то, что можно назвать центральным телом (*bulge*). Сильная концентрация массы к центру в *Sa*-галактиках связана с мощной сферической подсистемой старых звезд (звезды поздних спектральных классов), обладающих большой дисперсией скоростей и имеющих малое систематическое (вращательное) движение. Переход к более открытым и мощным спиралям, т. е. от *Sa* к *Sb*, *Sc* сопровождается уменьшением роли центрального тела. Спирали типа *Sc* имеют значительно меньшую концентрацию массы к центру. В их динамике значительную роль играет плоская подсистема молодых звезд (звезды ранних спектральных классов). Для этой подсистемы более важна роль вращения; дисперсия же скоростей звезд мала.

Недавно Ван-ден-Берг⁷ привлек внимание к следующему факту. Как правило, сверхгигантские галактики имеют протяженную мощную, хорошо развитую спиральную структуру. Нормальные галактики обычно имеют лишь рудиментарную структуру. И, наконец, карликовые галактики позднего типа вообще не имеют спиральной структуры. Таким образом, указывается на связь между массой галактики и мощностью ее спиральной структуры.

3. Закручивающиеся и раскручивающиеся спирали. Существенным моментом в проблеме спиральной структуры является вопрос о направлении закрученности спиральных ветвей. Являются ли спиральные ветви закручивающимися (*trailing*), т. е. раскрываются они против направления вращения, или они раскручиваются в направлении вращения, т. е. являются раскручивающимися (*leading*)? На этот вопрос до сих пор нет однозначного ответа. Тем не менее подавляющее большинство исследователей склоняется в пользу закручивающихся ветвей. Состояние этой проблемы подробно изложено в обзоре⁶ (стр. 376).

Весьма важным в рассматриваемом вопросе является открытие Воронцовым-Вельяминовым так называемых γ -форм³. В ряде галактик отчетливо наблюдается сосуществование спиральных ветвей противоположной закрутки. Пересекаясь, они образуют структуру, внешне напоминающую букву γ . Исходя из того, что вероятность сосуществования в галактике подсистем, вращающихся в противоположные стороны, весьма мала, Воронцов-Вельяминов пришел к выводу, что спирали в галактике в принципе

могут быть как закручивающимися, так и раскручивающимися. В γ -формах мы наблюдаем и сосуществование. К этому же результату он пришел, анализируя структуру тесных пар спиральных галактик ⁸.

4. Физический состав спиральных ветвей. Спиральная структура внешних галактик наблюдается в оптическом диапазоне (в М 31, М 51, NCC 4258 удалось выявить спиральную структуру также в радиодиапазоне ⁹). Поэтому мы видим в первую очередь распределение яркости, которое, вообще говоря, не отражает общего распределения массы. Высокая светимость спиральных ветвей обусловлена тем, что в них концентрируются наиболее яркие объекты галактики — гигантские звезды ранних спектральных классов ОВ и скопления облаков ионизованного водорода HII, имеющих высокую светимость в линиях эмиссии.

В некоторых галактиках наблюдается отчетливая спиральная структура, вырисовывающаяся по звездам позднего спектрального класса, принадлежащим к старому населению сферической и дисковой подсистем галактики. Это явление было обнаружено Цвикки ¹⁰ в галактике М 51, в которой существуют мощные спиральные ветви желтых звезд. Позднее аналогичную картину удалось выявить для некоторых других галактик.

Анализируя имеющиеся к настоящему времени данные о составе спиральных ветвей, можно прийти к выводу, что существуют в основном четыре типа объектов, являющихся индикаторами спиральной структуры: а) HII-области, б) полосы пыли (облака поглощающей пыли), в) голубые сверхгиганты (с некоторой примесью красных сверхгигантов типа h — χ Персея) и д) неголубые звезды (см., например, ¹¹). Кроме этого, в спиральные ветви концентрируются, по-видимому, пульсары ¹². Морган ¹¹ привлек особое внимание к тому, что каждый из четырех типов индикаторов по-разному определяет строение спиральных ветвей. Он отмечает, что HII-области определяют сегменты рукава, являющиеся узкими, заметно иррегулярными по форме образованиями. Рукава, вырисовывающиеся по пятнам пыли, также узки, но довольно регулярны во внутренних частях основного тела ветви. Часто картина, определяемая по пятнам пыли, совпадает с получаемой по HII-областям. Голубые сверхгиганты образуют спиралеподобные сегменты, форма которых определена менее резко, чем объектами а) и б). Наиболее гладкий и правильный вид имеют «неголубые звезды» во внутренних частях галактики. Локальная ширина ветви также различна для разных объектов: она увеличивается от HII-областей (наиболее узкие ветви) к «неголубым звездам» (самые широкие). Часто указанные индикаторы дают совершенно разную картину спиральной структуры во внешних и внутренних областях галактики. Так, в М 38 во внутренней области имеются две главные спиральные ветви звезд; во внешней области структура является сложной, многорукавной и в значительной степени не зависит от двух главных рукавов ¹¹.

По-видимому, самым замечательным является существенно различное пространственное расположение спиралей молодых (типа а), б), в)) и старых (тип д)) объектов ¹⁰. Соответствующие ветви оказываются заметно смещенными друг относительно друга по азимуту. Это обстоятельство должно играть важную роль в теории происхождения спиральных ветвей, в попытках объяснить явление спиральной структуры.

Пространственное несовпадение индикаторов спиралей разных возрастов было в последнее время обнаружено и для объектов, не столь сильно различающихся по возрасту. Например, в работе ¹³ показано, что в спиральных ветвях М 31 более молодые цефеиды концентрируются к внутренней части спиральной ветви, старые — к внешней. Таким образом,

наблюдается отчетливый градиент возрастов звезд поперек рукава. Имеются указания на существование обратного градиента в М 33¹⁴. Аналогичная картина, возможно, имеет место в нашей Галактике^{15, 16}.

В то же время, по-видимому, возраст концентрирующихся в спирали объектов (по крайней мере молодых) не зависит от расстояния от центра, т. е. отсутствует градиент возрастов вдоль ветви. Это было показано Маркаряном для звездных ассоциаций в М 51, М 101¹⁷, а также в NGC 6946¹⁸.

5. Распределение нейтрального водорода HI. Спиральная структура нашей Галактики. Особая роль как индикатору спиральной структуры принадлежит нейтральному водороду HI, который наблюдается в основном по радиолинии 21 см. В этой линии Галактика является прозрачной, и распределение HI-областей можно наблюдать в большей части ее объема.

Первая достаточно подробная карта распределения нейтрального водорода в Галактике, была построена Вестерхаутом¹⁹. Оорт и др.²⁰ интерпретировали полученное распределение как картину спиральной структуры Галактики с сильно закрученными спиральными ветвями, присутствующими галактикам типа *Sb*. Уточненная картина была предложена Керром и Вестерхаутом²¹. На основе новых наблюдений Керром²² был получен более полный и точный вариант картины распределения HI (рис. 3).

Согласно Керру, HI образуют спиральные ветви, одна из которых проходит во внешней от Солнца части Галактики и две лежат между Солнцем и «3-кис рукавом». Угол закрутки ветвей равен 7°.

Значительно отличающаяся картина спиралей была построена Уивером²⁴ (см. также²⁵). В ней имеет место только один главный спиральный рукав с углом закрутки около 12°,5, проходящий в окрестности Солнца. В остальных областях, в которых Керр проводит регулярные главные рукава, Уивер находит лишь второстепенные локальные черты, такие, как ответвления и т. д. (см. рис. 3). Таким образом, сейчас имеются две несовпадающие картины спиральной структуры Галактики. Различие у Керра и Уивера обусловлено следующим обстоятельством. В результате увеличения разрешающей способности радиотелескопов в последнее время выяснилась более тонкая структура распределения радиоводорода. Она оказалась крайне иррегулярной; водород сконцентрирован в хаотически разбросанные, довольно протяженные, но локальные образования. Глобальная картина существенно зависит от того, каким образом мы соединяем эти локальные образования. Пользуясь для этого разными критериями, Керр и Уивер получают разные картины. В целом сильная иррегулярность HI-областей, выявленная в настоящее время, заставляет некоторых астрономов предпочитать употреблять термин «спиральные черты структуры» вместо «спиральные рукава»²³.

В отношении оптической спиральной структуры большинство астрономов сейчас приходит к выводу²³, что наблюдаемая в окрестности Солнца концентрация молодых звезд, образующая так называемый Орионов Выступ, не представляет основную спиральную ветвь. На карте Керра это оптическое образование не имеет ничего общего с распределением HI; оно составляет значительный угол с водородной спиральной ветвью — угол его закрутки $\approx 25^\circ$. По Уиверу²⁴ область локализации Орионского Выступа совпадает с ответвлением нейтрального водорода от основной ветви, которое также имеет угол закрутки $\approx 25^\circ$. Уивер считает, что этим исчерпывается давно дискутируемый вопрос о несовпадении оптической и радиокартины спиральной ветви в окрестности Солнца.

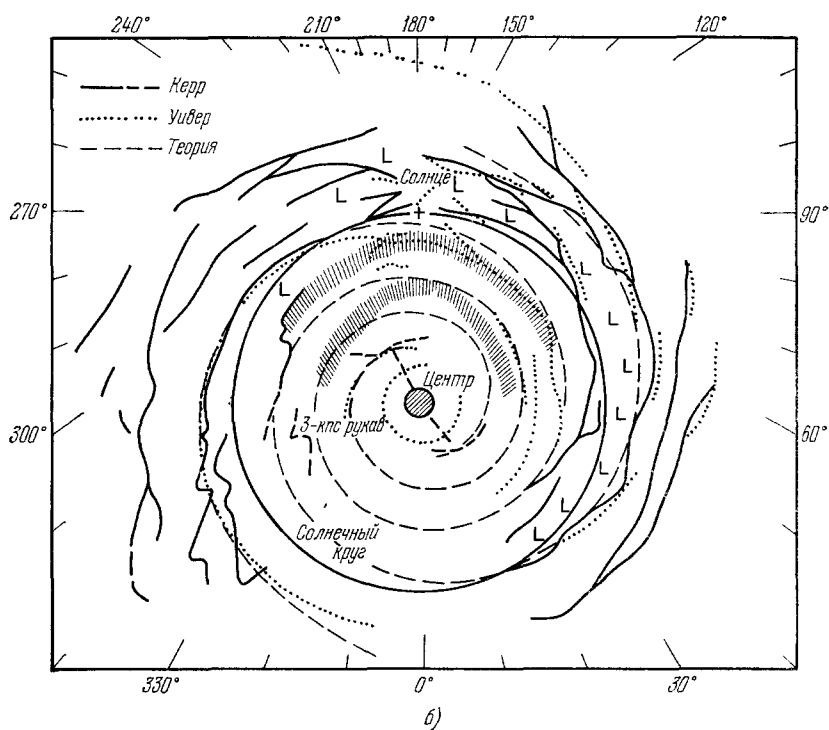
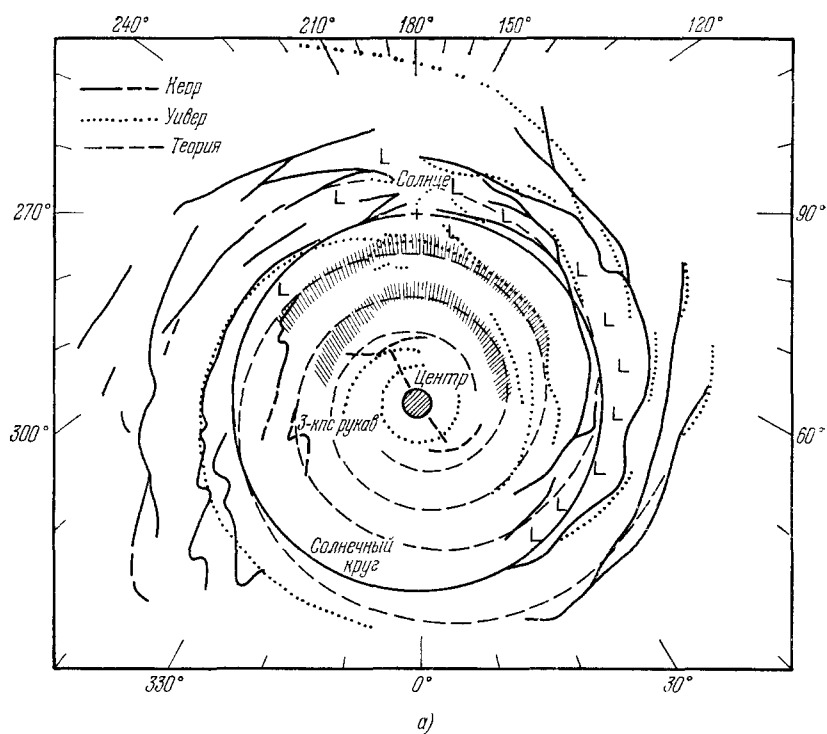


Рис. 3. Картина распределения нейтрального водорода по Керру (1969 г.) и Уиверу (1970 г.) в Галактике²³ и теоретическая спиральная структура⁷⁵.

Солнце расположено на расстоянии 10 кпс (отмечено плюсом). Штриховая линия дает теоретический узор для моды k_0 при $m = 2$, $\Omega_p = 23 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}$ для сравнения с картинами Керра (а) и Уивера (б).

В настоящее время очень интересной представляется недавно построенная Куртэ и др.²⁶ оптическая спиральная структура Галактики. Индикаторами ветвей здесь служат оптические НII-области. На основе наблюдений радиальных скоростей 6000 НII-областей была построена картина, включающая четыре спиральных рукава, локализация которых совпадает с известными по HI-областям рукавами Персея, Лебедя, Стрельца—Киля и Наугольника—Центавра. Однако, в отличие от 6—7°-закрутки ветвей у Керра, угол закрутки ветвей в новой картине спиральной структуры составляет 20° (рис. 4²⁶⁶).

6. Состояние межзвездной среды. Поскольку основные сведения о спиральной структуре Галактики получаются из данных по водороду, для сравнения теории с наблюдениями существенно знать физическое состояние межзвездной среды. Изучение процессов в межзвездной среде, особенно изучение крупномасштабных движений межзвездного газа, возможно, даст новые указания относительно механизма образования и поддержания спирального узора.

В настоящее время можно выделить в межзвездной среде три области—иерархию концентраций газа (облака газа), межоблачную среду и межрукавную среду²³. Кларк в 1965 г. предположил, что газ в рукавах находится в форме холодных, плотных облаков и разреженного горячего межоблачного газа, возможно находящегося в равновесии по давлению с облаками²⁷. Это было подтверждено последующими работами (см. обзор²⁸). Температура облаков лежит приблизительно в области 20—160° К, межоблачной среды — порядка нескольких тысяч градусов Кельвина²³. Межрукавная среда очень разреженная; плотность ее не менее чем в 10 раз меньше средней плотности в рукавах и температура порядка нескольких тысяч градусов (см., например,²⁹).

В Галактике наблюдаются крупномасштабные движения огромных газовых комплексов в ее плоскости. Это известный «3 кпс-рукав», движущийся радиально от центра со скоростью 50 км/сек, и «4 кпс-рукав», движущийся с противоположной стороны также от центра со скоростью около 135 км/сек. Эти процессы, по-видимому, свидетельствуют об активности центральных областей Галактики, выбрасывающих взрывообразно огромные массы газа. Такая модель происхождения указанных комплексов была рассмотрена в работе³⁰. Есть указания на то, что подобные взрывные процессы имеют место не только в ядрах галактик, но и в спиральных ветвях (разумеется, с меньшей мощностью). В некоторых галактиках, например NGC 3486, из главных ветвей выходят почти под прямым углом многочисленные ответвления, образующие вторичную спиральную структуру. Это можно связать с активностью главных ветвей, приводящей к выбросу огромных масс материй из основного тела, в дальнейшем закручиваемых вращением³¹. В нашей Галактике, в частности, Кепнер³² изучала водородные облака с малой плотностью, находящиеся на значительном расстоянии над плоскостью Галактики (до килопарсека). Оорт связывает эти

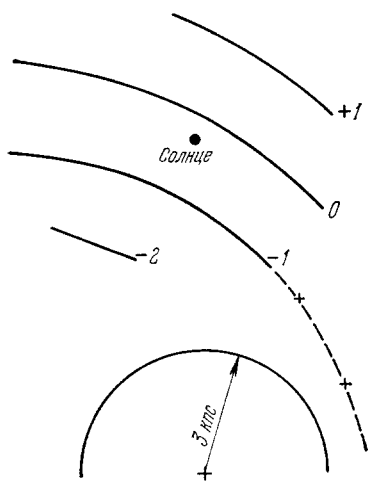


Рис. 4. Схема спиральных рукавов в нашей Галактике по данным наблюдений областей НII²⁶⁶. Расстояние до Солнца — 8,2 кпс.

облака со взрывом, аналогичным известному в Малом Магеллановом Облаке ²³, в результате которого значительные массы газа были выброшены высоко над галактической плоскостью.

Регулярное движение нейтрального водорода, по-видимому, совпадает в Галактике с движением НII-областей. Из работы Мезгера и др. (см. ³³) следует, что между скоростями HI- и HII-областей не существует систематического различия, превышающего несколько км/сек. В общем HI- и HII-области, а также молодые звезды движутся, по всей вероятности, вместе ³³. Это обстоятельство, в частности, может служить аргументом в пользу того, что оптическая и радиокартина спиралей должны в Галактике совпадать.

Ряд деталей описанной выше картины строения спиральной структуры нашей и внешних галактик обсуждался подробнее в обзорах ³⁴⁻⁴¹.

III. ВОЛНОВАЯ ТЕОРИЯ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ

Главной задачей теории спиральной структуры является объяснение следующих моментов: а) почему некоторые галактики имеют отчетливо выраженный спиральный узор, простирающийся по всему диску галактики и б) почему этот узор существует на протяжении многих оборотов галактики, несмотря на разрушающее действие дифференциального вращения? Эта проблема была прекрасно сформулирована Оортом: «В системах с сильным дифференциальным вращением, каковое наблюдается во всех спиральных галактиках без перемычек, спиральные черты совершенно естественны. Любая структурная неоднородность, вероятно, закрутится, образуя часть спирали. Но не это явление мы должны рассмотреть. Мы должны объяснить спиральную структуру, охватывающую всю галактику от ее ядра до самой внешней части и состоящую из двух рукавов, выходящих из двух диаметрально противоположных точек. Хотя эта структура часто бывает безнадежно иррегулярна и клочковата, общая картина крупномасштабного явления может быть прослежена во многих галактиках» ⁴².

Первую часть проблемы (а) сейчас часто называют проблемой существования глобальной структуры (grand-design), вторую часть (б) — проблемой «выживания» (persistence problem).

В настоящее время имеются серьезные основания думать, что видимые спирали в нормальных галактиках *) есть спиральные волны плотности, которые могут существовать в таких системах и процесс распространения которых есть твердотельное вращение вокруг центра галактики с некоторой фиксированной фазовой скоростью. Гипотеза волн плотности позволяет разрешить основную трудность в проблеме спиральной структуры, заключающуюся в том, что всякие неосесимметричные конгломераты материи быстро закручиваются дифференциальным вращением, диссипируя в системе за несколько оборотов. Если же спиральные ветви представляют собой волны, а не конгломераты материи, то существуют условия, когда такие волны вращаются твердотельно, несмотря на общее дифференциальное вращение системы. Таким образом, волновая теория отвечает на оба поставленных выше вопроса.

Волновая теория спиральной структуры на протяжении многих лет развивалась Линдбладом, которому принадлежит и сама идея о спиральных волнах плотности в галактиках ^{44, 45}. Однако его работы не получили широкого признания. Главная причина этого, по-видимому, состоит

*) В настоящей статье мы не касаемся проблемы спиралей с перемычкой (*Sb*), которая сама по себе требует отдельного обзора (см., например, ^{37, 43}).

в том, что его теорию, построенную в терминах орбит и привлекающую множество предположений и приближений, трудно проследить в деталях. Но, пожалуй, для астрономов было более важно то, что Линдблад настаивал на раскручивающихся спиралях, что противоречило общепринятому мнению. Новый этап в теории спиральной структуры связан с работой Лина и Шу⁴⁶, в которой спиральные волны рассматривались как коллективные движения в самогравитирующем диске, описываемом уравнениями сплошной среды. Позже было проведено более адекватное рассмотрение на основе бесстолкновительного кинетического уравнения⁴⁷, и полностью идейная и количественная сторона теории Лина и его сотрудников была сформулирована в⁴⁸. Параллельно волновая теория развивалась на основе идей Лина рядом других авторов (см. ниже, а также обзоры^{23, 38-41, 49-54}). В результате к настоящему времени выяснены многие аспекты волновой картины спиральной структуры.

1. Модель галактики. Спиральные волны плотности в первом приближении можно рассматривать как малые возмущения на осесимметричном равновесном фоне распределения массы галактики. Свойства волн полностью определяются равновесными параметрами системы, поэтому предварительно необходимо построить равновесную модель галактики.

Спиральные галактики состоят, вообще говоря, из ряда подсистем, отличающихся кинематическими свойствами и характером распределения массы.

Наиболее старые звезды образуют сферическую подсистему. Звезды этой подсистемы обладают большой дисперсией скоростей, а сама подсистема вращается с очень малой скоростью. Распределение массы почти сферически-симметрично, и имеет место сильная концентрация массы к центру. Самые молодые звезды, межзвездный газ и пыль образуют плоскую подсистему. Она вращается с большой скоростью, а объекты, образующие ее, имеют малую дисперсию скоростей. Когда говорят о вращении галактики, то, как правило, имеется в виду вращение именно этой подсистемы. Масса в плоской подсистеме сосредоточена в тонком диске, концентрация массы к центру слабая, т. е. вдоль радиуса диска плотность меняется мало. Важно еще раз заметить, что спирали в галактике очерчивают объекты именно этой подсистемы.

Между сферической и плоской подсистемой имеется целый набор подсистем с промежуточными свойствами. В нашей Галактике выделяют пять подсистем^{55, 56}. Масса плоской подсистемы равна $7 \cdot 10^9 M_{\odot}$, масса слабо-вращающихся старых подсистем — сферической, дисковой и промежуточной — почти на порядок больше: $63 \cdot 10^9 M_{\odot}$. Отсюда ясно, что вращение плоской подсистемы целиком определяется подсистемами старых звезд, т. е. ее равновесие не является самосогласованным.

В целом спиральная галактика является чрезвычайно сложной системой, и построить для нее самосогласованное решение, дающее связь между всеми равновесными параметрами ее подсистем (плотностью, скоростью вращения, функцией распределения звезд по скоростям и т. д.) является чрезвычайно сложной, не решенной до сих пор задачей. Это обстоятельство заставляет при выборе равновесной модели аппелировать к наблюдательным данным. В некоторых работах (см., например,^{57, 58}) получено самосогласованное решение для простейшей модели равновесной галактики, рассматриваемой как быстровращающийся тонкий диск звезд. Однако практически пользоваться этими результатами при объяснении процессов в реальных спиральных галактиках нельзя в силу неадекватности такой модели.

Наблюдаемая кривая вращения галактики позволяет получить распределение суммарной массы всех ее подсистем (например, модель Шмидта⁵⁹ для Галактики). Но найти распределение массы разных подсистем уже очень трудно.

Кроме распределения массы, в равновесной модели необходимо знать вид функции распределения скоростей и зависимость параметров распределения от расстояния до центра галактики. Наблюдения показывают, что распределение в Галактике в окрестности Солнца близко к шварцшильдовскому (анизотропное максвелловское распределение)^{60, 61}. Исследование некоторых возможных механизмов релаксации также приводит к этому распределению (например,⁶²⁻⁶⁴). Можно думать, что это распределение реализуется в большей части галактики, хотя уверенности в этом нет. Дисперсию скоростей как функцию галактоцентрического расстояния часто определяют, исходя из гипотезы о маргинальной устойчивости *) звездного диска⁶⁵, согласно которой

$$c_r = 0,085 \lambda_T \kappa(r), \quad (1)$$

где c_r — радиальная дисперсия,

$$\kappa(r) = 2\Omega(r) \sqrt{1 + \frac{r}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dr}}$$

— эпитциклическая частота,

$$\lambda_T = \frac{4\pi G \sigma(r)}{\kappa^2(r)} = \frac{2\pi}{k_T} : \quad (2)$$

G — гравитационная постоянная, $\sigma(r)$ — поверхностная плотность.

При рассмотрении возмущений во многих работах в качестве модели галактики рассматривается тонкий быстро вращающийся диск. В пользу такой модели можно привести, например, следующие аргументы. Во-первых, спиральность галактики в основном действительно выражена объектами плоской подсистемы. Во-вторых, можно ожидать, что звезды сферической подсистемы, обладая большими пекулярными скоростями, будут давать относительно малый вклад в собственное поле волны и будут иметь малый контраст плотности. Эти обстоятельства позволяют в первом приближении ограничиться рассмотрением модели тонкого диска **).

В ряде работ⁶⁶⁻⁷⁰ явно выделялись две подсистемы звезд, соответствующие населению I и II в галактике. Обладая большой дисперсией скоростей, звезды населения II могут оказывать влияние лишь на «тонкие свойства» волн (неустойчивость и т. п.), не влияя на их динамику. Однако именно они определяют вращение тонкого диска населения I (см. подробнее раздел 6 гл. III).

2. Спиральные волны в дисковых галактиках. Спиральные ветви галактик представляют собой в большинстве случаев лишь малые отклонения плотности от осесимметричного в среднем распределения плотности. Соответственно гравитационное поле, связанное с ветвями, есть малое отклонение от осесимметричного в среднем гравитационного поля. Поэтому в теории в первом приближении спиральную структуру

*) Маргинальная устойчивость означает, что дисперсия скоростей звезд в каждой области диска равна известному минимальному значению, при котором диск является локально устойчивым по отношению к гравитационной конденсации.

**) Имеется большое число работ, в которых в качестве модели галактики рассматривались цилиндры. Здесь эти работы не обсуждаются.

ру можно рассматривать как малое возмущение равновесного осесимметричного состояния системы, и ситуация будет описываться линейными уравнениями. При этом возможны следующие постановки задач ^{51, 71}:

а) Найти моды колебаний самосогласованной системы.

б) Найти самосогласованное решение с начальными условиями.

в) Найти отклик системы на заданный спиральный потенциал *).

В задаче о модах необходимо показать, могут ли и при каких условиях спиральные возмущения плотности и потенциала являться решениями уравнений, описывающих самосогласованное поведение малых возмущений в системе. Обратимся к этой задаче, представляющей наибольший интерес в теории спиральной структуры.

Пусть f_1 и φ_1 — малые возмущения функции распределения и потенциала соответственно. Возмущенная функция распределения и возмущенный гравитационный потенциал запишем в виде

$$\tilde{f} = f_0(r, z, v, v_\theta, v_z) + f_1(r, z, \theta, |v_r, |v_\theta, |v_z, t), \quad |f_1| \ll |f_0|, \quad (3)$$

$$\tilde{\varphi} = \varphi_0(r, z) + \varphi_1(r, \theta, z, t), \quad |\varphi_1| \ll |\varphi_0|. \quad (4)$$

Остановимся сначала на модели бесконечно тонкого диска. Подставляя (3) и (4) в уравнения Луивилля и Пуассона и ограничиваясь линейными членами, для f_1 и φ_1 получим уравнения

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v_r \frac{\partial f_1}{\partial r} + \left(\frac{v_\theta}{r} + \Omega \right) \frac{\partial f_1}{\partial \theta} + \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} \frac{\partial f_0}{\partial v_r} + \left(\frac{v_\theta}{r} + 2\Omega \right) v_\theta \frac{\partial f_1}{\partial v_r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \theta} \frac{\partial f_0}{\partial v_\theta} + v_r \left(\frac{v_\theta}{r} - \frac{\kappa^2}{2\Omega} \right) \frac{\partial f_1}{\partial v_\theta} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} = -4\pi G \delta(z) \int f_1 dv_r dv_\theta. \quad (6)$$

При получении (5) учтено, что в равновесии центробежная сила уравновешивается гравитацией, т. е. $\partial \varphi / \partial r + \Omega^2 r = 0$.

В общем случае получить решение уравнений (5), (6) в аналитическом виде не удастся. В работах ⁴⁶⁻⁴⁸ было показано, что такое решение можно сравнительно просто получить, рассматривая «туго закрученные» спиральные волны, которые описываются функциями типа

$$A_1(r, \theta, t) = A^0(r) \exp \{ i [\omega t - m\theta + \Phi(r)] \}, \quad (7)$$

где $A^0(r)$ — медленно меняющаяся с r амплитуда, $\Phi(r)$ — медленно меняющаяся (монотонно) радиальная фаза, являющаяся большой величиной, ω — некоторая константа и m — целое число. Линия постоянного значения функций A_1 приблизительно дается уравнением

$$m(\theta - \theta_0) = \Phi(r) + \Phi(r_0), \quad (8)$$

которое представляет спиральный узор с m ветвями. Спиральный узор вращается с угловой скоростью

$$\Omega_p = \frac{\omega_r}{m}, \quad (9)$$

где ω_r — реальная часть ω . Радиальное волновое число есть $|k(r)|$, где

$$k(r) = \frac{d\Phi}{dr}. \quad (10)$$

Полагая $\Omega(r) > 0$ и $m > 0$, получим, что спирали будут закручивающимися, если $k(r) < 0$, и раскручивающимися, если $k(r) > 0$.

*) Работы этого типа в настоящей статье не рассматриваются. Соответствующие ссылки можно найти в обзорах ^{51, 52}.

Большая величина $\Phi(r)$ позволяет использовать асимптотический анализ, соответствующий WKB-приближению. Подставляя f_1 и ϕ_1 в виде (7) в уравнения (5), (6), в первом WKB-приближении получим в качестве условия существования решений в виде спиральных волн дисперсионное уравнение

$$1 = \frac{4\pi G\sigma_0(r) e^{-x} |k(r)|}{x\kappa^2} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{s^2 I_s(x)}{s^2 - \nu^2}, \quad (11)$$

где $x = k^2 c_r^2 / \kappa^2$, $\nu = (\omega - m\Omega) / \kappa$, $I_s(x)$ — функции Бесселя мнимого аргумента. При выводе (11) предполагается, что распределение скоростей является шварцшильдовским с отношением дисперсий $c_r/c_\theta = 2\Omega/\kappa$ и что пекулярные скорости звезд малы по сравнению с круговыми. Уравнение (11) было получено в работах ⁴⁸, ⁶⁶. В ⁶⁶ приведено также уравнение, справедливое для произвольной функции распределения.

Более удобной оказывается другая форма записи уравнения (11) ⁴⁸

$$\frac{k_r}{|k|} (1 - \nu^2) = F_\nu(x), \quad (12)$$

где

$$F_\nu(x) = \frac{1 - \nu^2}{x} \left[1 - \frac{\nu\pi}{2\pi \sin \nu\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-x(1 + \cos s)} \cos \nu s ds \right]. \quad (13)$$

Функция $F_\nu(x)$ табулирована в работе ⁴⁸. Уравнение (11), (12) справедливо при

$$1 - \nu^2 > 0. \quad (14)$$

Точки, в которых $\nu = \pm 1$ (точки линдбладовского резонанса), требуют особого рассмотрения. В их окрестности становятся несправедливыми уравнения (11) или (12) (подробнее см. п. 5).

Волны, описываемые уравнением (11), (12), обладают следующими свойствами ⁴⁸.

а) Они занимают область галактического диска, в котором выполняется условие

$$\Omega - \frac{\kappa}{m} < \Omega_p < \Omega + \frac{\kappa}{m}. \quad (15)$$

Эта область будет тем протяженнее, очевидно, чем меньше m . Если отвлечься от случая $m = 0,1$, то из (15) следует, что максимальную область галактического диска занимает двухрукавная структура. Для наиболее типичных наблюдаемых кривых вращения двухрукавный узор занимает всю область галактики, где прослеживается спиральная структура ⁴⁸, ⁷². Для всех же $m > 2$ область существования волны оказывается очень малой при любых разрешенных значениях Ω_p . Это свойство спиральных волн, возможно, объясняет двухрукавность большинства галактик.

б) На рис. 5 ⁷³ приведена дисперсионная кривая, дающая зависимость безразмерной длины волны λ/λ_r от безразмерной частоты $|\nu|$. Она построена в предположении, что c_r равна минимальному значению, определяемому критерием Тоомре. Это значение определяется из уравнения (12) условием $\nu^2 = 0$. Область $\nu^2 > 0$ соответствует нейтральным волнам, $\nu^2 < 0$ — неустойчивости. Однако если даже $c_r \leq c_{r \min}$, то критическая длина Джинса, отделяющая устойчивые длины волн от неустойчивых, оказывается настолько большой, что значение джинсовской неустойчивости в теории спиральной структуры, по-видимому, несущественно.

в) Из (11), (12) вытекает, что закручивающиеся и раскручивающиеся спирали одинаково равноправны. Таким образом, в обсуждаемом приближении нельзя объяснить предпочтительность одного из типов спиралей.

Рассмотрим роль подсистемы звезд с большими пекулярными скоростями и малым вращением⁶⁶⁻⁶⁹. Эту подсистему можно учесть включением в уравнение Пуассона (6) плотности рассматриваемых звезд $\int f_2 dv_r dv_\theta$ и добавлением к системе уравнений (6), (7) уравнения для возмущенной функции распределения звезд подсистемы II:

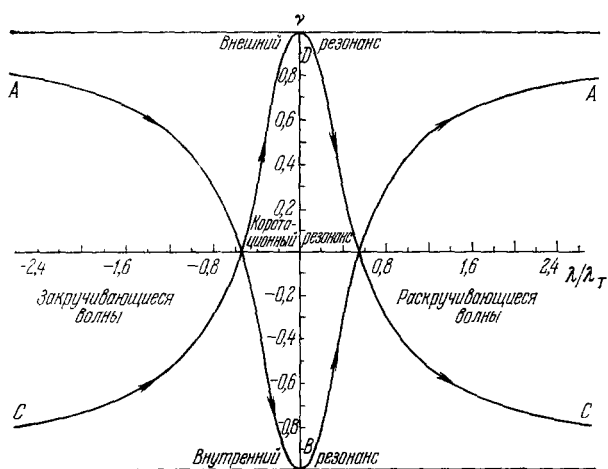


Рис. 5. Дисперсионная кривая маргинально устойчивого диска⁷³.

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_2}{\partial t} + v_r \frac{\partial f_2}{\partial r} + \\ + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial f_2}{\partial \theta} + \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \frac{\partial f_2^0}{\partial v_r} + \\ + \left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial r} + \frac{v_\theta^2}{r} \right) \frac{\partial f_2}{\partial v_\theta} + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \theta} \frac{\partial f_2^0}{\partial v_\theta} - \\ - \frac{v_r v_\theta}{r} \frac{\partial f_2}{\partial v_\theta} = 0. \quad (16) \end{aligned}$$

В WKB-приближении это приведет к появлению в правой части (42) дополнительного члена

$$\frac{\sigma_2^0}{k} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\partial f_2^0 / \partial v_r) dv_r}{(\omega/k) - v_r}, \quad (17)$$

где σ_2^0 — невозмущенная плотность подсистемы II и функция f_2^0 , в отличие от (16), нормирована к единице и проинтегрирована по v_θ .

Пусть f_2^0 — максвелловская функция. Дисперсионное уравнение можно записать тогда в виде

$$1 = \frac{2\pi G \sigma_1^0}{|k| c_r^2} \left[\frac{F_v(x)}{1 - v^2} x + \zeta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_2^0 dv_r}{1 - (\omega/kv_r)} \right], \quad (18)$$

где

$$\zeta = \frac{\sigma_2^0}{c_2^2} / \frac{\sigma_1^0}{c_r^2}. \quad (19)$$

Если $\zeta \ll 1$, то решения уравнения (18) можно искать путем разложения в ряд по степеням ζ . Очевидно, что в нулевом приближении получим просто уравнение (12). Этот результат оправдывает рассмотрение только вращающегося звездного диска, если $c_r^2/c_2^2 \ll 1$ при сравнимых σ_1^0 и σ_2^0 . Однако видно, что, в отличие от⁴⁶⁻⁴⁸, в дисперсионном соотношении должна фигурировать при этом не полная поверхностная плотность, а только плотность непосредственно подсистемы I.

При фиксированном m уравнения (11), (12) дают связь между ω и k . Можно рассматривать две постановки задачи: а) при заданной ω находить из (11), (12) k и б) задавая k , находить соответствующую частоту ω . Первая постановка соответствует физической ситуации, когда в системе «генератором» в некоторой области возбуждаются колебания с фиксированной частотой ω ; распространяясь, эти колебания образуют волновое поле с частотой волны ω и длиной волны, определяемой дисперсионными свойствами

системы. Если среда неоднородна, то длина волны будет функцией координат, определяемой дисперсионным уравнением.

С возможностью такой ситуации и связано объяснение существования глобальной спиральной структуры и ее «живучести» при наличии дифференциального вращения. Действительно, задавая частоту произвольным числом, лежащим в интервале (15), из уравнения (12) мы определим соответствующую ей функцию $k(\omega, r)$. Фазовая скорость волны вдоль радиуса будет, естественно, при этом зависеть от r : $\omega/k(r) = v_f(r)$. Но для нас важно, что азимутальная фазовая скорость $\Omega_p = \omega/m$, т. е. угловая

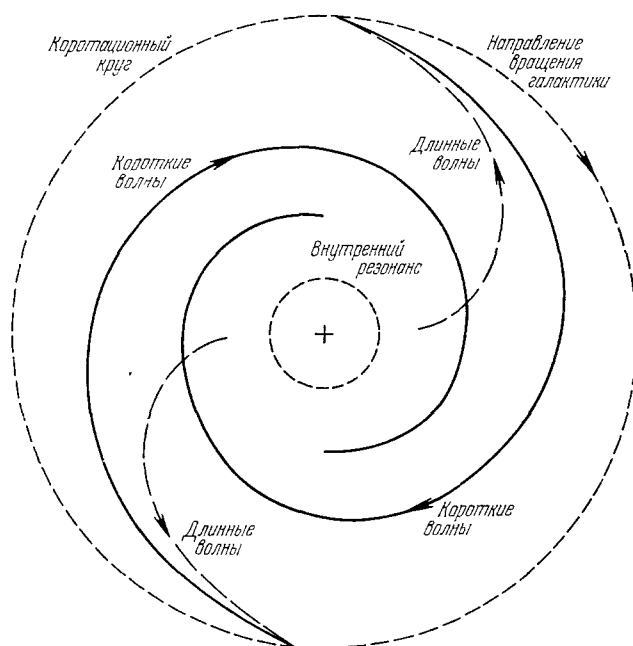


Рис. 6. Схематическое изображение длинноволновой и коротковолновой мод⁵⁴ для модели Галактики по Шмидту (1965 г.).

скорость вращения спирального узора от r не зависит. Таким образом, спиральные волны в системах с дифференциальным вращением могут вращаться твердотельно.

В приведенной схеме скорость вращения волны Ω_p (или частота ω) не определяется в рамках самой теории и является свободным параметром. Поскольку картина спирального узора коррелирует с другими свойствами галактики, то естественно думать, что эта частота задается «генератором», свойства которого определяются общими физическими характеристиками галактики (см. ниже).

Определяя при фиксированной Ω_p функцию $k(r)$, мы можем построить по уравнению картину спирального узора галактики. Эта программа была реализована для нашей Галактики в работах^{48, 74, 75} и для галактик М 33, М 51, М 81 в работе⁷². При этом Ω_p выбирается таким образом, чтобы получить наиболее согласующийся с наблюдаемым спиральный узор.

Уравнение (11), (12) определяет для каждого значения ω две функции $k(r)$, одна из которых при $\nu = -1$ (внутренний линдбладовский резонанс) обращается в бесконечность, а вторая — в нуль. На внешнем резонансе, т. е. при $\nu = 1$, ситуация обратная (рис. 6). Имея в виду

поведение вблизи внутреннего резонанса, назовем первую функцию коротковолновой модой k_{∞} , а вторую — длинноволновой модой k_0 .

Если использовать в качестве модели галактики модель Шмидта (1965 г.), то согласие теоретического узора с наблюдаемым можно получить лишь для моды k_{∞} ⁴⁸ (см. рис. 6). Именно она и имеется в виду в дальнейшем изложении всюду, за исключением раздела 6 гл. III, где приведена альтернативные соображения использующие при построении теоретического спирального узора моду k_0 .

3. Сравнение теории с наблюдениями. В работе⁴⁸ было проведено сравнение результатов, полученных на основе волновой теории, с наблюдательными данными для Галактики. Это сравнение проводится по четырем пунктам. Рассматриваются: 1) распределение нейтрального водорода (HI-области) в Галактике, 2) систематическое движение газа, 3) распределение молодых звезд и других оптических объектов, 4) миграция умеренно молодых звезд.

а) *Распределение нейтрального водорода.* Используя модель Галактики Шмидта (табл. I, II в работе⁴⁸), было найдено, что наилучшее совпадение с картиной распределения радиоводорода²⁰⁻²² получается, если выбрать $\Omega_p = 11-13$ км/сек·кпс. Точка внутреннего линдбладовского резонанса $\nu = -1$ при этом лежит на расстоянии ≈ 4 кпс от центра Галактики. В работе⁴⁸ считается, что согласно теории спираль оканчивается здесь кольцом; это кольцо связывается с «4-кпс рукавом» в Галактике. Однако ситуация здесь более сложна⁷⁴, и этот вывод не очевиден. В целом построенная модель спиральной структуры дает согласие с Керром²² пространственное расположение и число спиральных рукавов. Подробно построение теоретической схемы спиральной структуры приведено в работе⁷⁶.

б) *Систематическое движение газа.* Кривая вращения Галактики обнаруживает волнообразные нерегулярности, если ее строить по профилям радиолинии 21 см в предположении чисто кругового движения газа (см., например,⁷⁷). Анализ этого явления показывает, что волнообразность является кажущейся, так как в действительности движение газа не является чисто круговым: газ имеет дополнительные систематические движения со скоростью порядка 10 км/сек. Существование систематического движения газа может быть объяснено спиральной волне. Действительно, вещество, перетекая через рукав, сжимается и в соответствии с уравнением непрерывности меняет скорость. Для того чтобы объяснить скорости порядка 10 км/сек, достаточно иметь амплитуду потенциала спиральной волны около 5% осесимметричного поля. Амплитуда плотности в волне при этом составляет около 10% средней плотности¹ (в окрестности Солнца), причем вклад газа и звезд приблизительно одинаков. Теоретический профиль линии 21 см и видимая кривая вращения оказываются хорошо совпадающими с наблюдаемыми, если принять для скорости вращения спирального узора значение 11,5 км/сек·кпс.

На основе модели спиральной структуры^{48, 76, 78, 79} получаются теоретические профили линии 21 см и теоретическая «кажущаяся» кривая вращения, совпадающие с наблюдаемыми^{48, 76, 79-81}.

в) *Распределение молодых звезд.* Как известно, молодые звезды спектральных классов О и В хорошо очерчивают спиральный узор. По-видимому, они рождаются в местах наибольшей концентрации газа, и так как газ концентрируется в спиральных рукавах, то в них и должно происходить рождение звезд. Двигаясь со скоростью общего вращения материи, вновь рожденные звезды должны смещаться относительно волнового спирального узора, мигрируя, таким образом, с течением времени из рукава. При

скорости $\Omega_p = 13 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}$ за 10 млн. лет смещение звезд и газового рукава составит в окрестности Солнца, где $\Omega(R_\odot) = 25 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}$, около 1,2 кпс. Однако из-за малого угла наклона рукава радиальное смещение будет составлять всего лишь десятую часть этого значения, что практически трудно обнаружить. Поэтому в Галактике молодые оптические объекты лежат внутри газовых ветвей⁴⁸.

г) *Миграция звезд*. Стремгрен с сотрудниками в ряде работ разработали метод определения возраста молодых звезд, точность которого составляет 10—15%. Определяя возраст звезды и имея из наблюдений ее собственное движение, можно установить место ее рождения. В работе⁸² составлены таблицы, по которым можно легко строить орбиты молодых звезд от настоящего момента назад до момента рождения. Можно ожидать, что область, занимаемая точками рождения звезд, образует спиральный рукав, который находился там в момент звездообразования. Первые результаты Стремгрена^{83,84} показали, что места рождения звезд попадут в область спирального рукава, если только предположить, что он вращается со скоростью, отличающейся от скорости вращения галактики. Подробно картину движения звезд (назад во времени) рассчитывал Юань^{85,86}. Учитывая влияние гравитационного поля спирального рукава на движение звезды, он показал, что при значениях этого поля, равном 5% осесимметричного среднего поля Галактики, область локализации мест рождений образует отрезки спиральных ветвей. Согласно⁸⁶ нынешние ветви могли бы находиться в этих областях в момент рождения звезд, если они вращаются со скоростью $\Omega_p = 13 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}$ ^{48,85}.

Кроме рассмотренных выше четырех пунктов, волновая теория качественно объясняет ряд других явлений в галактиках и может ими проверяться количественным сравнением. К ним относятся:

д) *Отклонение вертекса (т. е. большой оси) эллипсоида скоростей*.

е) *Корреляция между возрастом и пространственным расположением молодых объектов*.

Известно, что направление большой оси эллипсоида скоростей молодых звезд в окрестности Солнца заметно отличается от направления на центр Галактики, что противоречит выводу теории стационарной осесимметричной Галактики (см., например,⁶⁰). В числе других возможных причин это отклонение может быть связано с влиянием поля спиральной волны на распределение по скоростям^{68, 87—89}.

Чем больше возраст молодых звезд, тем дальше они уходят от места максимума концентрации газа, где они родились. Поэтому поперек рукава должен существовать градиент возрастов звезд, величина и знак которого зависят от $\Omega(r) - \Omega_p$. Определяя величину этого градиента для галактики М 33, Диксон¹⁴ оценил величину $r\Omega(r) - r\Omega_p$: на расстоянии 3,4 кпс она оказалась равной $\approx -12 \text{ км/сек}$. Если этот результат правилен и если спиральный узор вращается твердотельно, то в этой галактике $\Omega_p = \Omega$ при $r = 2,8 \text{ кпс}$ и $\Omega_p < \Omega$ при $r < 2,8 \text{ кпс}$.

В недавней работе⁷² на основе теории волн плотности был проведен расчет спиральной структуры трех галактик: М 33, М 51 и М 81. По известным кривым вращения М 33^{84, 86, 90}, М 51^{91, 92}, М 81⁹³ для этих галактик были построены равновесные модели по методу, разработанному в^{57, 58, 63}, т. е. найдены распределения массы и дисперсии скоростей звезд. В соответствии с гипотезой Лина о механизме возбуждения спиральных волн в галактиках⁹⁴ (см. также ниже) скорость вращения спирального узора Ω_p выбиралась равной скорости $\Omega(r)$ в точке r , соответствующей наиболее отдаленным областям скопления ионизованного водорода Н II. Она оказалась равной 16 км/сек·кпс, 33 км/сек·кпс, 21,5 км/сек·кпс для М 33,

М 51 и М 81 соответственно. Расчет спиральных узоров с этими значениями Ω_p для построенных галактик дал картину, согласующуюся с наблюдаемой спиральной структурой в рассматриваемых галактиках.

Измеряя возраст различных объектов в сечении рукава, т. е. определяя градиент возрастов поперек рукава, можно непосредственно определить скорость вращения спирального узора Ω_p . Такое исследование провели Куртз и Дюбу-Крийон⁹⁵ для М 33. На основе выполненных расчетов возрастов объектов в ветвях эти авторы пришли к выводу, что Ω_p заключено в интервале между -24 км/сек·кпс и $+25$ км/сек·кпс.

Важным моментом в волновой теории является вопрос о звездообразовании в спиральных ветвях. В своих первых работах Лин и Шу⁴⁶ высказали гипотезу, согласно которой звезды образуются на фронте волны плотности, т. е. в местах повышенной плотности межзвездного газа, и повторяют, таким образом, форму спирального рукава. Количественный расчет был сделан Фуджимото⁹⁶ и Робертсом⁹⁷. Робертс рассмотрел образование звезд в ударной волне, которая возникает в межзвездном газе в присутствии спиральной волны плотности, идущей по звездной составляющей галактического диска. Согласно^{98, 99} в дисковых галактиках, подобных нашей, может существовать глобальная (покрывающая практически весь диск) двурукавная ударная волна, которая может служить триггерным механизмом для коллапса газовых облаков, приводящим к звездообразованию. При этом оказывается, что молодые звезды на III-области должны располагаться на внутренней кромке газовой спиральной ветви II, что в общем подтверждается наблюдениями (см. гл. II).

4. Трудности теории волн плотности. Как видно из предыдущего, волновая теория спиральной структуры продемонстрировала ряд убедительных аргументов, свидетельствующих в ее пользу. Однако оказалось, что в существующей к настоящему времени форме теории имеет уязвимые места.

а) *Поведение пакета спиральных волн.* Наиболее принципиальные затруднения возникают в связи с полученным Тоомре⁷⁴ результатом. Он обратил внимание на то, что эволюция заданного спирального узора должна в реалистической схеме рассматриваться как эволюция пакета спиральных волн, которая определяется групповой скоростью c_g .

Для окрестностей Солнца c_g оказывается равной ≈ 10 км/сек ($\kappa/k_t = 65$ км/сек, $\partial|\nu|/\partial|k^*| = 1,5$). С такой скоростью пакет пройдет расстояние 10 кпс за 10^9 лет, т. е. приблизительно за 4 галактических года (в окрестности Солнца). Вообще говоря, c_g зависит от r , стремясь к нулю, при r , стремящемся к внутреннему резонансу (для закручивающейся спирали). Тем не менее точный расчет показывает, что на проходные расстояния от 12 кпс до 5 кпс требуется около 10^9 лет (напомним, что внутренний резонанс в спиральном узоре Лина и др. лежит около 4 кпс). Таким образом, за время порядка 4 оборотов Галактики пакет стягивается к внутреннему резонансу, занимая в итоге незначительную область. Соответственно спиральный узор перестает существовать как глобальный феномен, занимающий весь галактический диск.

При движении пакета к внутреннему резонансу r_L плотность энергии и момента растут, т. е. вся энергия пакета концентрируется к области в окрестности r_L . Соответственно неограниченно возрастает амплитуда плотности. Но, как показано в недавней работе Марка¹⁰⁰, при этом происходит поглощение коротковолновой моды, так что пакет диссипирует в соответствии с предположением Тоомре⁷⁴.

Помимо стягивания пакета волн к резонансу, Тоомре⁷⁴ считает возможным искажение спиральной волны вследствие медленной зависимо-

сти $\omega(t)$. Этот вывод получил также Контопулос⁵³, рассматривая эволюцию начального возмущения.

б) *Антиспиральная теорема*. Линден-Белл и Острикер¹⁰¹ показали, что во вращающемся осесимметричном газовом диске без учета диссипации спиральные волны не являются собственными модами колебаний. Собственные моды в такой системе образуют узор типа «тележного колеса». Происхождение этого обстоятельства очевидно: оно связано с тем, что в рассматриваемой системе для одного и того же значения действительной ω найдутся две сопряженные спиральные моды, в итоге приводящие к образованию «тележного колеса».

Трудности, связанные с антиспиральной теоремой, по-видимому, не принципиальны. Они, очевидно, связаны с чрезвычайно простой симметрией задачи, и достаточно рассмотреть более реалистичную систему (например, включить диссипацию, магнитные поля, течения и т. д.), чтобы нарушить эту симметрию⁵⁰. Необходимую асимметрию вносят, наконец, начальные условия⁵⁰. В работе¹⁰² приведено соображение, что антиспиральная теорема есть отражение факта обратимости во времени уравнений движения. Учет диссипации, которая выделяет «стрелу времени», приводится как причина невозможности обращения времени и, следовательно, нарушения антиспиральной теоремы. Как известно, «стрелу времени» выделяют и начальные условия, поэтому последних может быть достаточно, чтобы обойти указанные трудности.

Прежде чем перейти к обсуждению трудностей, возникающих из-за быстрого исчезновения пакета спиральных волн, заметим следующее. Ряд авторов считают, что в линейной теории поведение волны вблизи линдбладовских резонансов определяется условиями «сшивания» в WKB-приближении решений вдали от «точек поворота» и в окрестности «точек поворота». При этом наряду с поглощением рассматривается возможность отражения волны (см., например,¹⁰²). Однако, как уже было отмечено, для интересующего нас коротковолнового решения точка линдбладовского резонанса не может быть точкой отражения, так как в ней $k_\infty = \infty$. По этой причине не выполняются правила квантования, и, следовательно, спектр Ω_r является непрерывным. В отличие от «точек поворота», вблизи которых перестают выполняться условия применимости WKB, вблизи точек линдбладовского резонанса эти условия, наоборот, выполняются все точнее, так что в этом отношении нет необходимости говорить о специальном исследовании решения в окрестностях резонанса. Полученный в работе Марка¹⁰⁰ результат о конечности k_∞ в точке $r = r_L$ не меняет этого вывода.

5. Проблема возбуждения и поддержания спирального узора. Из-за серьезных теоретических трудностей в обсуждаемой картине спиральной структуры по Лину и др. для нее сейчас наиболее важным является выяснение вопроса о возбуждении и поддержании спирального узора. Пока что существуют лишь некоторые общие соображения относительно механизмов возбуждения и поддержания. Мы приведем некоторые из них.

а) *Гравитационная фрагментация газа*. Лин⁹⁴ предположил, что таким механизмом может быть гравитационная неустойчивость (неустойчивость Джинса) во внешних частях галактики. Его аргументация состоит в следующем. Согласно Тоомре¹⁰³, диск локально неустойчив по Джинсу, если дисперсия скоростей звезд или турбулентное движение газа меньше критического уровня. Во внешней части галактики звезд мало, а турбулентное движение может интенсивно диссипировать. Это создает условия для неустойчивости, рассмотренной Тоомре. В результате ее развития

образуются структурные неоднородности, которые, вращаясь с локальной круговой скоростью, растягиваются в куски спирали общим дифференциальным вращением. Подробно динамика таких неоднородностей была рассмотрена в работах ¹⁰⁴.

Возникшие возмущения возбуждают спиральные волны в диске. Скорость вращения волны равна скорости диска в области неустойчивости, т. е. эта область является областью коротации. Таким образом, частота волны определяется скоростью галактики в ее внешней части; вращающиеся здесь структурные неоднородности и являются «генератором», задающим частоту.

Говоря более строго, необходимо рассматривать возбуждение не отдельной моды, а волнового пакета, движущегося к внутреннему резонансу. Непосредственно не очевидно, что возбуждаемые во внешней части системы волны произведут квазистационарную структуру по всему диску. Во-первых, энергия случайно возникающих во внешних частях диска возмущений ограничена. Более того, она, вообще говоря, рассеивается при распространении.

Выход из этих затруднений можно найти, согласно Лину ⁹⁴, в следующем. Между внутренним резонансом (или центром галактики, если нет резонанса) и точкой коротации (т. е. области, в которой $\Omega_p = \Omega$) предполагается возможность обратной связи, позволяющей подкачивать энергию из резонанса (центра), где она накапливается, «генератору». Осуществляется она следующим образом. Если нет внутреннего резонанса, то сходящаяся к центру волна имеет достаточно возросшую амплитуду, чтобы вызвать искажение центральной части галактики в виде «короткого бара» (перемычки). Эта конфигурация вращается со скоростью Ω_p , соответствующей скорости возмущающей волны. Возмущенное гравитационное поле, связанное с «баром», распространяется наружу на «длинных волнах» (короткие волны могут распространяться наружу только для раскручивающейся спирали). Воздействие этой волны будет наиболее ощутимым в точке коротации, где скорость вращения возмущенного поля Ω_p совпадает со скоростью вращения материи Ω . Так, по Лину в галактике осуществляется хотя бы частичная перекачка энергии из ее внутренней части во внешнюю («генератору»), что позволяет поддерживать относительно стационарную структуру.

Если существует достаточно резкий линдбладовский резонанс, то волны не могут проникнуть к центру системы. Как показал Контопулос ⁵¹, в поле спиральной волны вблизи резонанса орбиты звезд заполняют некоторый овал. Эта овалообразная структура играет ту же роль, что и бар в первом случае, т. е. через нее волна отражается от резонанса.

Приведенная Лином качественная картина возбуждения и поддержания спирального узора вызывает ряд серьезных возражений. В частности, кажется более вероятным, что неустойчивость на краю галактики приведет к образованию хаотических разбросанных сгустков материи, которые будут возбуждать целый спектр волн. В результате должна получиться хаотическая картина от наложения этих волн. Вызывает сомнение возможность отражения волны от внутренней части галактики. Вблизи этой области спираль переходит в кольцо ($\lambda \rightarrow 0$), поле волны обладает здесь вращательной симметрией, так что искажение центральной области в виде бара, по-видимому, невозможно. Согласно ¹⁰⁰, k_∞ конечно при $r = r_L$, но происходит поглощение волны, а не отражение. Но даже если происходит отражение, наряду с «длинной» закручивающейся волной должна возникать «короткая» раскручивающаяся, так что всегда должно иметь место наложение волн обоих типов. Не вдаваясь более в детали, заметим, что в целом гипотеза Лина кажется весьма искусственной.

б) *Сближение с соседними галактиками.* Возможность образования спиральной структуры вследствие возбуждения в ней колебаний под действием близкого прохождения соседней галактики рассматривалось Тоомре ⁷⁴, ¹⁰⁵. Так, в нашей Галактике этот процесс мог бы быть связан с прохождением Большого Магелланова Облака, которое находилось в перигалактике на расстоянии 20—25 *кпс* около $5 \cdot 10^8$ лет назад. Известная галактика М 51 со своим спутником и некоторые другие также обращают внимание на указанную возможность. В работе ¹⁰⁶ ставился численный эксперимент — изучалась реакция системы материальных точек, движущихся по замкнутым орбитам в поле большого центрального тела, моделирующих данную галактику, на близкое прохождение массивного тела — другой галактики. В теле первой галактики отчетливо обнаруживается развивающаяся спиральная структура. И хотя модель выбрана весьма неадекватной реалистической системе, результат впечатляет.

Тем не менее, ввиду огромного числа спиральных галактик без спутников, маловероятно, чтобы этот механизм был сколько-нибудь универсален.

в) *Пучковые неустойчивости.* Поддерживать волновой спиральный узор могла бы, в принципе, некоторая локальная неустойчивость глобально устойчивого по Джинсу звездного диска (сверхустойчивость ⁷⁴). О локальной неустойчивости спиральных мод, возникающей во втором приближении WKВ, говорили Лин и Шу ⁴⁷. Подробный анализ показал, однако, что этот эффект отсутствует ⁷⁴.

В работах ⁵¹, ⁶⁶, ⁶⁹ в качестве механизма возбуждения спиральных волн рассматривалась локальная неустойчивость типа пучковой, связанная с наличием в реальных галактиках слабовращающейся подсистемы звезд. Инкремент этой неустойчивости оказывается приблизительно равным

$$\gamma(r) = \nu(r)^{-1} \cdot 2\pi^3 G^2 \sigma_1^0 \sigma_2^0 F_\nu(x) \left. \frac{\partial f_2^0(v_r)}{\partial v_r} \right|_{v_r = \omega/k(r)}. \quad (20)$$

Из (20) видно, что формально $\gamma(r)$ неограниченно растет при $\nu(r) \rightarrow 0$, поэтому частота усиливаемой волны удовлетворяет условию коротации. В результате возникает ситуация, когда возбужденная каким-либо образом волна в дальнейшем поддерживается этой неустойчивостью. Как уже говорилось, в области коротации необходимо лишь незначительное количество энергии для того, чтобы получить большое действие волны. Поэтому неустойчивость (20), действуя только в области коротации, не обязательно должна быть мощной. Но тем не менее время ее развития должно быть порядка времени жизни пакета, иначе она не в состоянии будет поддерживать узор.

Как показано в ⁶⁷, ¹⁰⁷, в Галактике с учетом сферической подсистемы спиральные волны оказываются неустойчивыми по Джинсу. Роль различных подсистем в неустойчивости спиральных волн рассматривалась также в работе ¹⁰⁸.

г) *Возбуждение волн резонансами.* Линден-Белл качественно рассмотрел возможность возбуждения и поддержания спиральной структуры резонансными процессами, происходящими в области коротации, где имеет место «частичный» резонанс (совпадают скорости движения эпицентра «частицы» — звезды и волн ¹⁰⁹). Однако подробный анализ в работе ¹¹⁰ показал, что приведенные качественные соображения неверны. В этой же работе была исследована роль внутреннего линдбладовского резонанса в возбуждении и поддержании спирального узора. Идея состоит в следующем. Состояние равновесия дифференциально вращающегося диска есть состояние с минимумом энергии при заданном распределении углового момента. Линден-Белл и Калнайс ¹¹⁰ показали, что этот минимум еще

может быть понижен, если существуют неосесимметричные возмущения, которые переносят момент наружу. Оказывается, что такими возмущениями могут быть только закручивающиеся спиральные волны. Эти результаты определяют, по выражению авторов, «причину» существования спиралей и их «цель», которая заключается в том, чтобы «помогать» галактике динамически эволюционировать. Собственно вопрос о конкретном механизме возбуждения волн в резонансе здесь остался открытым, но полученные результаты тем не менее весьма важны для всей волновой концепции. Они позволяют взглянуть на проблему под несколько иным углом, а именно, с позиции общей динамической эволюции галактики. Конкретно же в волновой теории чрезвычайно важен вопрос о том, где находится генератор волн ⁷⁵. Указания на то, что он должен быть на внутреннем резонансе, прекрасно коррелируют с результатами работы ⁷⁵ (см. также ниже раздел 6), из которых следует, что спиральная структура нашей Галактики должна возбуждаться в ее центральной части.

д) *Градиентные неустойчивости*. Системы с градиентами дисперсии скоростей и плотности вдоль радиуса могут оказаться неустойчивыми. Было высказано предположение, что эти неустойчивости могут проявляться в образовании спиральной структуры (см., например, ¹¹¹).

В работах ¹¹² была рассмотрена другая разновидность градиентной неустойчивости. В дифференциально вращающемся самогравитирующем бесконечно тонком диске, состоящем из замагниченного межзвездного газа и звезд, спиральные волны плотности неустойчивы с инкрементом, пропорциональным $H_r H_{\theta} r d\Omega/dr$. Эта неустойчивость связана с наличием магнитного поля и дифференциальностью вращения.

е) *Сдвиговая неустойчивость*. Харрисон связывает возможность возбуждения спиральной структуры с неустойчивостью косых волн в системе с пересекающимися течениями ^{113a}. Была рассмотрена простая модель: плоские косые волны в однородно вращающейся системе с радиальным течением. В такой системе амплитуда волны нарастает. Но слишком большая упрощенность рассматриваемой здесь ситуации не позволяет говорить о непосредственном приложении результатов к галактикам.

Относительно локальных неустойчивостей в целом заметим следующее.

В большинстве случаев они не могут служить генераторами волн, образующих регулярную структуру. Действительно, неустойчивость возбуждает на каждом данном расстоянии от центра галактики волну со «своей» локальной частотой, равной угловой скорости вращения на этом расстоянии. В сумме эти волны дадут картину, вряд ли напоминающую спиральный узор. В лучшем случае возникнет турбулентность. Но может быть и ситуация, аналогичная локальной (в пространстве скоростей) неустойчивости максвелловского распределения скоростей в бесстолкновительной плазме. Такое распределение, как известно, можно в бесстолкновительном случае представить как систему взаимопроникающих пучков. Пучки, вообще говоря, неустойчивы, но в целом распределение устойчиво ^{113b}.

Чтобы выделить одну частоту, неустойчивость должна развиваться только на каком-то определенном расстоянии от центра. Например, у Лина это происходит во внешней части галактики, где возможна гравитационная конденсация.

Резюмируя сказанное, можно сделать вывод, что к настоящему времени в рамках теории Лина и др. остается открытым принципиальный вопрос теории спиральной структуры галактик — вопрос о возбуждении и поддержании спирального узора. Ситуация станет, возможно, более определенной в результате изучения поведения волны в особых точках галактики: в центре, на границе и в точках линдбладовского резонанса.

При этом имеющие здесь место явления могут быть существенно нелинейными (см. раздел 7).

Представляется более вероятным, что решение проблемы в целом заключено в излагаемой ниже схеме, являющейся в известном смысле альтернативой схеме Лина и др.

6. М о д а k_0 и с п и р а л ь н ы й у з о р Г а л а к т и к и. Трудностей, возникающих в схеме, которой придерживается Лин с сотрудниками, нет в альтернативной схеме волновой теории, предложенной в работе ⁷⁵. В основе этой работы лежит идея, согласно которой в дисперсионное уравнение следует вставить не полную поверхностную плотность Галактики $\sigma(r)$, а лишь поверхностную плотность плоской подсистемы $\sigma_1(r)$, так как в нашей Галактике параметр ζ (19) очень мал, порядка 10^{-2} — 10^{-3} .

Замена $\sigma(r)$ на σ_1 коренным образом меняет ситуацию. Плотность плоской подсистемы слабо меняется с расстоянием от центра Галактики. Поэтому в работе ⁷⁵ принято $\sigma_1 = \text{const}$. Тогда согласующейся с наблюдательной картиной оказывается мода k_0 , а не k_∞ . На рис. 3, а и б показано сравнение теоретически вычисленного спирального узора с картинами распределения нейтрального водорода по Уиверу ²⁴ и Керру ²² для k_0 . Очень хорошее согласие с наблюдениями получено при $\Omega_p = 23 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}$ и $\sigma_1 = 40 M_\odot/\text{пс}^2$. При этом внутренний и внешний линдбладовские резонансы располагаются приблизительно на 2 кпс и 14 кпс соответственно. Интересно, что в картине Уивера на расстоянии 2 кпс от центра расположено кольцо нейтрального водорода, которое, таким образом, возможно, связано с наличием в этой области внутреннего резонанса.

Полная плотность $\sigma = 40 M_\odot/\text{пс}^2$ соответствует по модели Шмидта $r = 14$ — 15 кпс . Кажется разумным считать, что на этом расстоянии от центра Галактики полная плотность практически совпадает с плотностью плоской подсистемы. Таким образом, найденные значения Ω_p и σ_1 кажутся естественными.

Групповая скорость пакета закручивающихся волн из k_0 -мод, в отличие от k_∞ , положительна, т. е. направлена наружу от центра Галактики. Если поэтому в центральной области имеется какой-либо постоянно действующий «генератор», то он мог бы «гнать» спиральные волны по галактическому диску, и проблема «выживания» спирального узора не существовала бы. В качестве такого генератора в ⁷⁵ предложен медленно вращающийся (по сравнению с диском) бар из старых звезд, который часто виден в центральных областях многих галактик. Очевидно, угловая фазовая скорость спиральных волн Ω_p должна совпадать с угловой скоростью бара, которая, таким образом, оказывается для нашей Галактики порядка $23 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}$. Из кривой вращения следует, что на расстоянии 2 кпс от центра $\Omega = 93 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}$, так что $\Omega/\Omega_p = 4$, т. е. порядка отношения угловых скоростей плоской и сферической подсистем. Это — аргумент в пользу гипотезы о баре из старых звезд. Впрочем, генерировать волны могут, по-видимому, и активные процессы в ядрах галактик. Эта проблема требует специального рассмотрения.

В связи с излагаемой концепцией отметим несколько важных моментов:

а) В картине Керра и Уивера на расстояниях порядка 14—15 кпс от центра (т. е. на краю галактического диска) наблюдается разрушение регулярной спиральной структуры. В рамках рассматриваемой здесь схемы это может быть следствием того, что пакет k_0 -мод при подходе к внешнему резонансу ($v \rightarrow 1$) ведет себя так же, как пакет k_∞ -мод при подходе к внутреннему (см. рис. 6). Амплитуда и энергия растут, вступают в действие нелинейные эффекты, которые, вероятно, могут приводить к турбулизации и разрушению структуры.

б) Если генератором волн действительно является вращающийся бар, то это, видимо, позволит понять, хотя бы качественно, происхождение «спектра» различных переходных форм в спиральных галактиках, например основного типа в классификации Вокулёра на рис. 2 (подробнее см. ⁷⁵).

В рассмотренной концепции имеется трудность, связанная с тем, что согласие с наблюдательными картинами Керра ²² и Уивера ²⁴ получается при $\Omega_p = 23 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}$, в то время как оценка угловой фазовой скорости волн Стрёмгреном ⁸³ дает $\Omega_p = 20 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}$, а по оценке Юаня ⁸⁵ она еще меньше (см. раздел 3). Возможно, здесь необходимо уточнение числовых данных.

7. Резонансные эффекты спиральных галактик. а) *Линдбладовский резонанс*. Некоторые особенности, связанные с поведением волны вблизи линдбладовского резонанса, рассмотрел Контотулос ¹¹⁴.

Вблизи резонанса были найдены два типа устойчивых резонансных периодических орбит. В ответ на растущее поле спиральной волны все большее число звезд переходит от первоначально эпициклических орбит на новые резонансные периодические орбиты. В результате происходит перераспределение плотности от начального осесимметричного к почти квадрупольно-симметричному. Переход звезд на резонансные орбиты может привести, по мнению Контотулоса, к нелинейному ограничению роста амплитуды волны вблизи резонанса. В работе ¹¹⁵ изучалась в линейном приближении реакция системы вблизи внутреннего линдбладовского резонанса на заданное растущее спиральное поле. Оказалось:

1) Отклик во всех случаях имеет по углу положительное смещение фазы, т. е. максимум плотности предшествует в направлении вращения минимуму потенциала.

2) Это смещение мало во внешних частях галактики и увеличивается, вообще говоря, внутрь. Внутри резонанса смещение достигает 90° в случае закручивающихся волн, а также быстрорастущих раскручивающихся волн, и 270° для медленно растущих раскручивающихся волн. Смещение фазы по углу охватывает тем большую область, чем больше дисперсия скоростей звезд.

3) Отклик на закручивающийся растущий потенциал есть закручивающаяся волна плотности. Отклик на слабо растущий раскручивающийся потенциал есть сильно закрученная волна. И только отклик на быстро растущий раскручивающийся потенциал дает раскручивающуюся волну.

Эти результаты, возможно, свидетельствуют о том, что свойства системы вблизи линдбладовского резонанса позволяют выделить закручивающиеся спиральные волны плотности как единственно возможные в любой ситуации, если исключить маловероятный случай быстрорастущего потенциала.

б) «Частичный» резонанс. Барбанис рассмотрел резонансные эффекты вблизи частичного резонанса g_p , т. е. в области коротации ¹¹⁶. Под действием спирального поля звезды переходят здесь на новый тип орбит так, что возникают два максимума плотности в двух диаметрально противоположных точках диска. Это приводит к разрушению спиральных ветвей области коротационного расстояния. Таким образом, и вблизи области коротации нелинейные эффекты делают невозможным существование самосогласованной спиральной волны.

8. Нелинейные волны плотности. Берри и Вандерворт получили в WKB-приближении решения, описывающие стационарные

нелинейные волны плотности ^{70, 117}. В качестве модели системы рассматривался описываемый гидродинамическими уравнениями дифференциально вращающийся диск. Кроме собственного поля тяготения, диск находится еще и во внешнем гравитационном поле. Эта модель соответствует наличию у галактик двух подсистем — подсистемы I, состоящей из газа и звезд с малой дисперсией скоростей, и подсистемы II, которую образуют звезды с большими пекулярными скоростями. Такая модель в линейном приближении изучалась в ⁶⁶⁻⁶⁹.

Условия существования нелинейных стационарных спиральных волн требуют, чтобы галактика состояла из отчетливо выраженных подсистем I и II. При этом необходимо, чтобы отношение плотности подсистемы I к полной плотности системы являлось малой величиной порядка малого параметра WKВ-приближения. Отсюда сразу вытекает, что чем больше относительная плотность подсистемы II, тем спирали будут закручены более туго. Впрочем, такой же вывод следует и из линейной теории: характерное расстояние между ветвями по радиусу равно $\lambda_c = 4\pi G\sigma^*/\omega^2$, где σ^* — эффективная плотность подсистем, участвующих в волне ⁴⁸.

При малых амплитудах решения Берри и Вандервоорта дают результаты, совпадающие с результатами ⁴⁸.

Для нелинейных волн не выполняется принцип суперпозиции, поэтому для них неверна антиспиральная теорема. Но из результатов не вытекает предпочтительности одного из типов спиральной структуры.

Не выяснена роль резонансов для нелинейных стационарных волн, поэтому окончательная судьба этих волн, так же как и линейных, неясна.

9. Неасимптотическое приближение в волновой теории спиральной структуры. Если не ограничиваться WKВ-приближением, то поведение малых возмущений в звездном диске описывается уравнением (см., например, ¹⁰²)

$$r\sigma(r) = \int_0^\infty K_{m\omega}(r, a) \sigma(a) da, \quad (21)$$

где

$$K_{m\omega} = -4\pi Gm^* \int_{\Pi_0 > 0} \int \frac{dE_0 dJ}{\Pi_0(r, E_0, J)} \left\{ \frac{\partial f_0}{\partial E_0} H_m(r, a) - \right. \\ \left. - \frac{r(\partial f_0/\partial E_0) + m(\partial f_0/\partial J)}{2 \sin(\omega\tau_{12} - m\theta_{12})} \int_{-\tau_{12}}^{\tau_{12}} H_m(r^*(\tau), a) \cos[\omega\tau - m\theta^*(\tau)] d\tau \right\}, \quad (22)$$

E_0, J — интегралы энергии и момента, $f_0(E_0, J)$ — невозмущенная функция распределения, m^* — масса звезды, τ_{12} — время движения звезды между максимально и минимально удаленными точками возмущенной орбиты, θ_{12} — азимутальный угол, соответствующий прохождению звезды между этими точками,

$$\Pi_0(r, E_0, J) = \{2[E_0 - \varphi_0(r)] - (J^2/r^2)\}^{1/2}. \quad (23)$$

Линейное однородное интегральное уравнение (21) с ядром (22) дает полную формулировку задачи о нормальных модах звездного диска. Собственными функциями этого уравнения, подлежащими отысканию, являются $r\sigma(r)$, собственными значениями — ω .

Калнайс ¹¹⁸ путем численного интегрирования уравнения (21) в приближении эпициклических орбит исследовал спиральные моды произволь-

ной закрученности в галактике. Конкретно рассматривалась модель галактики М 31. Для скорости спирального узора было найдено значение $\Omega_p = 30 \text{ км/сек} \cdot \text{кпс}$, т. е. очень быстрое по сравнению с 72 вращение. Волна оказывается сильно неустойчивой: ее амплитуда вырастает в e раз за 10^9 лет. Степень закрученности волны плотности получается различной для подсистем с разной дисперсией скоростей. В центральной области галактики образуется узор типа бара. В газе же как отклик на этот узор формируется туго закрученная волна с большим контрастом плотности, что связывается с наличием резонансов в системе.

Таким образом, согласно Калнайсу, в галактиках типа нашей и М 31 волна плотности является слабозакрученной, но отклик на эту волну подсистемы ярких звезд и газа, обладающей малой плотностью и дисперсией, дает туго закрученную волну. Последнюю мы и детектируем как спиральную структуру.

Теория Калнайса в силу большей математической трудности менее разработана, чем теория «туго закрученных» спиралей, и сейчас трудно судить о степени ее адекватности реальной ситуации.

IV. ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Очень интересную информацию об эволюции галактики и развитии в ней структуры дают численные эксперименты. Численное решение задачи N тел, взаимодействующих по закону Ньютона, было произведено в работах ¹¹⁹⁻¹²². При небольшой точности вычислений число взаимодействующих точек достигало $N = 200\,000$. Основной целью этих расчетов было проследить эволюцию плоских дискообразных (двумерных) галактик. Методика счета не включала близкие взаимодействия точек (столкновения), поэтому рассмотренные модели имитировали бесстолкновительные звездные системы.

Миллер и Прендергаст ¹¹⁹ показали, что в первоначально осесимметричном вращающемся диске из гравитирующих точек с течением времени довольно быстро образуется спиральная структура. Но уже в этой работе выявилось серьезное затруднение: система очень быстро «нагревалась», пекулярные скорости оказывались равными вращательной скорости. В итоге система поддерживается в равновесии не вращением, а «давлением» газа звезд. В галактиках с такой большой дисперсией скоростей спиральной структуры не наблюдается.

Чтобы устранить эффекты, связанные с быстрым нагреванием Миллер, Прендергаст и Квирк ¹²¹ ввели две подсистемы. Первая непрерывно искусственно охлаждалась (при сохранении энергии и момента уменьшали дисперсию скоростей) и была названа «газом». Вторая подсистема — «звезды» — была предоставлена самой себе, и поэтому быстро нагревалась. В начальный момент вся система — «газ». Затем включается «звездообразование», причем «коэффициент звездообразования», определяющий на каждом этапе интегрирования число точек, переходящих от «газа» к «звездам», сильно влияет на раннюю эволюцию системы. Очевидно, что рассматриваемая задача очень хорошо иллюстрирует эволюцию реальных галактик. Она позволяет выяснить относительную роль подсистем галактики в образовании спиральной структуры, так как все детали системы: вращение, средние скорости, эпизодические частоты и т. д. вычисляются по стандартной схеме.

Вычисленная эволюция такой системы приводит к спиральной структуре, имеющей много общего с наблюдаемыми. В частности, спирали ярко выражены по «газу», в то время как «звезды» проявляют лишь незначительную структуру.

Замечательно то, что «численная» спиральная структура согласовывается с представлениями волновой теории. Так, отдельные точки движутся] через спиральный узор, т. е. последний является волной; узор

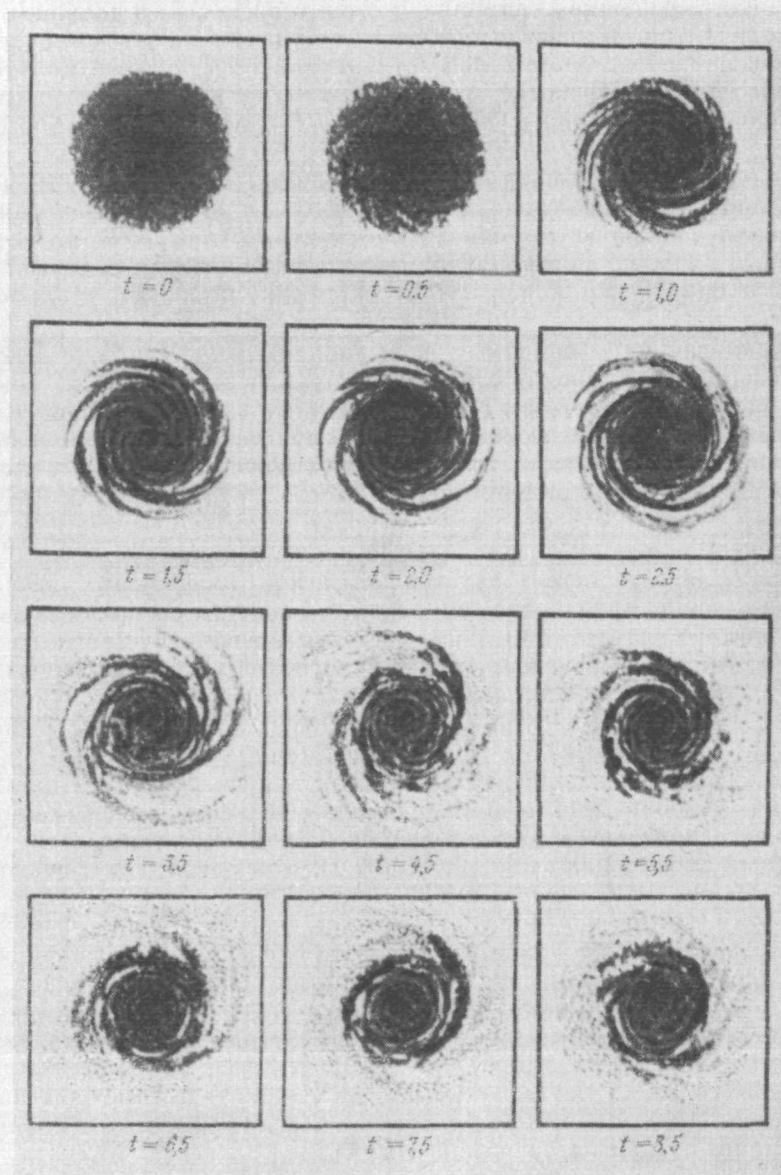


Рис. 7. Результаты численного эксперимента Холла¹²²: эволюция первоначально холодного диска из 200 000 звезд.

Время дано в единицах периода на расстоянии 10 кпс; радиус диска — 15 кпс; диск в начальный момент находится в равновесии.

вращается медленнее, чем «газ»; структура простирается от внутреннего линдбладовского резонанса до точки коротации, где кончается система.

Специальные эксперименты показали, что «звезды» определяют основное (фоновое) гравитационное поле, в котором движется «газ», имеющий

обусловленный спиральностью асимметричный потенциал. Но сам «газ» не играет существенной роли в поддержании спирального узора. Для поддержания спиральной структуры существенна самогравитация. Таким образом, выявляются два важных обстоятельства:

- 1) ярко выраженная спиральная структура может и должна существовать в галактиках, имеющих подсистему с малой дисперсией скоростей;
- 2) поддержание спиральной структуры обусловлено подсистемой звезд с большей дисперсией.

Вандервоорт подчеркнул поразительное сходство условий образования и существования спиральной структуры в работе ¹²¹ с условиями существования нелинейных стационарных спиральных волн плотности ⁵⁸.

Миллер и Квирк обсуждали эксперименты, в которых было выяснено, что спирали вблизи центра образуют структуру типа бара, но короткий центральный бар, по-видимому, не приводит к спиральям. С другой стороны, общее бароподобное искажение галактики приводит к спиральной волне ⁵³.

Другая группа экспериментов была проведена Холем и Хокни ¹²⁰. В работе ¹²² рассматривался твердотельно вращающийся холодный диск с плотностью $\sigma(r) = \sigma(0)(1 - r^2/R_0^2)^{1/2}$, где R_0 — граница диска. Численный опыт полностью подтвердил результаты Тоомре ⁶⁵. А именно, оказалось, что такой диск гравитационно неустойчив и в силу этого разбивается на три-пять меньших систем за один оборот. Дисперсия скоростей, равная 27% скорости на краю диска, стабилизирует его по отношению к разбиению на локальные конденсации.

Однако диск остается неустойчивым по отношению к искажению формы, а именно, приблизительно через два оборота он принимает форму бара. Такой же результат был получен для диска с гауссовым распределением плотности. Оказалось, что только большая концентрация массы к центру, типа экспоненциальной, может подавить неустойчивость по отношению к искажению формы. Таким образом, выяснилось еще одно важное условие возможности существования спиральной структуры в дисковой галактике — наличие сильной концентрации массы к центру.

Этому условию удовлетворяет модель Шмидта нашей Галактики. Эксперимент показал ¹²², что в подобной системе развивается хорошо выраженная спиральная структура (рис. 7). При массе диска, равной 10% общей массы системы, и начальном радиусе, соответствующем 15 *кпс*, структура живет в течение 8,5 оборота галактики, если за единицу времени взят период вращения на расстоянии 10 *кпс*. На времени 8,5 счет заканчивается. Из чисто же кинематических соображений спиральные рукава закручивались бы дифференциальным вращением за время менее 8,5 оборота. Это свидетельствует о том, что получающийся спиральный узор является волновым.

В работах ¹²⁰, ¹²², так же как и в ¹¹⁹, ¹²¹, происходит быстрое «нагревание» системы. Причина этого эффекта еще неясна; существует мнение, что он обязан не реальным физическим причинам, а методике счета ⁵³. Это заставляет с осторожностью относиться к сравнению результатов с наблюдениями.

V ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ПОСЛЕДНИЕ ДАННЫЕ. PRO И CONTRA ВОЛНОВОЙ ТЕОРИИ. АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ ГИПОТЕЗЫ

Вопрос о том, насколько хорошо волновая теория подтверждается данными наблюдений и в основном новейшими радиоастрономическими данными, стал в последнее время предметом острых дискуссий (см. ниже). Важнейшие наблюдательные эффекты связаны с межзвездным газом,

с прохождением по нему спиральной волны плотности (см. п. 3 гл. III). Это привело к серии исследований (начиная с работы Робертса⁹⁷) реакции газа на спиральную волну гравитационного потенциала и сопутствующих физических процессов в газе (см., например, ^{123, 124}). Были теоретически предсказаны новые эффекты: узкая область сжатого газа на внутренней кромке спиральных ветвей, градиенты возрастов молодых звезд и других объектов поперек рукава и т. д., подтверждающиеся (во всяком случае, качественно) целым рядом наблюдений. Наряду с этим был пролит новый свет на старые «классические» проблемы физики межзвездного газа и космогонии звезд. Уже более 20 лет дискутируется и остается нерешенным вопрос о происхождении облачной структуры межзвездной среды. Гринберг¹²⁵ предположил, что облака рождаются в волне сжатия газа, индуцированной спиральной волной. Детально этот феномен был рассмотрен в работах ^{126, 127}, результаты которых свидетельствуют о реальной возможности такого процесса — фазового перехода в межзвездном газе, сжатом ударной волной. Кстати, недавние исследования ¹²⁸ укрепляют точку зрения, согласно которой облака живут короткое время ($\sim 10^7$ лет) и, следовательно, должны интенсивно рождаться ¹²⁹. Пожалуй, только волновая теория дает сейчас достаточно убедительную схему их регенерации. Идея о спиральных волнах открыла также новые возможности для решения фундаментальной проблемы астрофизики — проблемы происхождения звезд. Здесь наряду с триггерным механизмом⁹⁷ обсуждается возможность рождения звезд при фазовых переходах в межзвездной среде, вызванных спиральной волной ^{126, 129}.

Проводя программу сравнения теории с наблюдениями, группа Лина — Шу — Робертса пришла к выводу о хорошем согласии всех предсказаний теории с наблюдательными данными. Сильным аргументом в пользу волновой теории явилась работа⁹⁶, где было доказано наличие ударной волны у внутренней кромки спиралей и связанного с ней усиления синхротронного излучения (в 100 раз) в галактике М 51. Аналогичный результат был получен для М 101 в работе¹³⁰. Более того, появились аргументы в пользу существования ударных волн в спиральных с перемычками¹³¹, подтверждаемые рядом наблюдений ^{131–133}.

В то же время с серьезной критикой волновой теории недавно выступил Пиддингтон^{133, 134} (см. также ¹³⁵). Заново пересмотрев данные наблюдений, рассматриваемые как подтверждения волновой теории, он пришел к выводу, что они не только не согласуются с ней, но более того — опровергают ее. Сразу заметим, что наиболее серьезные возражения Пиддингтона относятся в действительности не к волновой теории в целом, а лишь к конкретным рассмотренным группой Лина — Шу теоретическим моделям спиральных структур Галактики, М 51, М 33, М 101 и М 31. Эти возражения таковы: 1) В Галактике ударная волна должна дать усиление синхротронного излучения в единице объема в ~ 80 раз. Наблюдения ¹³⁶ же дают изменение интенсивности всего в три раза на расстоянии в несколько *кпс*. 2) То же самое относится и к М 101¹³⁷. Для М 51 вместо наблюдаемого стократного усиления синхротронного излучения должно быть ~ 270 -кратное усиление. 3) Глобальная волна сжатия в газе и усиление магнитного поля в ней должны вызвать в Галактике изменение потока космических лучей приблизительно в 8–10 раз за 10^8 лет. На самом же деле поток меняется не более чем в два раза ¹³⁸. 4) Ширина области сжатия газа в М 31 равна $1/4$ междрукавного расстояния⁹, т. е. не является узкой полосой. (Заметим, что Уивер¹³⁹ отмечает, как характерную наблюдаемую особенность многих спиральных галактик, концентрацию темной пылевой материи у внутренней кромки спиральных ветвей; для Галактики это показано в работе¹⁴⁰. Обычно пылевые облака тесно-

связаны с газовыми.) 5) В области коротации наблюдается разделение объектов по возрастам, чего согласно теории не должно быть.

Несмотря на то, что Пиддингтон считает приведенные возражения аргументами против «волновой концепции» вообще, по нашему мнению, они могут рассматриваться лишь как возражения против конкретных теоретических моделей спиральных структур, рассчитанных Лином — Шу — Робертсом и их сотрудниками. Как показано в работе ⁷⁵, более адекватная теоретическая модель спиральной структуры Галактики приводит к меньшей разнице в скоростях вращения волны и газа. В этом случае теория предсказывает меньшую степень сжатия газа и большую ширину газового рукава ¹²⁴. Следовательно, усиление синхротронного излучения окажется меньшим, чем в моделях группы Лина — Шу — Робертса, и область сжатия газа — более широкой. Область коротации при этом находится на другом расстоянии от центра Галактики. Таким образом, можно надеяться, что указанные модели позволят найти объяснение фактам, приведенным Пиддингтоном. Кстати, Вестер обнаружил (см. ¹⁴¹) максимум концентрации HI в Галактике (а также в M 31) на расстоянии 14—15 *kpc* от ее центра. В то же время именно на этом расстоянии модель ^{75, 142} предсказывает подобный эффект, связанный с наличием в этой области внешнего линдбладовского резонанса. То же самое имеет место для M 31 ¹⁴². Таким образом, мы имеем еще одно свидетельство в пользу указанной модели ^{71, 142}.

Серьезным аргументом против волновой теории Пиддингтон считает течение газа со скоростями 20—30 *км/сек* к плоскости Галактики, обнаруживаемое на высоких и средних широтах (см., например, ¹⁴³). Дело в том, что поле волны не может привести к движениям со скоростями больше ~ 2 *км/сек*. В то же время Пиддингтон полагает, что это явление естественно объясняется его магнитогидродинамической теорией спиральной структуры ^{133, 144}.

Однако в работе ¹⁴⁵ показано, что падение облаков HI к плоскости может возникать как следствие конвективно-тепловой неустойчивости, развивающейся при прохождении спиральной волны по газу. Скорость падения облаков определяется полным гравитационным притяжением по *z*-координате и достигает как раз наблюдаемых значений ~ 20 —30 *км/сек*. Далее Пиддингтон утверждает, что газ и пыль вообще не концентрируются в регулярные спиральные ветви, а образуют во всех наблюдаемых случаях хаотическую или кольцевую структуру. Это возражение оспаривает, в частности, Бок ¹⁴¹.

Интригующая ситуация с *So*-галактиками, которые по всем своим свойствам совпадают с *S*-галактиками, но спиральной структуры у них не наблюдается (впрочем, это может быть объяснено целым рядом причин). В работе ¹³⁴ этот факт рассматривается как аргумент против волновой теории. В связи с этим интересно замечание Оорта ¹⁴⁶: у некоторых *So*-галактик наблюдается не гладкое падение яркости от центра к краю диска, а ступенчатое. По Оорту ¹⁴⁶ это скорее всего есть следствие существования спиральных ветвей. Наконец, не следует рассматривать многорукавность (NGC 2841, NGC 488 и др.), ветвление рукавов (NGC 1232 и др.), вторичные черты спиральной структуры как свидетельства против волновой теории ¹³⁴. Двухрукавные модели, построенные группой Лина для конкретных галактик, отнюдь не исчерпывают всех вариантов, которые может дать волновая теория. В рамках последней не исключается ни многорукавность, ни вторичные черты (см., например, ¹²⁴) и т. д.

Огромное многообразие структурных особенностей различных галактик продолжает стимулировать выдвижение новых гипотез и теорий. Ряд наблюдательных данных, которые вряд ли укладываются в рамки волно-

вой теории, приводит Арп ⁴, ¹⁴⁷ (см. также ¹⁴⁸). Он считает, что спиральная структура у целого ряда галактик имеет, несомненно, взрывное (эруптивное) происхождение. Обсуждение этой возможности сильно оживилось после работы Ван-дер-Крёйта, Оорта и Мэтьюсона ^{9в}. Они построили радиокартину галактики NGC 4258. Оказалось, что у этой галактики две мощные газовые спиральные ветви, которые смещены почти на 90° относительно двух основных спиралей, видимых в оптическом диапазоне. Газ в рукавах движется со значительной скоростью наружу. Это свидетельствует о том, что он был выброшен сравнительно недавно из ядра галактики. В связи с этим в работе ^{9в} была предложена гипотеза, согласно которой механизм образования спиральной структуры являются периодические (с периодом 500 млн. лет) извержения газа с массой порядка $10^8 M_{\odot}$ из ядра Галактики, которые каждый раз обновляют спиральную структуру. Эта гипотеза также имеет свои трудности, которые обсуждались последнее время в работах ^{9в}, ¹⁴⁸, ¹⁴⁹. В частности, в NGC 4258 масса эруптивных спиральных ветвей в сто раз меньше массы оптических ветвей. Поэтому первые вряд ли могут служить здесь даже механизмом генерации волновой спиральной структуры, сравнимой по мощности с наблюдаемой оптической.

Помимо гипотез об эруптивном происхождении спиральных ветвей в течение последних лет продолжают выдвигаться «магнитные» гипотезы (см., например, цитированные выше работы Пиддингтона ¹³³, ¹³⁴, работу мисс Писмис ¹⁵⁰ и др.).

Волновая теория представила простое и стройное объяснение природы спиральности галактик и разрешила принципиальную проблему, стоявшую перед астрономами на протяжении десятилетий: как может существовать глобальная спиральная структура в системах с дифференциальным вращением в течение длительного времени. Эта теория принята подавляющим большинством астрономов, она дала им ощущение уверенности в том, что наконец-то они понимают, почему галактики «имеют право» на спиральную структуру. Осталось лишь выяснить, почему они «должны» ее иметь.

Авторы благодарны С. Б. Пикельнеру и Л. М. Озерному, прочитавшим статью в рукописи и сделавшим ряд важных замечаний.

Ростовский-на-Дону государственный
университет

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. а) J. Jeans, *Astronomy and Cosmogony*, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1928, p. 352; б) В. Л. Гинзбург, УФН **103**, 3 (1971).
2. W. Heisenberg, C. F. Weizsäcker, *Zs. Phys.* **125**, 290 (1948); S. Chandrasekhar, E. Fermi, *Astrophys. J.* **118**, 113 (1953).
3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Астрон. ж.* **41**, 814 (1964).
4. H. Arp, *Sky and Telescope* **38**, 385 (1969).
5. E. Hubble, *The Realm of the Nebulae*, New Haven, Yale Univ. Press, 1936.
6. Ж. Вокулёр, сборник «Строение звездных систем», М., ИЛ, 1962, стр. 351.
7. S. Van den Berg, *IAU Symposium No. 38*, Dordrecht, D. Reidel, 1970, p. 478.
8. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Астрон. циркуляр* № 457 (1968).
9. а) G. G. Pooley, *Mon. Not. RAS* **144**, 101 (1969); б) D. S. Mathewson, P. S. Van der Kruit, W. N. Brown, *Astron. and Astrophys.* **17**, 468 (1972); в) P. S. Van der Kruit, J. H. Oort, D. S. Mathewson, *ibid.* **21**, 169.
10. F. Zwicky, *Morphological Astronomy*, B., Springer-Verlag, 1957.
11. W. W. Morgan, см. ⁷, p. 9.
12. P. J. Mills, *ibid.*, p. 178.
13. Ю. Н. Ефремов, *Астрон. циркуляр* № 639 (1971).

14. M. E. Dixon, *Astrophys. J.* **164**, 411 (1971).
15. L. F. Smith, *Mon. Not. RAS* **141**, 317 (1968).
16. W. Becker, *Zs. Astrophys.* **57**, 117 (1963).
17. Б. Маркарян, *Сообщ. Бюраканской обс.* **26**, 3 (1959).
18. Э. Е. Хачикян, К. Л. Саакян, см. ⁷, стр. 87.
19. G. Westerhout, *Bull. Astron. Inst. Neth.* **14**, 215 (1958).
20. J. H. Oort, F. J. Kerr, G. Westerhout, *Mon. Not. RAS* **118**, 319 (1958).
21. F. J. Kerr, G. Westerhout, *Stars and Stellar Systems*, v. 5, Chicago — London, Chicago Univ. Press, 1965, p. 167.
22. F. J. Kerr, *Austr. J. Phys., Astrophys. Suppl.* No. 9 (1969).
23. S. C. Simonson, *Astron. and Astrophys.* **9**, 163 (1970).
24. H. Weaver, см. ⁷, p. 126.
25. R. D. Davies, *Nature* **237**, 88 (1972).
26. а) G. Courtès, J. Georgelin, J. P. Monnet, J. M. Monnet, A. Pourcelot, *Interstellar Ionized Hydrogen*, N. Y., Benjamin, 1968;
б) G. Courtès, J. Georgelin, J. P. Monnet, J. M. Monnet, см. ⁷, p. 209.
27. B. J. Clark, *Astrophys. J.* **142**, 1398 (1965).
28. U. Mebold, *Beitr. Radioastron.* **1**, 97 (1969).
29. G. Westerhout, см. ⁷, p. 124.
30. P. C. Van der Kruit, *Astron. and Astrophys.* **13**, 405 (1971).
31. K. Rudnicki, см. ⁷, p. 435.
32. M. Kepner, *Astron. and Astrophys.* **5**, 444 (1970).
33. F. J. Kerr, см. ⁷, p. 95.
34. B. Bok, *American Scientist* **55**, 375 (1967).
35. B. T. Lynds, *Sky and Telescope* **33**, 343; **34**, 18 (1967).
36. T. L. Page, *ibid.*, p. 372.
37. S. B. Pikel'ner, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **6**, 165 (1968).
38. J. H. Oort, см. ⁷, p. 1.
39. J. H. Oort, *ibid.*, p. 474.
40. B. J. Bok, *ibid.*, p. 457.
41. B. J. Bok, *Sky and Telescope* **39**, 21 (1970).
42. J. H. Oort, *Interstellar Matter in Galaxies*, Ed. L. Woltjer, N. Y., Benjamin, 1962, p. 279.
43. K. C. Freeman, см. ⁷, p. 351.
44. B. Lindblad, *Stokholm Obs. Ann.* **13**, No. 10 (1941); **14**, No. 1 (1942).
45. B. Lindblad, *ibid.* **15**, No. 4 (1948); **16**, No. 1 (1950); **22**, No. 5 (1963).
46. C. C. Lin, F. Shu, *Astrophys. J.* **140**, 646 (1964).
47. C. C. Lin, F. Shu, *Proc. Nat. Ac. Sci. US*, **55**, 229 (1966).
48. C. C. Lin, C. Yuan, F. Shu, *Astrophys. J.* **155**, 721 (1969).
49. C. C. Lin, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **5**, 453 (1971).
50. K. H. Prendergast, см. ⁷, p. 303.
51. G. Contopoulos, см. ⁷, p. 303.
52. G. Contopoulos, *Structure and Dynamics of the Galactic System*, Univ. Thessaloniki, 1970.
53. G. Contopoulos, *Earth and Extrater. Sci.* **1**, 185 (1971).
54. R. Wielen, *Astron. Rechen-Inst. Heidelberg Mitt.*, Ser. A, Nr. 47 (1971).
55. J. H. Oort, *сборник «Stellar Population»*, Vatican Obs., 1958, p. 415.
56. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Межзвездная среда*, М., Физматгиз, 1963.
57. P. Vandervoort, *Astrophys. J.* **147**, 91 (1967).
58. P. Vandervoort, *ibid.* **161**, 67 (1970).
59. M. Schmidt, *сборник* ²¹, p. 513.
60. К. Ф. Огородников, *Динамика звездных систем*, М., Физматгиз, 1958.
61. Р. Б. Шацова, *Планковское распределение звезд в окрестностях Солнца*, Ростов, Изд-во РГУ, 1965.
62. D. Linden-Bell, *Mon. Not. RAS* **136**, 101 (1967).
63. F. Shu, *Astrophys. J.* **158**, 505 (1969).
64. Л. С. Марочник, *Астрофизика* **5**, 487 (1969); *Астрон. ж.* **47**, 46 (1970).
65. А. Тоомре, *Astrophys. J.* **139**, 1217 (1964).
66. Л. С. Марочник, А. А. Сучков, *Астрон. ж.* **46**, 319 (1969).
67. Л. С. Марочник, А. А. Сучков, *ibid.*, стр. 524.
68. L. S. Marochnik, A. A. Suchkov, *Astrophys. and Space Sci.* **4**, 319 (1969).
69. Л. С. Марочник, А. А. Сучков, *Бюлл. Ин-та Астрофиз. АН ТаджССР*, № 58, 3 (1971).
70. P. Vandervoort, *Astrophys. J.* **166**, 57 (1971).
71. C. C. Lin, *J. SIAM Appl. Math.* **14**, 876 (1966).

72. F. Shu, R. Stachnik, J. Yost, *Astrophys. J.* **166**, 465 (1971).
73. F. Shu, *ibid.* **160**, 99 (1970).
74. A. Toomre, *ibid.* **158**, 899 (1969).
75. L. S. Marochnik, Yu. N. Michurov, A. A. Suchkov, *Astrophys. and Space Sci.* **17**, 1456 (1972).
76. C. Yuan, *Astrophys. J.* **158**, 871 (1969).
77. W. W. Shane, G. P. Bieger-Smith, *Bull. Astron. Inst. Neth.* **18**, 263 (1966).
78. C. C. Lin, F. Shu, *IAU Symposium No. 31, Dordrecht, D. Reidel, 1967*, p. 313.
79. C. Yuan, *см.*⁷, p. 391.
80. W. B. Burton, W. W. Shane, *см.*⁷, p. 397.
81. W. B. Burton, *Astron. and Astrophys.* **10**, 76 (1971).
82. G. Contopoulos, B. Strömgren, *Tables of Plane Galactic Orbits*, N.Y., *Inst. Space Studies*, 1965.
83. P. Strömgren, *см.*⁷⁸, p. 323.
84. J. C. Brandt, *Astrophys. J.* **131**, 293 (1965).
85. C. Yuan, *ibid.* **158**, 889 (1969).
86. G. Carranza, G. Courtès, Y. Georgelin, G. Monnet, *C. R. Ac. Sci.* **B264**, 191 (1967).
87. M. Mayor, *см.*⁷, p. 433.
88. M. Mayor, *Astron. and Astrophys.* **6**, 60 (1970).
89. C. Yuan, *Bull. Am. Astron. Soc.* **2**, 358 (1970).
90. L. Volders, *Bull. Astron. Inst. Neth.* **14**, 323 (1959).
91. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Astrophys. J.* **140**, 1445 (1964).
92. G. Carranza, R. Grillon, G. Monnet, *Astron. and Astrophys.* **1**, 479 (1969).
93. G. Münch, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **71**, 101 (1959).
94. C. C. Lin, *см.*⁷, p. 377.
95. G. Courtes, R. Dubout-Grillon, *Astron. and Astrophys.* **11**, 468 (1971).
96. M. Fujimoto, *IAU, Symposium No. 29, Dordrecht, D. Reidel, 1966*, p. 453.
97. W. W. Roberts, *Astrophys. J.* **158**, 123 (1969).
98. W. W. Roberts, *см.*⁷, p. 415.
99. W. W. Roberts, C. Yuan, *Astrophys. J.* **161**, 887 (1970).
100. J. Mark, *Proc. Nat. Ac. Sci. US* **68**, 2095 (1971).
101. D. Lynden-Bell, J. D. Ostriker, *Mon. Not. RAS* **136**, 273 (1967).
102. F. Shu, *Astrophys. J.* **160**, 89 (1970).
103. A. Toomre, *ibid.* **138**, 385 (1963).
104. P. Goldreich, D. Lynden-Bell, *Mon. Not. RAS* **130**, 97, 125 (1965); W. H. Julian, A. Toomre, *Astrophys. J.* **146**, 810 (1966).
105. A. Тоомре, *см.*⁷, p. 334.
106. Т. М. Енеев, Р. А. Суняев, N. N. Koslov, *Astron. and Astrophys.* **22**, 41 (1973).
107. А. А. Сучков, *Астрон. ж.* **47**, 1137 (1970).
108. В. Л. Поляченко, В. С. Сынах, А. М. Фридман, *ibid.* **48**, 1174 (1971).
109. D. Lynden-Bell, *см.*⁷, p. 334.
110. D. Lynden-Bell, A. J. Kalnajs, *Mon. Not. RAS* **157**, 1 (1972).
111. Г. С. Бисноватый-Коган, А. Б. Михайловский, *Астрон. ж.* **50**, 312 (1973).
112. L. S. Marochnik, N. G. Ptitzina, *Astrophys. and Space Sci.* **7**, 437 (1970); N. G. Ptitzina, *Astrophys. Lett.* **5**, 279 (1970).
113. а) E. R. Harrison, *Mon. Not. RAS* **150**, 443 (1970); б) Т. Стикс, *Теория плазменных волн*, М., Атомиздат, 1966.
114. G. Contopoulos, *Astrophys. J.* **160**, 113 (1970).
115. G. Contopoulos, *ibid.* **163**, 181 (1971).
116. B. Barbanis, *см.*⁷, p. 343.
117. C. L. Berry, P. O. Vandervoort, *ibid.*, p. 336.
118. A. J. Kalnajs, *ibid.*, p. 318.
119. R. H. Miller, K. H. Prendergast, *Astrophys. J.* **151**, 699 (1968).
120. F. Hohl, R. W. Hockney, *J. Comput. Phys.* **4**, 306 (1969).
121. R. H. Miller, K. H. Prendergast, W. J. Quirk, *см.*⁷, p. 365.
122. F. Hohl, *ibid.*, p. 367.
123. С. Б. Пикельнер, *Астрон. ж.* **47**, 752 (1970); W. W. Roberts, *Astrophys. J.* **173**, 1 (1972); F. Shu, V. Milione, W. Gebel, C. Yuan, D. W. Goldsmith, W. W. Roberts, *ibid.*, p. 557; A. Kalnajs, *Astrophys. Lett.* **11**,₁ 41 (1972); W. W. Roberts, F. Shu, *ibid.* **12**, 49:

- K. Rohlf s, *Astron. and Astrophys.* **17**, 246 (1972); M. T o s a, *Publ. Astron. Soc. Japan* **25**, 191 (1973).
124. F. S h u, V. M i l i o n e, On the Nonlinear Development of Gaseous Density Waves, *Astrophys. J.* (1973) (в печати).
 125. Дж. М. Г р и н б е р г, сборник «Космическая газодинамика», М., «Мир», 1972, стр. 102, 103.
 126. P. B i e r m a n n, R. K i p p e n h a h n, W. T s c h a r n u t e r, H. Y o r k e, *Astron. and Astrophys.* **19**, 113 (1972).
 127. D. W. G o l d s m i t h, *Astrophys. J.* **161**, 41 (1970); S. B. P i k e l' n e r, *Comm. Astrophys. and Space Sci.* **4**, 129 (1972).
 128. W. J. Q u i r k, *Astrophys. J.* **180**, 25 (1973); P. M e s z a r o s, *ibid.* **381**, 397.
 129. Э. П а р к е р, сборник ¹²⁵, стр. 102.
 130. D. H. R o g s t a d, *Astron. and Astrophys.* **13**, 108 (1971).
 131. W. W. R o b e r t s, et al., *Bull. Am. Astron. Soc.* **3**, 369 (1971).
 132. S. A. K a p l a n, S. B. P i k e l' n e r, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* (1974) (в печати).
 133. J. H. P i d d i n g t o n, *Mon. Not. RAS* **162**, 73 (1973).
 134. J. H. P i d d i n g t o n, *Astrophys. J.* **179**, 755 (1973).
 135. M. C. W r i g h t, P. J. W a r n e r, J. E. B a l d w i n, *Mon. Not. RAS* **155**, 337 (1972); J. E. B a l d w i n, *Observatory* **92**, 2 (1972).
 136. J. E. B a l d w i n, см. Сборник ⁷⁸.
 137. D. H. R o g s t a d, G. S. S h o s t a k, *Astron. and Astrophys.* **13**, 99 (1971).
 138. P. M e y e r, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **7**, 1 (1969).
 139. Г. У и в е р, сборник ¹²⁵, стр. 35.
 140. B. L i n d s, *IAU Symposium No. 39, Dordrecht*, D. Reidel, 1970.
 141. B. J. B o k, *American Scientist* **60**, 708 (1972).
 142. Ю. Н. М и ш у р о в, сборник «Динамика галактик и звездных скоплений». Алма-Ата, «Наука», 1973, стр. 25.
 143. H. W e a v e r, сборник «Problems of Galactic Spiral Structure», Tucson, Steward Obs., Univ. of Arizona, 1972, p. 31.
 144. J. H. P i d d i n g t o n, *Cosmic Electrodyn.* **3**, 129 (1972).
 145. Ю. Ш е к и н о в, А. А. С у ч к о в, *Астрофизика* (1974).
 146. H. H. O o r t, *Mitt. Astron. Gesellschaft*, Nr. 32, 15 (1973).
 147. H. A r p, *Atlas of Peculiar Galaxies*, *Astrophys. J. Suppl.* **14** (1966).
 148. Ю. Н. Е ф р е м о в, *Земля и Вселенная*, № 4, 54 (1971).
 149. N. B a n i c e l l i, O. H a v n e s, J. H e m p h i l, E. B o l v i k e n, *Astro-phys. Lett.* **12**, 37 (1972).
 150. P. P i s m i s, см. ⁷, p. 452.
-