

На правах рукописи

Мащенко Сергей Ярославович

**Трехмерные модели галактических
сверхоболочек**

Специальность 01.03.02 — астрофизика, радиоастрономия

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
к.ф.-м.н. С.А.Силич

Киев 1996

Оглавление

Введение	III
1 Сверхоболочки в нашей и соседних галактиках	1
1.1 Наблюдательные данные	1
1.2 Теоретические модели	4
2 Образование облаков H_2 в трехмерных расширяющихся оболочках	9
2.1 Индуцированное звездообразование и происхождение молекулярных облаков	9
2.2 Эволюция трехмерных сверхоболочек в Галактике	10
2.2.1 Приближение тонкого слоя для трехмерного случая	10
2.2.2 Начальные условия и основные параметры модели	13
2.2.3 Обсуждение результатов	17
3 Определение ориентации галактического спина	25
3.1 Постановка задачи	25
3.2 Численная схема	26
3.2.1 Модифицированное приближение тонкого слоя	26
3.2.2 Процедура проекции оболочек на картинную плоскость	27
3.3 Направление вектора углового момента вращения галактик	30
3.3.1 Модели галактик	30
3.3.2 Входные параметры	33
3.3.3 Результаты численных вычислений	34
3.3.4 Сравнение с наблюдениями	39
3.3.5 Выводы	40
4 Проявление сверхоболочек в разных спектральных каналах	43
4.1 Постановка задачи	43
4.2 Численная схема	44
4.3 Результаты расчетов	46
4.4 Выводы	56
Заключение	59
Список опубликованных работ	61
Литература	63

Введение

Актуальность темы

Открытые около 15 лет назад расширяющиеся сверхоболочки нейтрального водорода являются в последние годы объектом пристального внимания как наблюдателей, так и теоретиков. В складывающейся сейчас общей картине строения межзвездной среды, находящейся в динамическом равновесии под воздействием мощных локальных источников энерговыделения, сверхоболочки играют ведущую роль. Феномен расширяющихся оболочек, индуцированных ОВ-ассоциациями, привлекается для объяснения таких различных проблем в современной астрофизике, как стимулированное звездообразование, обогащение гало галактик тяжелыми элементами, дефицит газа в некоторых карликовых галактиках, образование высокоскоростных облаков HI. Для наиболее корректного решения этих вопросов необходимо развитие трехмерных численных газодинамических схем. Очень эффективным в данном случае оказывается лагранжевый по сути метод расчета эволюции расширяющихся сверхоболочек, основанный на приближении тонкого слоя.

Накапливающийся в последние годы богатый наблюдательный материал по сверхоболочкам в соседних галактиках — с одной стороны, и развитие трехмерных численных схем для расчета их эволюции — с другой, делают актуальной проблему представления результатов численных расчетов в виде, максимально близком к наблюдательным данным. Развитие подобных алгоритмов позволило бы производить прямое сопоставление результатов моделирования с наблюдаемыми в соседних галактиках областями с дефицитом нейтрального водорода. Подобный анализ может подтвердить справедливость и адекватность используемых моделей.

Цель работы

В диссертации ставились следующие основные цели:

1. Дальнейшее развитие метода тонкого слоя для расчетов эволюции трехмерных расширяющихся сверхоболочек, его адаптация для различных галактических окружений.
2. Создание алгоритма, позволяющего проектировать рассчитанные в приближении тонкого слоя сверхоболочки на картинную плоскость в различных спектральных каналах с учетом углового разрешения радиотелескопа и хаотических движений в окружающем газе.
3. Проведение расчетов эволюции сверхоболочек для нашей, и двух других галактик — НоII и M31, сравнение с наблюдениями.

Научная новизна

В работе получены следующие новые результаты:

1. Проведено численное моделирование эволюции трехмерных оболочек, возникающих вокруг мощных ОВ-ассоциаций, при различном положении последних относительно центра Галактики и расстоянии до экваториальной плоскости Галактики.
 - а). Показано, что на поздних стадиях эволюции крупных оболочек в них могут реализоваться условия, необходимые для образования молекулярного водорода с общей массой до $\sim 10^6 M_{\odot}$. Гигантские оболочки, возникающие вокруг крупных ОВ-ассоциаций, могут служить, таким образом, эффективным механизмом перевода атомарного водорода в молекулярную форму и образования гигантских молекулярных комплексов — центров формирования звезд следующего поколения.
 - б). Расчеты показывают, что молекулярный газ может образовываться только в оболочках, расположенных на расстояниях меньших 15 кпс от центра Галактики и только в том случае, когда ОВ-ассоциация расположена на небольших (меньших 100 пс) расстояниях от плоскости Галактики.
 - в). Условия, необходимые для образования молекулярного газа, реализуются только в очень узких по Z -координате частях оболочек. Молекулярные кольца или сегменты и формирующиеся в них облака могут возникнуть только в тех частях оболочек, которые удалены от плоскости Галактики на расстояния не более 100 пс. Большая часть молекулярного газа накапливается в двух противоположных концах молекулярного кольца, приблизительно соответствующих направлению галактического вращения.
2. Предложен новый метод устранения неопределенности в определении истинного направления вектора углового момента вращения галактик, основанный на сравнении результатов моделирования эволюции сверхоболочек с наблюдательными данными о вытянутостях дыр в распределении нейтрального водорода.
 - а). Показано, что вектор углового момента вращения галактики должен быть направлен в сторону наблюдателя, если вытянутости большинства дыр в секторах возле большой и малой оси видимого диска галактики ориентированы в интервале $90^{\circ} \leq \varphi < 180^{\circ}$. Здесь φ — угол между направлением вытянутости и радиусом-вектором дыры в картинной плоскости. Если же оболочки ориентированы так, что наблюдаемые углы сконцентрированы в интервале $0^{\circ} \leq \varphi < 90^{\circ}$, то спин галактики должен быть направлен от наблюдателя.
 - б). Ширина секторов, в которых определение истинного направления спина галактики возможно с высокой достоверностью, меняется в широких пределах в зависимости от морфологии и угла наклона галактики.
 - в). Анализ вытянутостей дыр в зонах достоверности указывает на то, что спин галактики НоII направлен от наблюдателя, и подтверждает направление вектора углового момента вращения галактики М31 в сторону наблюдателя.
3. На примере галактик НоII и М31 изучены проявления сверхоболочек в различных спектральных каналах.

- а). Построен алгоритм, позволяющий получать карты распределения лучевой концентрации HI в различных частотных каналах с учетом углового разрешения радиотелескопа и хаотических движений в межзвездной среде. Разработанный алгоритм позволяет перейти к непосредственному сравнению численных моделей эволюции трехмерных оболочек с данными радиоастрономических наблюдений.
- б). На примере нескольких сверхоболочек в галактиках M31 и HoII показано принципиальное значение учета уширения линии HI 21 см за счет хаотических движений невозмущенного газа при моделировании наблюдаемых проявлений оболочек (наличие замкнутых контуров в распределении лучевой концентрации в спектральных каналах, “двугорбость” спектральных линий).
- в). В результате анализа теоретически рассчитанных проекций сверхоболочек обнаружено, что центр наблюдаемой дыры в распределении HI может смещаться в различных спектральных каналах. Этот эффект обусловлен главным образом влиянием дифференциального вращения невозмущенного газа и наиболее значителен для сверхоболочек, находящихся вдали от линии узлов галактики. Полная величина смещения в крайних каналах может превышать размеры дыры в этих каналах и быть сравнимой с диаметром дыры в центральном канале. В этих каналах, однако, контраст дыры сильно падает, что затрудняет ее выделение на фоне окружающего газа.
- г). Численные расчеты отдельных оболочек в галактиках M31 и HoII показывают, что три из четырех обычно используемых при анализе радиоастрономических данных критериев отбора областей с дефицитом HI — наблюдаемость дыры не менее чем в трех подряд идущих спектральных каналах, неподвижность центра дыры в соответствующих каналах и достаточно высокий контраст дыры — хорошо выполняются для сверхоболочек, расположенных вблизи линии узлов галактики. При переходе к полярным углам, близким к $\theta = 90^\circ$, их применимость ухудшается. Идентифицировать аналогичные сверхоболочки с их использованием становится значительно сложнее. Четвертый наблюдательный критерий (близость формы границы дыры к эллипсу) выполняется удовлетворительно во всех рассмотренных примерах.

Результаты, выносимые на защиту

1. Показана возможность образования облаков молекулярного водорода значительных масс в результате эволюции расширяющихся трехмерных сверхоболочек в Галактике.
2. Разработана процедура проектирования результатов численных расчетов эволюции сверхоболочек, выполненных в приближении тонкого слоя, на картинную плоскость.
3. Получен новый метод устранения неопределенности в определении истинного направления вектора углового момента вращения галактик.
4. Изучено проявление сверхоболочек в различных спектральных каналах.

Научная и практическая ценность

- Алгоритм для расчетов эволюции сверхоболочек в приближении тонкого слоя, адаптированный под условия Галактики и галактик НоII и M31, может быть в дальнейшем использован для проведения различных численных экспериментов как в этих, так и в других галактиках. Среди ближайших возможных задач можно указать расчет эволюции сверхоболочек в галактике M33; построение карт рентгеновской светимости сверхоболочек для нашей и соседних галактик; определение условий для образования молекулярных облаков в результате эволюции сверхоболочек в соседних галактиках; моделирование оболочек, возникающих внутри гигантского молекулярного облака.
- Для Галактики определены условия, при которых в результате эволюции трехмерных сверхоболочек могут образовываться молекулярные облака с массами, сравнимыми с массами гигантских молекулярных облаков.
- Разработанный алгоритм расчета карт распределения лучевой концентрации HI в спектральных каналах с учетом углового разрешения радиотелескопа может быть в дальнейшем использован для сравнения результатов численного моделирования эволюции сверхоболочек в соседних галактиках с различными наблюдательными данными. Он также может быть адаптирован для получения радиокарт объектов в Галактике, и для построения карт рентгеновской светимости сверхоболочек.
- Получен принципиально новый метод устранения неопределенности в определении истинного направления вектора углового момента вращения галактик, основанный на анализе распределения вытянутостей дыр в распределении HI, показана возможность его применения для галактик с различной морфологией и различными углами наклона.
- Определены направления векторов углового момента вращения галактик НоII и M31.

Апробация работы

Основные результаты диссертации докладывались: на семинарах отдела “Физика звезд и галактик” Главной астрономической обсерватории НАН Украины; на конференции “Numerical Simulations in Astrophysics” (Мехико, Мексика, 1993 г.); в Четвертой летней школе по наблюдательной астрофизике при Ватиканской обсерватории (Кастел Гандольфо, Италия, 1993 г.); на конференции “Astrophysics and cosmology after Gamow” (Одесса, 1994 г.); на конференции, посвященной 225-ой годовщине Астрономической обсерватории Львовского университета (Львов, 1994 г.).

Диссертация состоит из четырех глав.

Первая глава носит обзорный характер и посвящена существующим в настоящее время наблюдательным данным о сверхоболочках в нашей и других галактиках. Дается также исторический обзор теоретических моделей сверхоболочек.

Во второй главе рассмотрена проблема образования молекулярных облаков в результате эволюции трехмерных сверхоболочек в Галактике. В разделе 2.1 описывается идея об индуцированном звездообразовании и связанная с ней проблема перевода разреженного атомарного водорода в плотные молекулярные облака. В разделе 2.2 изложен

метод тонкого слоя для расчета эволюции сверхоболочек в Галактике, и приводятся результаты расчетов.

В третьей главе описан новый метод устранения неопределенности в определении истинного направления вектора углового момента вращения галактик, основанный на сравнении наблюдаемых вытянутостей дыр в распределении HI с результатами моделирования эволюции сверхоболочек. В разделе 3.1 указаны применявшиеся ранее методы определения направления спина галактик. В разделе 3.2 излагается алгоритм расчета направления вытянутостей сверхоболочек. В разделе 3.3 проводится сравнение результатов расчетов с наблюдательными данными.

В четвертой главе рассматриваются проявления сверхоболочек в разных спектральных каналах. В разделах 4.1 и 4.2 обосновывается необходимость выполнения проекций сверхоболочек на картинную плоскость в спектральных каналах с учетом хаотических движений в межзвездном газе и выводятся основные формулы. В разделах 4.3 и 4.4 суммируются результаты расчетов для галактик HoII и M31 и проводится их анализ.

Глава 1

Сверхоболочки в нашей и соседних галактиках

1.1 Наблюдательные данные

Первое систематическое изучение расширяющихся оболочек нейтрального водорода в Галактике было предпринято Хейлесом [28] в конце 70-х годов. Им был проведен анализ данных радионаблюдений о распределении HI вблизи галактической плоскости [73], выполненных в линии 21 см с высоким пространственным и спектральным разрешением. Хейлес показал [28], что сложную волокнистую структуру, наблюдаемую в распределении нейтрального водорода, во многих случаях можно объяснить наличием плотных оболочек HI. Многие оболочки имеют разный видимый диаметр в различных частотных каналах, что позволяет сделать вывод о том, что они расширяются. Всего было обнаружено 63 оболочки, из которых 17 показывают заметное расширение. Максимальный размер оболочек достигает 2.4 кпс, масса (в предположении, что оболочки состоят из газа, выметенного из полости) — $2 \times 10^7 M_{\odot}$, кинетическая энергия — 10^{53} эрг, оцененная полная энергия, необходимая для “выдувания” оболочки — 6×10^{53} эрг. Объекты, для которых полная энергия превышает 3×10^{52} эрг, были классифицированы как “сверхоболочки”. В работе [28] отмечено, что многие оболочки вытянуты вдоль галактической плоскости.

Хейлес предположил [28], что наблюдаемые им расширяющиеся оболочки HI связаны с трехфазной моделью межзвездной среды [15, 46, 62], и представляют собой результат воздействия звездного ветра и вспышек сверхновых на окружающий межзвездный газ.

В дальнейшем, на основании высокоширотных наблюдений HI в линии 21 см [30, 12], этот анализ был продолжен на область с $|b| > 10^{\circ}$ [29]. Это позволило дополнить каталог в [28] 42 новыми оболочками. Многие из них (внутри солнечного круга) были классифицированы как “червяки” (“worms”), или “дымоходы” (“chimneys”), и представляют собой цилиндрические поверхности из нейтрального водорода, вытянутые перпендикулярно галактической плоскости. Предполагается, что “дымоходы” — это стенки сверхоболочек, прорвавших галактический газовый диск. Наиболее полный список “дымоходов” опубликован в [37], где представлены 118 объектов, наблюдаемых как в линии HI 21 см, так и в ИК диапазоне (60 и 100 мкм).

Одна из наиболее хорошо изученных Галактических сверхоболочек связана с гигантским газопылевым комплексом в Орионе – Эридане [87]. Внутри этой области заключены молодые OB-ассоциации Ori OB1 и λ Ori. Вокруг них наблюдается оболочка нейтрального водорода размером около 280 пс, расширяющаяся со скоростью 15 – 25 км/с. Ее

масса оценивается в $8 \times 10^5 M_{\odot}$. Внутри оболочки HI находится Петля Барнарда. Полная кинетическая энергия сверхоболочки превышает 10^{52} эрг.

Другая Галактическая оболочка — в области Суг OB1 — подробно изучалась в работах [88, 58]. Лозинская и Ситник [88] показали, что все наблюдательные данные, относящиеся к этой области (в линиях H_{α} , CO, HI и в рекомбинационных радиолниях), можно объяснить наличием иерархической системы вложенных оболочек — начиная с небольших оболочек вокруг индивидуальных WR и Of звезд, и кончая глобальной оболочкой, заключающей в себе всю рассматриваемую область. Общая оболочка имеет размеры порядка 50×150 пс. Оболочка также проявляется в ИК диапазоне [58].

Сверхоболочки, образованные в результате коллективного воздействия звездного ветра и вспышек сверхновых, ограничивают области горячего разреженного долгоживущего газа с температурой в несколько миллионов кельвинов [46]. Вследствие этого рентгеновский диапазон является перспективным для поиска сверхоболочек вокруг близких галактических ассоциаций. По данным рентгеновских наблюдений была обнаружена сверхоболочка в Лебеде [87] диаметром около 500 пс. Ее светимость достигает $L_{0.5-1 \text{ keV}} \simeq 5 \times 10^{36}$ эрг/с, температура излучающего в рентгеновском диапазоне газа оценивается в $T_e \sim (1 - 2) \times 10^6$ К. Еще одна рентгеновская сверхоболочка связана с ассоциациями Mon OB1 и OB2 [87]. Ее диаметр оценивается в 200 пс, средняя плотность горячего газа — около 0.01 cm^{-3} , температура соответствует $T_e \simeq 3 \times 10^6$ К.

Во многих работах [28, 29, 87] отмечаются принципиальные трудности, возникающие при интерпретации наблюдаемого распределения HI в Галактике. Связано это прежде всего со сложностью определения расстояний до областей нейтрального водорода. Обычные методы определения расстояний (по кривой вращения Галактики) здесь мало пригодны, так как многие сверхоболочки показывают заметное расширение. Еще одна трудность связана с тем, что большинство сверхоболочек наблюдается на малых галактических широтах, что приводит к взаимоналожению объектов, находящихся от нас на разных расстояниях. Поэтому большой интерес представляют наблюдения сверхоболочек в соседних галактиках.

Большое количество сверхоболочек нейтрального водорода наблюдается в спутниках Галактики — Большом и Малом Магеллановых облаках. В БМО было найдено 85 гигантских (диаметром 20 – 260 пс) и 9 сверхгигантских (600 – 1400 пс) областей ионизированного водорода, окруженных оболочками HI [47]. Гигантские оболочки покрывают 12 – 15% площади БМО, и в значительной степени определяют его крупномасштабную структуру. Расположенная в БМО сверхоболочка LMC 2 имеет диаметр 600 пс [87]. Внутри нее находятся пять OB-ассоциаций. Кинематический возраст остатка, с учетом скорости расширения 30 км/с, равен $(5 - 10) \times 10^6$ лет. Суммарная мощность звездного ветра внутри сверхоболочки оценивается в $(0.2 - 2.5) \times 10^{39}$ эрг/с. Полная кинетическая энергия остатка близка к 10^{53} эрг.

Бринкс и Баяя [5] приводят список 141 области с дефицитом нейтрального водорода, обнаруженных ими в галактике M31 по результатам наблюдений в линии 21 см, выполненных на радиоинтерферометре WRST. Диаметры наблюдаемых дыр в распределении HI меняются от 100 пс (нижний предел, определяемый угловым разрешением радиотелескопа) до 1000 пс. В некоторых областях оболочечная структура наблюдается непосредственно. В большинстве дыр в распределении HI обнаружены отклонения в локальном поле скоростей, которые могут быть объяснены присутствием газа, расширяющегося со скоростью 10 – 30 км/с. Для дыр с диаметрами, меньшими 300 пс, наблюдается корреляция с OB-ассоциациями и HII областями. Предполагается [5], что большинство

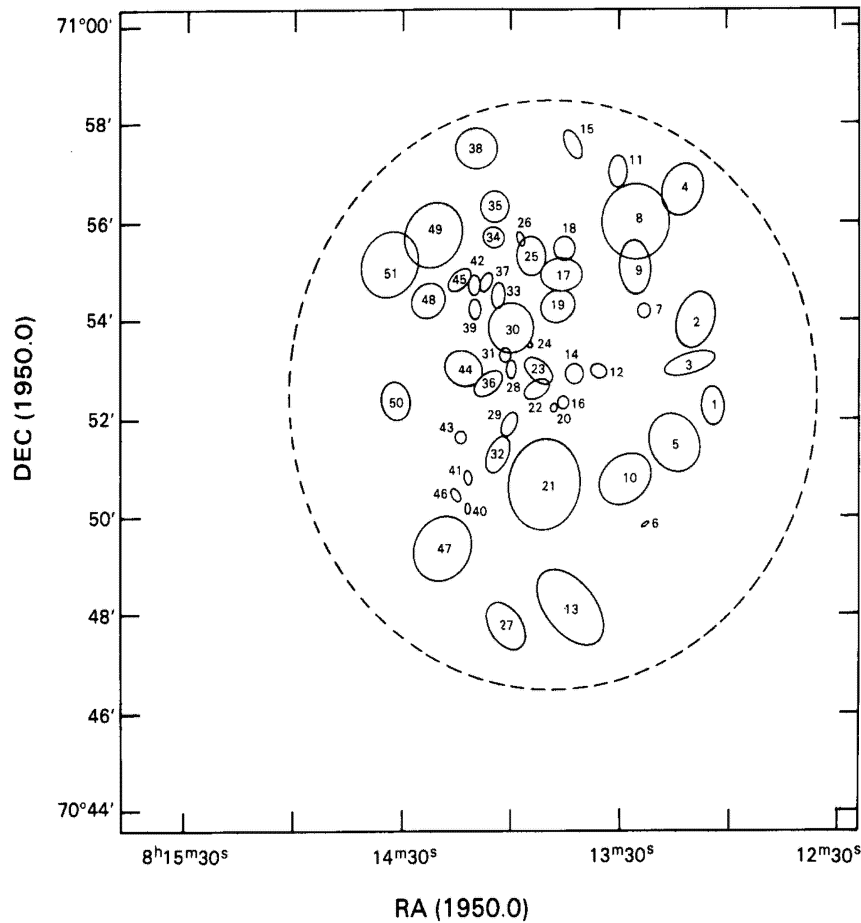


Рис. 1.1: Расположение дыр в галактике NGC 4305.

наблюдаемых областей с дефицитом H I являются расширяющимися оболочками, образованными в результате воздействия молодых OB-ассоциаций на окружающий газ. Масса выметенного газа оценивается в $10^4 - 10^7 M_{\odot}$, кинематический возраст — в 2.5 – 30 млн. лет.

Аналогичная картина была обнаружена в другой близкой спиральной системе — M33. Анализируя результаты WRST радионаблюдений этой галактики [18], Деул и ден Хартог [17] составили каталог 148 областей с дефицитом H I. Их диаметры заключены в пределах 40 – 1000 пс. Выметенная масса оценивается в $10^3 - 10^7 M_{\odot}$, кинематический возраст — в 2 – 100 млн. лет. Показано [17], что дыры в распределении H I с диаметрами, меньшими 200 пс, хорошо коррелируют с OB-ассоциациями, и несколько хуже — с H II областями. Для областей с диаметрами > 500 пс OB-ассоциации и H II области наблюдаются преимущественно вдоль краев дыр в распределении нейтрального водорода.

Анализ VLA радионаблюдений галактики UGC 4305 (NGC 4305), выполненных с высоким угловым ($4.0'' \times 4.5''$) и спектральным (2.58 км/с) разрешением, позволил обнаружить в этой богатой газом неправильной карликовой системе 51 область с дефицитом нейтрального водорода [55]. Размеры дыр в распределении H I в этой галактике существенно больше, чем в спиральных системах, и меняются от 100 пс до 1700 пс (см. рис. 1.1). Это можно объяснить значительно большей шкалой высот H I в галактике NGC 4305 ($z_0 \simeq 625$ пс)

по сравнению со шкалой высот в спиральных галактиках ($z_0 \sim 100 - 150$ пс). Типичная скорость расширения наблюдаемых оболочек близка к 7 км/с. Кинематический возраст оболочек оценивается в 10 – 150 млн. лет. Анализ результатов наблюдений в линии 21 см и CCD-изображений, полученных в линии H_α , указывает на то, что небольшие дыры в распределении HI как правило целиком заполнены H_α -эмиссией. В больших областях с дефицитом нейтрального водорода H_α -эмиссия наблюдается преимущественно вдоль их краев.

1.2 Теоретические модели

В настоящее время для объяснения происхождения расширяющихся сверхоболочек нейтрального водорода привлекаются два различных механизма.

1. Оболочки — продукт эволюции OB-ассоциаций. Впервые этот механизм был предложен Брувейлером [8] и Томисакой и Икеучи [66]. В их модели первоначальный “пузырь” (bubble) в газовом диске выдувается звездным ветром самых массивных звезд молодой OB-ассоциации — звезд класса O. Эволюция оболочки может быть описана на этой стадии решением Уивера и др. [72]. Затем, когда O-звезды заканчивают свою эволюцию, включается новый источник энергии — повторяющиеся вспышки сверхновых все меньших и меньших масс. На этой стадии для описания эволюции оболочки Брувейлер [8] использовал только законы сохранения массы и импульса:

$$M = \frac{4}{3}\pi\rho_0 R^3, \quad (1.1)$$

$$\frac{d}{dt}(M\dot{R}) = 0, \quad (1.2)$$

и не учитывал давления горячего ионизированного газа, находящегося внутри оболочки. Поэтому полученные им размеры и скорости расширения оболочек недооценены. Томисака и Икеучи [66] провели численные расчеты для сферических оболочек уже с учетом внутреннего давления горячего газа. Сверхновые в их модели вспыхивали по одной, с интервалом от 2×10^5 до 10^6 лет. Считалось, что оболочка прекращает свою эволюцию распадаясь на отдельные фрагменты, когда ее скорость сравнивается со скоростью звука в окружающем газе $V \sim 8$ км/с.

2. Столкновения с плотным газовым диском галактики высокоскоростных компактных облаков нейтрального водорода. Скорости таких облаков достигают 400 км/с. Тенорио-Таглэ и др. [65] показали, что при таком механизме для образования наибольших наблюдаемых оболочек (с $E_{kin} \sim 10^{53}$ эрг) необходимы столкновения с газовым галактическим диском очень плотных (с поверхностной плотностью $N > 10^{21}$ см $^{-2}$) и массивных (с массой $M > 10^5 M_\odot$) облаков (при скорости падения 100 км/с). А это типичные параметры гигантских молекулярных облаков (ГМО), которые являются центрами звездообразования.

Из этих двух механизмов более привлекательным представляется первый.

Маккрэй и Кафатос [45] показали, что при расчетах эволюции оболочек дискретные вспышки сверхновых можно заменить квазинепрерывным источником энергии, причем

для типичных ОВ-ассоциаций мощность такого источника в течении большей части жизни оболочки остается практически неизменной. Численно она может быть оценена как [45]:

$$P_{SN} \approx 6.3 \times 10^{35} \text{ эрг/с } (N_* E_{51}), \quad (1.3)$$

где N_* — число звезд в ассоциации массивнее $7 M_\odot$, $E_{51} \sim 1$ — полная энергия, выделяющаяся при одной вспышке сверхновой (в единицах 10^{51} эрг). Типичная ОВ-ассоциация содержит 20 – 40 звезд класса ранее В3 в области с размерами, меньшими 100 пс, однако встречаются ассоциации, содержащие до сотен таких звезд [45]. Звезды класса О существуют около 5 млн. лет, класса В3 — 50 млн. лет. Отсюда следует, что на ранних стадиях эволюции самым мощным источником энергии является звездный ветер от О-звезд, а в последующие 30 – 50 млн. лет — последовательные вспышки сверхновых.

Размеры самых крупных оболочек превышают 1 кпс, что значительно больше масштаба неоднородности газового диска Галактики ($z_0 \sim 100 - 300$ пс). Также необходим учет Z -компоненты гравитационного поля Галактики. Очевидно, что для построения более правдоподобных моделей эволюции оболочек необходимы двумерные алгоритмы.

Отдельно роли неоднородности газа по Z -координате и дифференциальности вращения галактического диска рассматривались ранее многими авторами [67, 64, 40, 42, 41, 32, 52, 65, 83]. Первые полные двумерные расчеты эволюции оболочек в среде, неоднородной по Z -координате, провели Томисака и Икеучи [67]. Они рассматривали равновесный ($T = 100$ К) газовый слой с распределением плотности:

$$n(z) = n_0 \left\{ 0.22 \exp \left[-\frac{\Phi(z)}{\sigma_i^2} \right] + 0.78 \exp \left[-\frac{\Phi(z)}{\sigma_c^2} \right] \right\} \quad (1.4)$$

и гравитационным потенциалом звездного диска

$$\Phi(z) = 68.6 \ln \left[1 + 0.9565 \operatorname{sh}^2 \left(0.758 \frac{z}{z_0} \right) \right] \text{ км}^2/\text{с}^2, \quad (1.5)$$

где дисперсии скоростей межоблачной среды и облаков равны соответственно $\sigma_i = 14.4$ км/с и $\sigma_c = 7.1$ км/с, а характерный масштаб неоднородности $z_0 = 124$ пс. Предполагалось, что вспышки сверхновых обеспечивают постоянный приток энергии в полость с мощностью $L = 1.6 \times 10^{38}$ эрг/с. Мак Лоу и Маккрэй [40] для решения аналогичной задачи использовали приближение тонкого слоя. Мак Лоу и др. [42, 41] провели полные двумерные расчеты эволюции оболочек в стратифицированной среде. Полученные решения с высокой точностью следуют аналитическим уравнениям Уивера и др. [72]. Они также очень хорошо согласуются с результатами Мак Лоу и Маккрэя [40], полученными в приближении тонкого слоя. Таким образом, данное приближение может с успехом использоваться при расчетах движения ударных волн в неоднородных средах.

Расчеты показывают, что оболочки, расширяющиеся в неоднородной по Z -координате среде, с течением времени сильно вытягиваются. Особенно это становится заметным при больших градиентах плотности окружающего газа. При чисто гауссовом распределении газа по Z -координате верхняя часть оболочки может ускоряться и в конечном счете разрушаться под действием неустойчивости Рэлея-Тейлора [41, 32]. Игуменцев и др. [32] показали, что в гауссовой атмосфере со шкалой высот $H = 140$ пс эволюционирующая сверхоболочка прорывает газовый диск при мощности центрального источника энергии $\dot{E} \gtrsim 10^{38}$ эрг/с. Такое упрощенное описание вертикального распределения плотности газа позволяет учесть лишь одну компоненту межзвездной среды — холодные плотные облачка. Однако определяющую роль для эффекта прорыва атмосферы могут играть другие

компоненты — теплый нейтральный и ионизированный газ, горячий газ гало. Силич и Фомин [95] показали, что точечный взрыв при экспоненциальном распределении плотности газа с асимптотической “подложкой” $\rho = \rho_0 [\exp(-z/z_0) + \alpha]$ не приводит к эффекту прорыва атмосферы даже при малых значениях параметра α . Роль такой “подложки” могут играть компоненты межзвездной среды с большими характерными полутолщинами. Кокс [14] указал, что при учете теплого межзвездного газа со шкалой высот ~ 500 пс, а также давления космических лучей и магнитного поля, эффект галактических фонтанов получить намного сложнее.

Значительная часть наблюдаемых оболочек кажется вытянутыми не перпендикулярно плоскости Галактики, а параллельно ей. Этот феномен можно объяснить влиянием дифференциальности вращения галактического диска. Тенорио-Таглэ и Палоуш [64] провели расчеты эволюции оболочек в дифференциально вращающемся газовом диске галактики. Построенная ими численная двумерная модель основывалась на приближении тонкого слоя. В работе рассматривалась цилиндрическая оболочка с начальным радиусом 100 пс и такой же высотой. Предполагалось также, что невозмущенный газ галактического диска равномерно распределен в слое с толщиной 100 пс и что оболочка в процессе своей эволюции уже “прорвала” этот слой. Считалось, что верхний и нижний концы цилиндрической оболочки движутся со скоростью, равной скорости звука в окружающем газе. Предполагалось мгновенное выделение всей энергии. Результаты расчетов показали, что примерно через 2×10^7 лет вытянутость оболочек вдоль галактической плоскости становится хорошо заметной, а при временах, больших 10^8 лет, отношение большой и малой полуосей эллипса достигает 10. В отдельных вариантах расчетов также учитывалась самогравитация оболочек. Ее учет приводит к некоторым отличиям лишь при временах, больших 5×10^7 лет. Тенорио-Таглэ и Палоуш [64] также подчеркнули, что учет Z -компоненты гравитационного поля галактики мог бы существенно повлиять на их результаты. К тому же очевидно, что представление газового диска галактики в виде однородного слоя является очень грубым приближением.

В этой же работе [64] Тенорио-Таглэ и Палоуш впервые рассмотрели вопрос об образовании молекулярных облаков в расширяющихся оболочках. Влияние неоднородности распределения газа по Z -координате и роль Z -компоненты гравитационного поля Галактики не учитывались, поэтому увеличение поверхностной плотности в оболочке до величины, необходимой для экранировки внешнего УФ-излучения и образования молекулярного водорода, было связано только с нагребанием межзвездного газа и искажением формы оболочки дифференциальным вращением Галактики. Как будет показано в следующей главе, в трехмерных оболочках лучевая концентрация увеличивается не только за счет нагребания окружающего газа и дифференциальности вращения галактического диска, но и в результате искажения формы оболочки при ее движении в неоднородном слое газа под влиянием Z -компоненты гравитационного поля Галактики. Для понимания этого процесса необходимо, таким образом, проведение трехмерных расчетов. На возможность образования молекулярного газа в расширяющихся оболочках указывали также МакКрэй и Кафатос [45]. Возможность фрагментации оболочек за счет гравитационной неустойчивости оценивалась в [64, 83, 45].

Бисноватим-Коганом и Силичем [80], Силичем [94, 59] и независимо Палоушем [50, 51] была предложена трехмерная численная схема для расчета эволюции оболочек, основанная на приближении тонкого слоя (т.н. 2.5-мерная газодинамика). В модели учитывалось гравитационное поле Галактики (по данным Аллена [1]), неоднородность распределения газа по Z -координате (из работ Локмана и др. [39] и Рейнолдса [56]) и дифферен-

циальность вращения галактического диска. В качестве начальных условий были взяты аналитические решения Уивера и др. [72], описывающие эволюцию оболочки на стадии звездного ветра. Вспышки сверхновых моделировались в виде квазинепрерывного источника энергии с мощностью от 5×10^{37} до 2×10^{38} эрг/с. Через несколько десятков миллионов лет влияние Z -компоненты гравитационного поля Галактики приводит к “оседанию” значительной части нагребенной массы оболочки на галактическую плоскость и в конечном итоге к ее разрушению [94]. За это время дифференциальное вращение не успевает сильно вытянуть оболочку, и отношение большой и малой полуосей сечения оболочки плоскостью Галактики не превышает двух. Эти результаты существенно отличаются от полученных Тенорио-Таллэ и Палоушем [64] в двумерном случае.

Глава 2

Образование облаков H_2 в трехмерных расширяющихся оболочках

2.1 Индуцированное звездообразование и происхождение молекулярных облаков

В ряде работ [21, 23, 24, 45, 34] приводятся как наблюдательные, так и теоретические обоснования того, что эволюция оболочек нейтрального водорода тесно связана с одной из центральных проблем астрофизики — проблемой звездообразования.

Оболочки являются элементом крупномасштабной структуры межзвездной среды, как и сверхоблака нейтрального водорода — наибольшие гравитационно-связанные образования межзвездной среды. В последнее время интенсивно изучаются звездные комплексы — огромные области пространства, охваченные звездообразованием [82]. Все эти объекты — оболочки, сверхоблака и комплексы — имеют близкие размеры (около 1 кпс) и массы (10^6 – $10^7 M_\odot$). Это позволяет сделать предположение о их генетической связи [93].

Кроме того, для образования самых больших оболочек (с размерами больше 1 кпс) энергии родительской ОВ-ассоциации явно не достаточно [93]. Однако это несоответствие можно устранить, если допустить образование внутри оболочки звезд второго поколения.

Из наблюдений следует, что звезды образуются преимущественно в гигантских молекулярных облаках (ГМО), имеющих массы 10^4 – $10^6 M_\odot$. Для запуска процесса звездообразования необходимо, чтобы на такое облако подействовал какой-нибудь внешний фактор. Таким фактором может быть ударная волна от расширяющейся оболочки [25].

С другой стороны, как показали Тенорио-Таглэ и Палоуш [64], оболочки сами могут формировать молекулярные облака значительной массы (более $10^5 M_\odot$). Однако этот результат был получен в двумерной модели, не учитывающей Z -компоненту гравитационного поля Галактики и стратифицированное распределение межзвездного газа, и поэтому является достаточно грубым.

Элмегрин [24] выделил три типа индуцированного звездообразования (т.е. звездообразования, вызванного каким-либо внешним фактором) по отношению размеров сжимаемой и сжимающей областей:

1. Когда размеры сжимаемой области существенно меньше размеров сжимающей (пример — прохождение ударной волны через глобулы или небольшие диффузные обла-

2. При сравнимых размерах этих областей (взаимодействие молодой оболочки с ГМО).
3. Когда размеры сжимаемой области больше размеров сжимающей (развитие гравитационной неустойчивости в старой оболочке, которое может привести к образованию нового поколения ГМО).

На образование ГМО и, как следствие, — звезд второго поколения в результате гравитационной (джинсовской) неустойчивости в расширяющейся оболочке указывают также Тенорио-Таглэ и Палоуш [64], Маккрэй и Кафатос [45].

Ряд наблюдений указывают на возможную генетическую связь расширяющихся оболочек и очагов звездообразования. Маккрэй и Кафатос [45] и Элмегрин [24] показали, что вдоль границ сверхоболочек (т.е. оболочек с размерами более 1 кпс) Большого и Малого Магеллановых Облаков наблюдаются более мелкие оболочки, молодые ОВ-ассоциации и остатки вспышек сверхновых. Все это — свидетельства активных процессов звездообразования. Элмегрин [23] составил каталог таких областей. Допита и др. [21] обнаружили, что две из девяти известных сверхоболочек в БМО, а именно — LMC2 и LMC4, обладают четко выраженным радиальным градиентом возрастов находящихся внутри них звезд, причем самые молодые звезды находятся на внутреннем крае сверхоболочек, а самые старые (около 15 млн. лет) — вблизи центра. Для LMC4 этот феномен можно объяснить наличием волны звездообразования, распространяющейся с постоянной скоростью 36 км/с в течении 15 млн. лет от центра области к периферии.

Элмегрин [24] в качестве примера приводит ближние окраины Солнца — так называемое кольцо Линдблада. В центре кольца находятся Cas-Tau ОВ-ассоциация, на его краях — ассоциации Ориона, Персея и Sco-Sen. В это кольцо также входит такое образование, как Great Rift. Все объекты, составляющие кольцо, удаляются от его центра с различными скоростями. Бочкарев показал [81], что всю эту картину ближайших солнечных окрестностей можно объяснить наличием расширяющейся оболочки в межзвездном газе как продукта эволюции Cas-Tau ОВ-ассоциации, причем Солнце находится внутри образовавшейся каверны. Тогда можно предположить, что ассоциации Ориона, Персея и Sco-Sen являются представителями звезд второго поколения.

Накапливаются свидетельства (как наблюдательные, так и теоретические) в пользу того, что процессы индуцированного звездообразования, связанные с расширяющимися сверхоболочками, играют важную роль в эволюции спиральных галактик, и определяющую роль — в эволюции неправильных галактик. Одним из принципиальных вопросов, возникающих при рассмотрении моделей индуцированного звездообразования, является вопрос о возможности образования гигантских молекулярных облаков в процессе эволюции сверхоболочек. Решению этой проблемы и посвящена данная глава.

2.2 Эволюция трехмерных сверхоболочек в Галактике

2.2.1 Приближение тонкого слоя для трехмерного случая

Исходные уравнения

Для расчета эволюции расширяющихся оболочек на адиабатической и радиационной стадиях с успехом применяется приближение тонкого слоя [92, 79, 84, 40]. Оно основано на

двух главных упрощениях:

- Считается, что весь нагребаемый газ сосредоточен в тонкой оболочке непосредственно за фронтом ударной волны.
- Давление внутри полости, охваченной ударной волной, считается однородным.

Второе упрощение связано с тем, что температура газа и скорость звука внутри оболочки высока и поэтому любая неоднородность внутри остатка быстро “рассасывается”.

Уравнения, описывающие эволюцию оболочки, удобнее записывать в лагранжевых координатах. Вся оболочка разбивается на N лагранжевых элементов. Для каждого из них записываются законы сохранения массы и импульса [80, 94]:

$$\frac{d\mu}{dt} = \rho(x, y, z) [\mathbf{D} - \mathbf{V}(x, y, z)] \mathbf{n} d\Sigma, \quad (2.1)$$

$$\frac{d(\mu \mathbf{U})}{dt} = \Delta P \mathbf{n} d\Sigma + \frac{d\mu}{dt} \mathbf{V}(x, y, z) + \mu \mathbf{g}(x, y, z), \quad (2.2)$$

где $\mu = \sigma d\Sigma$ — масса, σ — поверхностная плотность, $d\Sigma$ — площадь лагранжевого элемента поверхности, $\rho(x, y, z)$ — плотность невозмущенного газа, \mathbf{D} — скорость фронта ударной волны, $\mathbf{V}(x, y, z)$ — поле скоростей окружающего газа, \mathbf{n} — единичный вектор нормали к поверхности фронта ударной волны, \mathbf{U} — скорость газа за фронтом, $\Delta P = P_{in} - P_{ext}$ — разность давлений внутри и снаружи оболочки, $\mathbf{g}(x, y, z)$ — напряженность внешнего гравитационного поля. Изменение импульса лагранжевого элемента связано с работой сил давления (первое слагаемое в (2.2)), импульсом “налипающего” газа (второе слагаемое), и работой, выполняемой против сил гравитации. Чтобы связать уравнения (2.1) и (2.2), необходимо задать зависимость \mathbf{U} от \mathbf{D} . На радиационной стадии обычно используется следующая зависимость [79, 84]:

$$\mathbf{U} = \mathbf{D}. \quad (2.3)$$

Система уравнений (2.1)–(2.3) дополняется уравнением, выражающим закон сохранения энергии для всей оболочки [80, 94]:

$$\frac{dE_t}{dt} = L(t) - \iint_{\Sigma} P_{in}(\mathbf{U}\mathbf{n}) d\Sigma. \quad (2.4)$$

Здесь E_t — тепловая энергия остатка (поскольку сама оболочка имеет низкую температуру, E_t можно считать равной тепловой энергии горячего газа, находящегося внутри полости), $L(t)$ — мощность внутреннего источника энергии. Маккрэй и Кафатос [45] показали, что приток энергии в полость в результате последовательных дискретных вспышек сверхновых можно считать квазинепрерывным (ф. (1.3) на с. 5). Уравнение (2.4) показывает, что тепловая энергия возмущенного газа определяется внутренним источником энергии с мощностью $L(t)$ и работой, совершаемой находящимся внутри полости горячим газом над холодной плотной оболочкой. Считается, что оболочка уже находится на радиационной стадии, поэтому в уравнении (2.4) не учитывается тепловая энергия “налипающего” газа, так как она быстро излучается с фронта внешней ударной волны.

Чтобы полностью замкнуть систему уравнений, необходимо написать выражение для давления газа внутри полости P_{in} . Это легко сделать для идеального газа:

$$P_{in} = nkT, \quad \text{и} \quad (2.5)$$

$$E_t = \frac{1}{\gamma - 1} NkT, \quad (2.6)$$

где γ — показатель адиабаты (в случае одноатомного газа $\gamma = \frac{5}{3}$). Учитывая, что $N = n\Omega$, где Ω — объем, занимаемый газом, запишем окончательно:

$$P_{in} = (\gamma - 1) \frac{E_t}{\Omega}. \quad (2.7)$$

Итак, уравнения (2.1), (2.2), (2.3) (для каждого лагранжевого элемента), (2.4) и (2.7) (для всей оболочки) составляют замкнутую систему уравнений, описывающих эволюцию оболочки на радиационной стадии в приближении тонкого слоя.

Уравнения для численного моделирования

Численная схема для решения трехмерных задач, основанная на приближении тонкого слоя, была развита в работах [80, 59]. Следуя этим работам, приведем уравнения, полученные в предыдущем параграфе, к виду, удобному для непосредственных вычислений. Введем вектор $\mathbf{J}(x, y, z)$. Его компонентами являются якобианы в соответствующей точке поверхности:

$$J_x = \frac{\partial(y, z)}{\partial(\lambda_1, \lambda_2)}, \quad J_y = \frac{\partial(z, x)}{\partial(\lambda_1, \lambda_2)}, \quad J_z = \frac{\partial(x, y)}{\partial(\lambda_1, \lambda_2)}, \quad (2.8)$$

где λ_1 и λ_2 — лагранжевые координаты на поверхности оболочки,

$$J_x = \frac{\partial(y, z)}{\partial(\lambda_1, \lambda_2)} \equiv \begin{vmatrix} \frac{\partial y}{\partial \lambda_1} & \frac{\partial z}{\partial \lambda_1} \\ \frac{\partial y}{\partial \lambda_2} & \frac{\partial z}{\partial \lambda_2} \end{vmatrix}, \quad (2.9)$$

аналогично и для остальных компонент \mathbf{J} .

Из дифференциальной геометрии известно, что для параметрически заданной поверхности $\mathbf{r} = \mathbf{r}(\lambda_1, \lambda_2)$ площадь элемента поверхности можно записать в виде

$$d\Sigma = \sqrt{\left[\frac{\partial(y, z)}{\partial(\lambda_1, \lambda_2)} \right]^2 + \left[\frac{\partial(z, x)}{\partial(\lambda_1, \lambda_2)} \right]^2 + \left[\frac{\partial(x, y)}{\partial(\lambda_1, \lambda_2)} \right]^2} d\lambda_1 d\lambda_2, \quad (2.10)$$

так что в наших обозначениях

$$d\Sigma = |\mathbf{J}| d\lambda_1 d\lambda_2. \quad (2.11)$$

Единичный вектор нормали к поверхности есть

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{J}}{|\mathbf{J}|}. \quad (2.12)$$

Запишем формулу Гаусса - Остроградского для векторного поля $\mathbf{A}[P(x, y, z), Q(x, y, z), R(x, y, z)]$ в объеме Ω , ограниченного замкнутой поверхностью Σ :

$$\iint_{\Sigma} (\mathbf{A}\mathbf{n}) d\Sigma = \iiint_{\Omega} \left(\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} + \frac{\partial R}{\partial z} \right) dx dy dz. \quad (2.13)$$

Взяв в качестве вектора \mathbf{A} радиус-вектор $\mathbf{r}(x, y, z)$ и записывая интеграл в левой части уравнения (2.13) в параметрическом виде (используя выражения (2.11) и (2.12)), уравнение (2.13) преобразуем к следующему виду:

$$\iint_D (\mathbf{r}\mathbf{J}) d\lambda_1 d\lambda_2 = \iiint_\Omega 3 dx dy dz = 3\Omega, \quad (2.14)$$

где D — область изменения лагранжевых координат λ_1 и λ_2 . Отсюда получаем выражение для объема, заключенного внутри поверхности $\mathbf{r} = \mathbf{r}(\lambda_1, \lambda_2)$:

$$\Omega = \frac{1}{3} \iint_D (\mathbf{r}\mathbf{J}) d\lambda_1 d\lambda_2. \quad (2.15)$$

В новых обозначениях уравнения (2.1), (2.2) и (2.4) будут иметь вид:

$$\frac{d\mu}{dt} = \rho(x, y, z) [\mathbf{U} - \mathbf{V}(x, y, z)] \mathbf{J} d\Lambda, \quad (2.16)$$

$$\frac{d(\mu\mathbf{U})}{dt} = \Delta P \mathbf{J} d\Lambda + \frac{d\mu}{dt} \mathbf{V}(x, y, z) + \mu \mathbf{g}(x, y, z), \quad (2.17)$$

$$\frac{dE_t}{dt} = L(t) - \iint_D P_{in}(\mathbf{U}\mathbf{J}) d\Lambda, \quad (2.18)$$

где учтено равенство (2.3) и $d\Lambda \equiv d\lambda_1 d\lambda_2$. Расписывая производную в левой части уравнения (2.17) и перенося вправо слагаемое с $\frac{d\mu}{dt}$, получим:

$$\mu \frac{d\mathbf{U}}{dt} = \Delta P \mathbf{J} d\Lambda - \frac{d\mu}{dt} [\mathbf{U} - \mathbf{V}(x, y, z)] + \mu \mathbf{g}(x, y, z). \quad (2.19)$$

Поскольку $\mathbf{U} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}$, окончательно получаем:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\mu}{dt} = \rho(x, y, z) [\mathbf{U} - \mathbf{V}(x, y, z)] \mathbf{J} d\Lambda, \\ \frac{d\mathbf{U}}{dt} = \frac{\Delta P}{\mu} \mathbf{J} d\Lambda - \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dt} [\mathbf{U} - \mathbf{V}(x, y, z)] + \mathbf{g}(x, y, z), \\ \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{U}, \\ \frac{dE_t}{dt} = L(t) - \iint_D P_{in}(\mathbf{U}\mathbf{J}) d\Lambda, \\ \Delta P = P_{in} - P_{ext}(x, y, z), \\ P_{in} = (\gamma - 1) \frac{E_t}{\Omega}, \\ \Omega = \frac{1}{3} \iint_D (\mathbf{r}\mathbf{J}) d\Lambda. \end{array} \right. \quad (2.20)$$

В приближении тонкого слоя движение оболочки описывается, таким образом, системой $7N + 1$ нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка, замыкаемой уравнением состояния идеального газа.

2.2.2 Начальные условия и основные параметры модели

Предполагалось, что в начальный момент времени t_0 оболочка имеет сферическую форму и находится на расстоянии R_0 от центра и Z_0 от плоскости Галактики. Таким образом,

координаты центра оболочки при $t = t_0$ равны: $x = R_0$, $y = 0$, $z = Z_0$. Радиус оболочки при $t = t_0$ принимался равным $R_e = 50$ пс, что существенно меньше характерного масштаба неоднородности газа. В начале вычислений оболочка разбивалась плоскостями, параллельными и перпендикулярными к галактической плоскости, на $N = 1522$ лагранжевых элемента.

Движение каждого элемента описывается семью уравнениями (сохранения массы, импульса и уравнениями для изменения координат — первые три уравнения в системе (2.20)). Поэтому с учетом уравнения сохранения энергии задача сводится к решению около 11000 обыкновенных дифференциальных уравнений. Эта система решалась численно методом Адамса до 12-го порядка. Использовалась декартовая система координат, связанная с центром Галактики. Координаты выбирались так, что в начале вычислений

$$x = R_0 + R_e \sin \theta \cos \varphi, \quad (2.21)$$

$$y = R_e \sin \theta \sin \varphi, \quad (2.22)$$

$$z = Z_0 + R_e \cos \theta. \quad (2.23)$$

В работах Маккрэя и Кафатоса [45], Мак Лоу и Маккрэя [40] показано, что оболочки очень быстро (когда неоднородность распределения невозмущенного газа еще не успевает существенно повлиять на их динамику) переходят на радиационную стадию эволюции. Поэтому начальная скорость расширения оболочки, тепловая энергия и момент времени, соответствующий начальному радиусу оболочки R_e , задавались аналитическим решением Уивера и др. [72]:

$$U_0 = 0.6 \left(\frac{125L_0}{154\pi\rho_0} \right)^{\frac{1}{5}} t_0^{-\frac{2}{5}}, \quad (2.24)$$

$$E_{t,0} = \frac{5}{11} L_0 t_0, \quad (2.25)$$

$$t_0 = \left(\frac{154\pi\rho_0 R_e^5}{125L_0} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (2.26)$$

где L_0 — темп поступления энергии в полость от вспышек сверхновых, ρ_0 — плотность невозмущенного газа в окрестности центра оболочки, U_0 и $E_{t,0}$ — начальная скорость расширения и начальная тепловая энергия оболочки. В этом случае в системе отсчета, связанной с центром галактики, компоненты скорости в начальный момент времени равны

$$U_x = U_0 \sin \theta \cos \varphi - V_R \frac{y}{R}, \quad (2.27)$$

$$U_y = U_0 \sin \theta \sin \varphi + V_R \frac{x}{R}, \quad (2.28)$$

$$U_z = U_0 \cos \theta, \quad (2.29)$$

где $V_R(R)$ — скорость вращения галактического диска. Мы предполагали, что невозмущенный газ движется вокруг галактического центра по круговым орбитам под действием гравитационного поля с напряженностью

$$g_x = -\frac{V_R^2}{R^2}x, \quad (2.30)$$

$$g_y = -\frac{V_R^2}{R^2}y. \quad (2.31)$$

Кривая вращения галактики задавалась в соответствии с данными [74]:

$$V_R(R) = V_c \left(\frac{R}{R_c} \right)^{0.0382} \text{ км/с}, \quad (2.32)$$

где $V_c = 220$ км/с, $R_c = 8.5$ кпс. Z -компонента напряженности Галактического гравитационного поля вычислялась по аналитическим формулам [38]

$$g_z = -2\pi G\sigma_D \frac{z}{\sqrt{z^2 + Z_D^2}} - 4\pi G\rho_h z, \quad (2.33)$$

где σ_D и Z_D — поверхностная плотность и характерный масштаб неоднородности звездного диска, ρ_h — эффективная плотность галактического гало. Мы учитывали дополнительное соотношение между σ_D и ρ_h , следующее из условия соответствия рассчитываемой и наблюдаемой кривой вращения Галактики [38]:

$$\rho_h = 0.015 - 0.0047 \left(\frac{\sigma_D}{50 M_\odot/\text{пс}^2} \right), \quad M_\odot/\text{пс}^3. \quad (2.34)$$

В соответствии с работами [9, 38] распределение поверхностной плотности звездного диска вдоль радиуса Галактики принималось равным

$$\sigma_D(R) = \sigma_D(R_\odot) \exp\left(\frac{R_\odot - R}{L}\right) \quad (2.35)$$

с характерным масштабом неоднородности $L = 4.5$ кпс и поверхностной плотностью в окрестности Солнца $\sigma_D(R_\odot) = 46 M_\odot/\text{пс}^2$.

Считалось, что распределение газа по Z -координате описывается трехкомпонентной моделью [19] с холодной и теплой гауссовыми и протяженной экспоненциальной атмосферой:

$$n(z) = n_1 \exp\left[-\left(\frac{z}{Z_1}\right)^2\right] + n_2 \exp\left[-\left(\frac{z}{Z_2}\right)^2\right] + n_3 \exp\left(-\frac{|z|}{Z_3}\right). \quad (2.36)$$

В окрестности Солнца параметры n_i и Z_i равны: $n_1 = 0.395 \text{ см}^{-3}$, $Z_1 = 127 \text{ пс}$, $n_2 = 0.107 \text{ см}^{-3}$, $Z_2 = 318 \text{ пс}$, $n_3 = 0.064 \text{ см}^{-3}$, $Z_3 = 403 \text{ пс}$. Предполагалось, что характерные масштабы неоднородности Z_i ($i=1,2,3$) для каждой из компонент изменяются с расстоянием от центра Галактики так же, как общая полутолщина слоя HI:

$$Z_i(R) = \alpha Z_i(R_\odot), \quad \alpha = \frac{Z_{\frac{1}{2}}(R)}{Z_{\frac{1}{2}}(R_\odot)}. \quad (2.37)$$

Соотношение между максимальными значениями плотности каждой из компонент оставалось постоянным вдоль радиуса Галактики :

$$n_i(R) = \beta n_i(R_\odot). \quad (2.38)$$

Таблица 2.1: Значения начальных параметров для разных вариантов расчетов

Параметр	R , кпс		
	5	8.5	15
Z_0 , пс	0; 50	0; 50; 100	0
L_{38} , 10^{38} эрг/с	0.315; 1.05; 3.15	0.315; 1.05; 3.15	0.315; 1.05; 3.15
σ_D , $M_\odot/\text{пс}^2$	100	46	10.8
Z_D , пс	300	300	300
σ_{HI} , $M_\odot/\text{пс}^2$	8.57	8.57	5.3
Z_1 , пс	127	127	257
Z_2 , пс	318	318	644
Z_3 , пс	403	403	817
α	1	1	2.03
β	1	1	0.3
n_1 , см^{-3}	0.395	0.395	0.12
n_2 , см^{-3}	0.107	0.107	0.032
n_3 , см^{-3}	0.064	0.064	0.019
ρ_h , $M_\odot/\text{пс}^3$	5.59×10^{-3}	1.07×10^{-2}	1.4×10^{-2}

Коэффициент β определяется отношением полной поверхностной плотности HI на расстоянии R от центра Галактики $\sigma_{HI}(R)$ к солнечному $\sigma_{HI}(R_\odot)$ и величиной α :

$$\beta = \frac{\sigma_{HI}(R)}{\sigma_{HI}(R_\odot)} \alpha^{-1}. \quad (2.39)$$

Величины $Z_{\frac{1}{2}}(R)$ и $\sigma_{HI}(R)$ брались из работы [74] и для солнечной окрестности были равны $Z_{\frac{1}{2}}(R_\odot) = 150$ пс, $\sigma_{HI}(R_\odot) = 8.57 M_\odot/\text{пс}^2$. Температура газа в плоскости Галактики полагалась равной $T_0 = 6000$ К и росла с увеличением расстояния от галактической плоскости как

$$T(z) = T_0 \frac{n_0}{n(z)}, \quad (2.40)$$

где $n_0 = n_1 + n_2 + n_3$ — концентрация частиц газа при $z = 0$. Давление газа считалось постоянным и равным $P_{ext} = n_0 k T_0$.

Численные расчеты были проведены для трех значений галактоцентрического расстояния R — 5, 8.5 и 15 кпс и трех положений источника энергии (исходной ОВ-ассоциации) относительно галактической плоскости: $Z_0 = 0$, $Z_0 = 50$ пс и $Z_0 = 100$ пс.

Темп поступления энергии в полость от последовательных вспышек сверхновых в ОВ-ассоциации считался постоянным на протяжении 30 млн. лет и варьировался в пределах $L = (0.3 \div 3) \times 10^{38}$ эрг/с. Через 30 млн. лет источник энергии внутри полости выключался, поскольку к этому времени все массивные звезды в ОВ-ассоциации взрываются как сверхновые.

Считалось, что после того, как скорость расширения той или иной части оболочки сравнивается со скоростью звука в окружающем газе, увеличение массы данного лагранжевого элемента прекращается, и в дальнейшем он движется под действием гравитационных сил и разности давлений газа внутри и вне оболочки.

Таблица 2.2: Результаты расчетов

R , кпс	L_{38} , 10^{38} эрг/с	Z_0 , пс	t_m , млн. лет	h , пс	D_{max} , пс	D_{min} , пс	ζ	M_{cl} , $10^5 M_{\odot}$
5	0.315	0	28.5	1460	1090	550	1.98	6.4
	1.05	0	27.3	2430	1280	670	1.91	15.2
	1.05	50	27.8	2190	-	-	-	10.3
	3.15	0	25.4	3580	1440	790	1.82	22.6
8.5	0.315	0	37.3	1800	1170	690	1.70	3.2
	1.05	0	35.7	3150	1350	800	1.69	8.2
	1.05	50	36.8	2800	-	-	-	4.3
	1.05	100	38.1	2560	-	-	-	0
	3.15	0	33.7	4760	1510	920	1.64	12.7
15	0.315	0	63.3	1930	2290	1480	1.55	0
	1.05	0	60.5	3240	2570	1630	1.58	0
	3.15	0	57.4	5350	2840	1790	1.59	0

Всего было рассчитано 12 вариантов эволюции оболочек. Значения начальных параметров приведены в табл. 2.1, где R — галактоцентрическое расстояние исходной ОВ-ассоциации, Z_0 — расстояние ОВ-ассоциации до галактической плоскости, L — мощность источника энергии. Результаты расчетов суммированы в табл. 2.2, где t_m — максимальное время, до которого доведены расчеты, $h = Z_{max} - Z_{min}$ — размеры оболочек в направлении, перпендикулярном галактическому диску, D_{max} и D_{min} — максимальные и минимальные диаметры сечений оболочек плоскостью $z = 0$, $\zeta = D_{max}/D_{min}$ — отношение этих диаметров, M_{cl} — масса газа, для которого в оболочках реализуются условия, необходимые для перехода водорода в молекулярное состояние (см. формулу (2.41)). Диаметры сечений оболочек плоскостью Галактики для случаев, когда источник энергии расположен над плоскостью Галактики, не рассчитывались.

2.2.3 Обсуждение результатов

Общий вид и изменение формы оболочек со временем при разных положениях исходной ОВ-ассоциации относительно галактической плоскости показаны на рис. 2.1. Как следует из рисунка, положение источника энергии относительно галактической плоскости существенно влияет на форму оболочки. В случае, когда источник энергии расположен в плоскости галактики, образуется слегка искаженная дифференциальным вращением фигура, напоминающая объемную восьмерку. При смещении источника энергии относительно галактической плоскости образуется сильно асимметричная фигура, напоминающая воздушный шар и искаженная дифференциальным вращением Галактики. В обоих случаях на поздних стадиях эволюции вблизи плоскости $Z = 0$ возникает характерная перетяжка, отделяющая верхнюю и нижнюю части оболочки.

Как показано в [59], динамика сверхоболочек существенным образом зависит от величины Z -компоненты гравитационного поля галактики. Гравитационное притяжение галактического диска приводит сначала к уменьшению Z -компоненты скорости расширения оболочки, а затем к оседанию всей оболочки на галактическую плоскость и, таким обра-

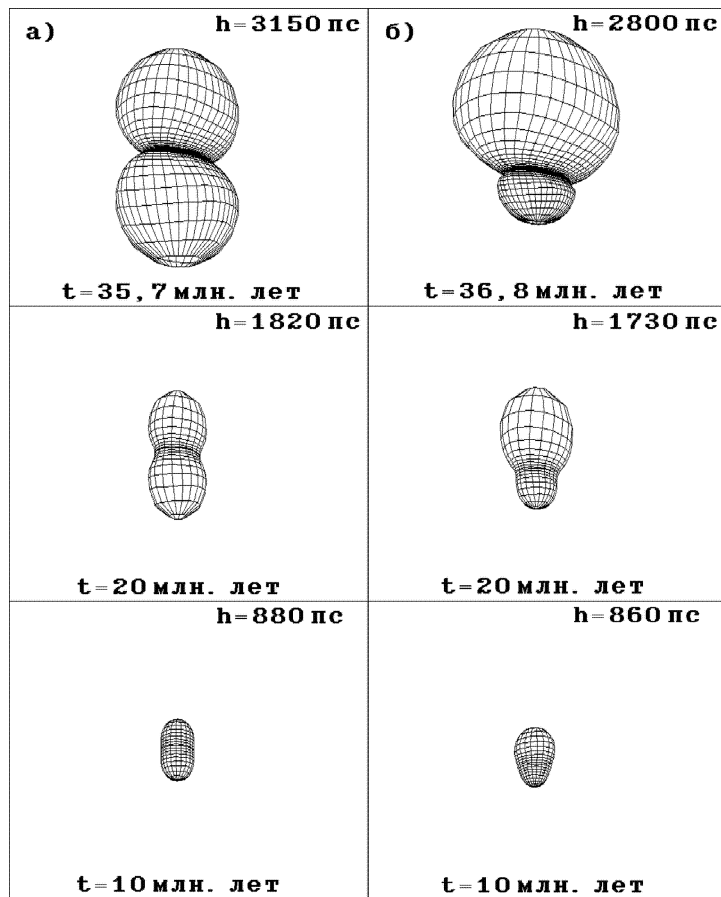


Рис. 2.1: Эволюция оболочек при разных положениях исходной ОВ-ассоциации относительно галактической плоскости: а — $Z_0 = 0$; б — $Z_0 = 50$ пс. h — размер оболочки вдоль оси Z .

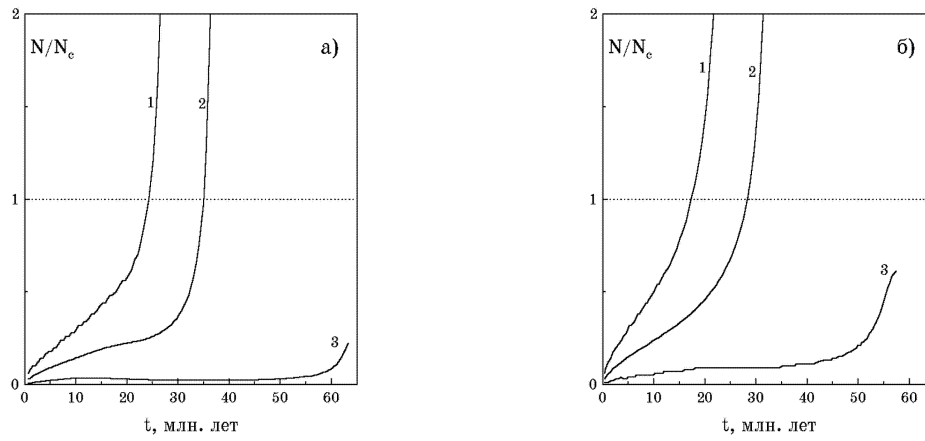


Рис. 2.2: Изменение относительной (N/N_c) лучевой концентрации атомов на экваторе оболочки со временем. Кривые 1, 2, 3 соответствуют галактоцентрическим расстояниям 5, 8.5 и 15 кпс; а — $L_{38} = 0.315$, б — $L_{38} = 3.15$.

зом, существенно ограничивает характерное время жизни сверхоболочек во внутренних областях Галактики. В результате оболочки не успевают сильно вытянуться дифференциальным вращением Галактики. Отношение большой оси сечения оболочки плоскостью $Z = 0$ к малой ζ ни в одном из вариантов расчетов не превышает 2 (см. табл. 2.2).

С течением времени поверхностная плотность на полюсах оболочки падает, а в области перетяжки растет (рис. 2.2). Рост поверхностной плотности в этой области обусловлен не только сгребанием окружающего газа, но и чисто геометрическим эффектом уменьшения площадей лагранжевых элементов в области перетяжки. Последний эффект становится определяющим, когда оболочка переходит в дозвуковой режим движения, и приводит к драматическому нарастанию поверхностной плотности (рис. 2.2) перед слиянием движущихся навстречу друг к другу (в Z -направлении) элементов оболочки. Как следует из рис. 2.2, количество атомов на луче зрения в области перетяжки может стать больше критического [26, 77]

$$N_c = 10^{21} \left(\frac{\chi_{\odot}}{\chi} \right) \text{ см}^{-2}, \quad (2.41)$$

необходимого для экранировки внешнего УФ излучения и образования в оболочке молекулярного водорода. В (2.41) χ — содержание тяжелых элементов в газе. Для солнечной окрестности $\chi_{\odot} \simeq 1.5 \times 10^{-2}$, на расстоянии 5 кпс от центра Галактики $\chi \simeq 2\chi_{\odot}$, на расстоянии 15 кпс $\chi \simeq \frac{2}{3}\chi_{\odot}$ [57].

На рис. 2.3 показано распределение относительной поверхностной плотности N/N_c в области перетяжки для трех галактоцентрических расстояний. Как видно из рисунка, в оболочках, находящихся на расстояниях 5 и 8.5 кпс от центра Галактики, могут реализоваться условия, необходимые для образования молекулярного водорода. На расстоянии $R = 15$ кпс от центра Галактики лучевые концентрации уже не достигают критических и условий для образования в расширяющихся оболочках молекулярных облаков нет. Возможность образования молекулярного газа в расширяющихся оболочках также сильно зависит от того, на каком расстоянии от плоскости Галактики находится исходная ОВ-ассоциация. На рис. 2.4 показано распределение относительной лучевой концентрации атомов в областях перетяжек оболочек, расположенных в солнечной окрестности

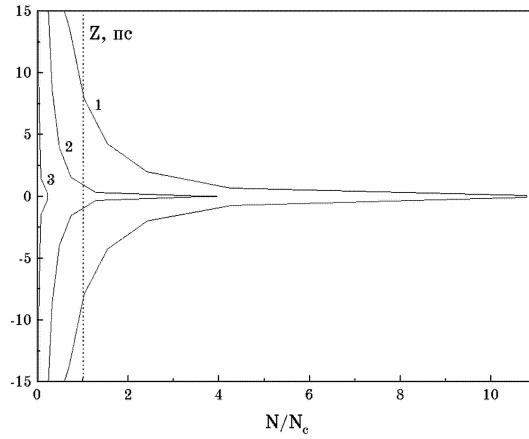


Рис. 2.3: Распределение относительной (N/N_c) лучевой концентрации атомов вдоль поверхности оболочки для разных галактоцентрических расстояний. Кривые 1, 2, 3 соответствуют расстояниям от центра Галактики 5, 8.5 и 15 кпс; $Z_0 = 0$, $L_{38} = 0.315$.

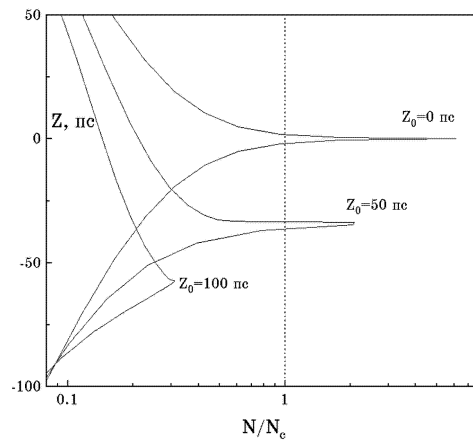


Рис. 2.4: Распределение относительной (N/N_c) лучевой концентрации атомов вдоль поверхности оболочки для разных положений исходной ОБ-ассоциации относительно плоскости Галактики; $R = 8.5$ кпс, $L_{38} = 1.05$.

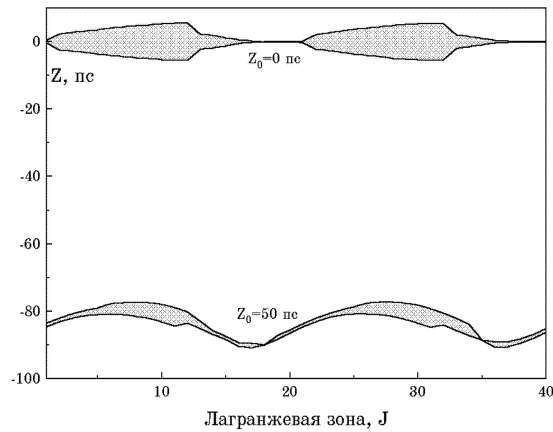


Рис. 2.5: Профиль слоя H_2 при разных положениях исходной ОБ-ассоциации относительно галактической плоскости; $R = 8.5$ кпс, $L_{38} = 1.05$.

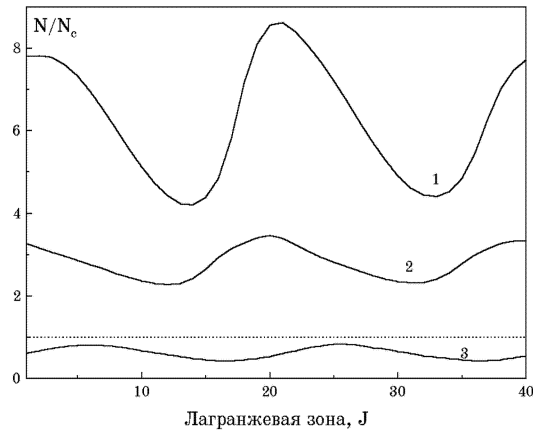


Рис. 2.6: Распределение относительной лучевой концентрации атомов вдоль экватора оболочки для разных галактоцентрических расстояний. Кривые 1, 2, 3 соответствуют расстояниям 5, 8.5 и 15 кпс; $Z_0 = 0$, $L_{38} = 1.05$.

($R = 8.5$ кпс), но на разных расстояниях Z_0 от галактической плоскости. Как видно из рисунка, при удалении источника энергии на расстояние, большее 50 пс от плоскости симметрии $Z = 0$, критическое значение лучевой концентрации не достигается и молекулярный газ в оболочке не образуется.

Следует отметить, что условия, необходимые для образования молекулярного водорода, реализуются только в очень узких (по Z -координате) областях оболочек (рис. 2.5). При этом большая часть молекулярного газа накапливается на двух приблизительно противоположных концах кольцевого слоя (рис. 2.6). Положение кольца молекулярного газа относительно плоскости галактики $Z = 0$ зависит от положения источника энергии относительно этой плоскости. Если исходная ОБ-ассоциация расположена в плоскости галактики, молекулярное кольцо тоже образуется в этой плоскости. Если ОБ-ассоциация расположена над плоскостью $Z = 0$, область перетяжки и молекулярное кольцо располагаются под галактической плоскостью (рис. 2.5). В любом случае, однако, молекулярный слой образуется на расстояниях, не превышающих 100 пс от плоскости Галактики, что прекрасно согласуется с данными наблюдений о распределении молекулярного водорода в Галактике.

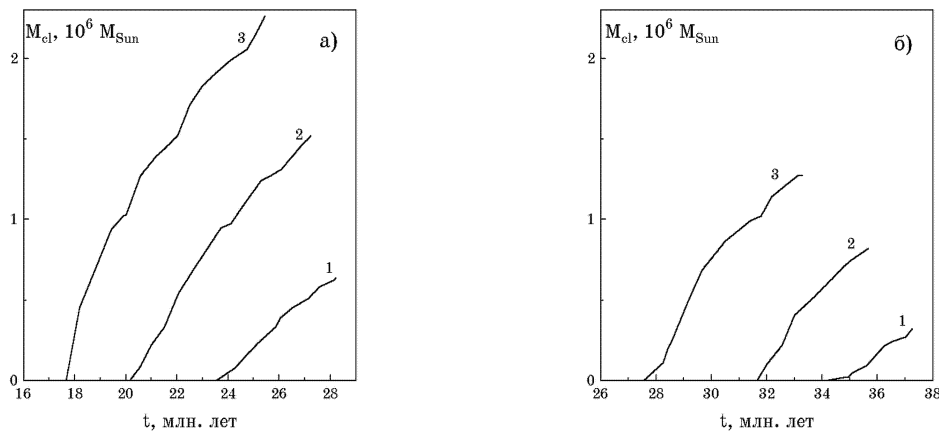


Рис. 2.7: Зависимость массы слоя H_2 от времени: а — $R = 5$ кпс, б — $R = 8.5$ кпс. Кривые 1, 2, 3 соответствуют темпу поступления энергии в полость $L_{38} = 0.315; 1.05; 3.15$.

ке [63]. Несмотря на ничтожную (по сравнению с общими размерами оболочек) толщину молекулярного кольца, масса газа, который может перейти в молекулярную форму, довольно велика и может превысить $10^6 M_{\odot}$ (рис. 2.7). Но это как раз массы, характерные для гигантских молекулярных облаков. Какова дальнейшая судьба этого газа? Сформируются ли из него отдельные молекулярные облака и каковы будут их характеристики? Для ответа на эти вопросы необходимо детальное исследование устойчивости возникающего молекулярного слоя. Оценки гравитационной устойчивости оболочки [64, 83, 45], основанные на рассмотрении однородного плоского или сферического слоя, не дают окончательного ответа на вопрос о возможности фрагментации оболочки. Следует учитывать также, что в молекулярном слое ключевую роль может играть неоднородность, возникающая вследствие тепловой неустойчивости газа [83], а также то, что формирование молекулярного кольца происходит на фоне оседания большей части оболочки на галактическую плоскость и разрушения ее как единого целого. Весьма вероятным представляется поэтому, что из образовавшегося молекулярного газа могут сформироваться комплексы с характеристиками, типичными для гигантских молекулярных облаков — центров образования звезд следующего поколения.

Заключение

В заключение сформулируем основные результаты, полученные в данной главе.

- Проведено численное моделирование эволюции трехмерных оболочек, возникающих вокруг мощных ОВ-ассоциаций, при различном положении последних относительно центра Галактики и расстоянии до экваториальной плоскости Галактики.
- Показано, что на поздних стадиях эволюции крупных оболочек в них могут реализоваться условия, необходимые для образования молекулярного водорода с общей массой до $\sim 10^6 M_{\odot}$. Гигантские оболочки, возникающие вокруг крупных ОВ-ассоциаций, могут служить, таким образом, эффективным механизмом перевода атомарного водорода в молекулярную форму и образования гигантских молекулярных комплексов — центров формирования звезд следующего поколения.

- Расчеты показывают, что молекулярный газ может образовываться только в оболочках, расположенных на расстояниях меньших 15 кпс от центра Галактики и только в том случае, когда ОВ-ассоциация расположена на небольших (меньших 100 пс) расстояниях от плоскости Галактики.
- Условия, необходимые для образования молекулярного газа, реализуются только в очень узких по Z -координате частях оболочек. Молекулярные кольца или сегменты и формирующиеся в них облака могут возникнуть только в тех частях оболочек, которые удалены от плоскости Галактики на расстояния не более 100 пс. Большая часть молекулярного газа накапливается в двух противоположных концах молекулярного кольца, приблизительно соответствующих направлению галактического вращения.

Результаты данной главы опубликованы в работах Мащенко и Силич [89], Мащенко и Силич [43].

Глава 3

Определение ориентации галактического спина

3.1 Постановка задачи

Обычно предполагается, что ориентация спинов галактик не меняется в течение их эволюции и, следовательно, она содержит информацию о физических условиях в эпоху образования галактик. Различные сценарии происхождения крупномасштабной структуры Вселенной и формирования галактик [53, 75, 22, 48] предсказывают различную корреляцию направления галактического углового вращательного момента с распределением масс в протогалактическом облаке. Однако определение пространственной ориентации вектора галактического углового момента сталкивается со значительным числом наблюдательных трудностей [31, 20, 35]. По оптическим изображениям галактик можно определить отношение малой оси к большой оси проекции галактического диска на картинную плоскость, что дает две возможные пространственные ориентации плоскости галактики (в зависимости от того, какой из концов малой оси находится ближе к наблюдателю) [31]. Радионаблюдения часто позволяют определить, какая из половин главной оси приближается, и какая — удаляется, но это не снимает неопределенность в определении пространственной ориентации вектора галактического углового момента $i' = i$ или $i' = 180^\circ - i$ (где i — угол наклона галактики, и i' — угол между лучом зрения и направлением вектора галактического спина).

В настоящее время для устранения этой неопределенности применяются два метода: изучение направления закручивания спирального узора галактики (в предположении, что все спирали являются запаздывающими) [31], и анализ распределения пылевой материи в галактическом диске [85]. Если галактика имеет балдж и пылевые полосы расположены асимметрично, то можно определить сторону, находящуюся ближе к наблюдателю и, следовательно — направление галактического спина.

В данной главе обсуждается новый метод выделения истинного из двух возможных направлений вектора углового момента вращения галактики. Он требует изучения ориентации областей с дефицитом нейтрального водорода в диске галактики, и использует искажение оболочек дифференциальным вращением галактического диска. Дифференциальное вращение приводит к тому, что в плоскости галактики оболочки вытягиваются в эллиптические структуры [64, 52, 59]. С течением времени большая ось эллипса постепенно меняет ориентацию, и к концу эволюции отклонение от радиуса-вектора может достигнуть почти 90° . Знак отклонения зависит только от направления вращения галактики

и, следовательно, определяет истинное направление вектора углового момента вращения галактики. Данный анализ относительно прост и очевиден для спиральных галактик с малым углом наклона и высокой концентрацией газа в галактической плоскости. В этом случае дыры в распределении HI могут быть аппроксимированы эллипсом с хорошо определяемым направлением вытянутости по отношению к полю скоростей межзвездного газа. В двумерном приближении это обсуждалось для ряда оболочек в M31 и M33 Палоушем и др. [52]. Картина становится менее очевидной для галактик с протяженным газовым слоем, так как в таком случае морфология оболочек сильно отличается от простой цилиндрической конфигурации [60], и для галактик с большим углом наклона.

В данной главе обсуждаются направления вытянутостей сверхоболочек, спроектированных на картинную плоскость, для галактик различных морфологических типов с различными углами наклона. Анализ полученных результатов позволяет вывести общие правила для определения направления спина галактики по наблюдательным данным о дырах в распределении нейтрального водорода.

3.2 Численная схема

3.2.1 Модифицированное приближение тонкого слоя

Для моделирования эволюции сверхоболочки использовалась описанная в разделе 2.2.1 (с. 10) 2.5-мерная численная схема, основанная на приближении тонкого слоя. Алгоритм был модифицирован с тем, чтобы учесть эффекты теплопроводности, приводящие к испарению внутренних слоев холодной плотной оболочки, установлению степенного распределения температуры и плотности газа вдоль радиуса и увеличению потерь энергии за счет излучения этого газа [76, 10, 72]. Предполагалось, что вскоре после перехода расширяющейся оболочки в радиационную фазу внутри нее устанавливается автомодельное распределение температуры вдоль радиуса (а с учетом постоянства давления в приближении тонкого слоя — и распределение плотности газа) [13, 40]:

$$T(r) = T_c \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\frac{2}{5}}; \quad n_{tot}(r) = n_{tot,c} \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{-\frac{2}{5}}. \quad (3.1)$$

Здесь R — расстояние оболочки от центра остатка. В трехмерном случае темп испарения несферической оболочки по аналогии с [13, 40] моделировался следующим образом:

$$\frac{dM_{in}}{dt} = \frac{4}{25} \frac{\mu_{tot} C}{k} T_c^{\frac{5}{2}} \sum_j \frac{d\Sigma_j}{r_j}, \quad (3.2)$$

где $\frac{dM_{in}}{dt}$ — масса, испаряемая оболочкой за единицу времени, μ_{tot} — средняя масса на одну частицу плазмы (при 10% по числу частиц содержания гелия $\mu_{tot} = \frac{14}{23} m_p$, m_p — масса протона), коэффициент теплопроводности принимался равным $\kappa = CT^{\frac{5}{2}}$, $C = 6.2 \times 10^{-7}$ эрг/(с см $K^{\frac{7}{2}}$), k — постоянная Больцмана, $d\Sigma_j$ и r_j — площадь лагранжевого элемента оболочки и его расстояние до центра оболочки. Функция охлаждения $\Lambda(T)$ численно интерполировалась по данным Гаецца и Салпитера [27]. Используя соотношение $P = nkT$, уравнение состояния идеального газа (предпоследнее уравнение в системе (2.20) на с. 13), и выражение для массы газа внутри оболочки (полученное путем интегрирования формулы для n_{tot} (3.1) по всему объему остатка), температуру в центре оболочки можно записать в виде:

$$T_c = \frac{125}{52} (\gamma - 1) \frac{\mu_{tot}}{k} \frac{E_t}{M_{in}}, \quad (3.3)$$

где E_t — тепловая энергия остатка и M_{in} — полная масса испарившегося газа внутри оболочки (определяется из решения уравнения 3.2).

Энергия, теряемая плазмой на излучение, для произвольной функции охлаждения $\Lambda(T)$ может быть определена по формуле [11]:

$$L_r = \int_V n_i^2 \zeta \Lambda(T) dV, \quad (3.4)$$

где ζ — металличность. Для солнечного химсостава концентрация ионов в плазме n_i связана с полной концентрацией n_{tot}

$$n_i = \frac{11}{23} n_{tot}. \quad (3.5)$$

Тогда для случая автомодельного профиля концентрации (3.1) полные потери на излучение при остывании горячего газа внутри остатка могут быть записаны в виде:

$$L_R = \frac{15}{2} \zeta n_{i,c}^2 \Omega \int_{T_{min}}^{T_c} \frac{\Lambda(T)}{\sqrt{TT_c}} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{\frac{5}{2}} \right]^2 dT, \quad (3.6)$$

где T_{min} — минимальная температура, при которой еще учитываются потери плазмы на излучение (в расчетах принималось $T_{min} = 5 \times 10^4$ K), и Ω — объем оболочки.

Уравнение сохранения энергии теперь будет иметь вид (ср. с (2.4) на с. 11)

$$\frac{dE_t}{dt} = L(t) - \iint_{\Sigma} P_{in}(\mathbf{Un}) d\Sigma - L_R - E_i \frac{dM_{in}}{dt}. \quad (3.7)$$

Здесь также учитываются потери на ионизацию испаряющегося газа (последнее слагаемое). Энергия ионизации на единицу массы для солнечного содержания гелия:

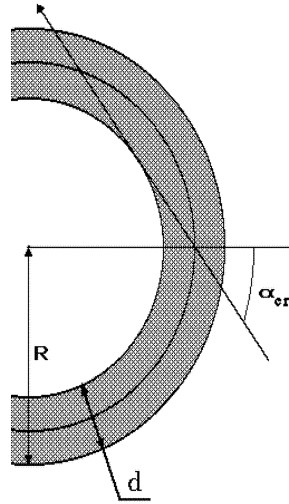
$$E_i = \frac{10\chi_H + \chi_{He}^{(1)} + \chi_{He}^{(2)}}{14 m_p}, \quad (3.8)$$

где χ_H , $\chi_{He}^{(1)}$ и $\chi_{He}^{(2)}$ — потенциалы ионизации водорода, нейтрального и однократно ионизированного гелия.

3.2.2 Процедура проекции оболочек на картинную плоскость

В результате численных расчетов получаются координаты, скорости и лучевые концентрации HI в лагранжевых элементах, представляющих собой различные элементы движущейся оболочки. Для сравнения результатов численного моделирования с наблюдениями необходимо найти распределение лучевой концентрации HI (с учетом вкладов оболочки и окружающего галактического газа) в картинной плоскости. На поздних стадиях эволюции оболочка приобретает сложную трехмерную форму, и для сравнения с наблюдениями необходимо развить процедуру ее численного проектирования на картинную плоскость.

Для выполнения этой операции перейдем от галактической системы координат (x, y, z) к системе координат (x', y', z') , связанной с картинной плоскостью. Эти системы

Рис. 3.1: Схема для вычисления лучевой концентрации N_l

координат вводятся таким образом, чтобы их центры совпадали с динамическим центром галактики, оси X и X' совпадали с линией узлов и были направлены от приближающегося к нам к удаляющемуся краю галактики. Ось Z направлена вдоль вектора углового момента вращения галактики, а ось Z' — вдоль луча зрения к наблюдателю. Тогда

$$\begin{aligned} x' &= x, \\ y' &= y \cos i' + z \sin i', \\ z' &= -y \sin i' + z \cos i', \end{aligned} \quad (3.9)$$

где i' — угол между осями Z и Z' . Угол i' равен либо углу наклона галактики i (который заключен в пределах от 0° до 90°), либо равен $i' = 180^\circ - i$, в зависимости от того, как направлен вектор углового момента вращения галактики. Лучевая концентрация вдоль произвольного луча зрения равна сумме вкладов оболочки и невозмущенного газа галактики:

$$N(x', y') = \sum_l N_l + \int n(x', y', z') dz', \quad (3.10)$$

где индекс l нумерует лагранжевые элементы оболочки, пересекаемые лучом зрения, N_l — вклад каждого такого элемента в полную лучевую концентрацию, последнее слагаемое дает вклад в лучевую концентрацию галактического невозмущенного газа. Величина N_l определяется по лучевой концентрации оболочки с учетом толщины оболочки и угла α между лучом зрения и нормалью к поверхности оболочки (рис. 3.1).

В приближении тонкого слоя толщина оболочки не может быть определена из основных уравнений метода. Поэтому мы вводим величину d , которая приближенно учитывает термодинамику оболочки и влияние межзвездного магнитного поля [44]. Предполагается, что относительная толщина $\delta = d/R_s$ является константой вдоль поверхности оболочки и не меняется с течением времени. Заменяя лагранжевый элемент сферическим сегментом с радиусом $R_{s,j}$ и толщиной d_j , можно оценить лучевую концентрацию как

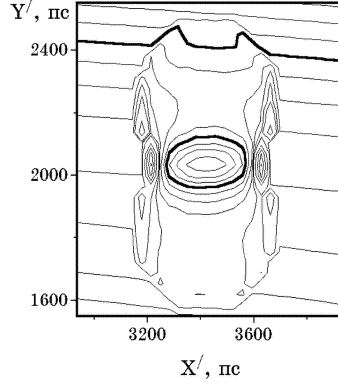


Рис. 3.2: Изображение спроектированной оболочки в галактике М31 для $R = 10$ кпс, $L = 10^{38}$ эрг/с, $t = 10$ млн. лет, $\theta = 70^\circ$. Контурные линии соответствуют лучевым концентрациям 2.0, 2.1, 2.2, 2.4, 2.5, 2.6, 2.7, 2.8, 3.1, 3.4, 3.7, 4.0 в единицах 10^{21} см^{-2} . Толстая линия соответствует лучевой концентрации по уровню 50% $2.3 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$.

$$N_l = \frac{N_{s,l}}{\delta} \times \begin{cases} F_1(\alpha, \delta) - F_2(\alpha, \delta), & \alpha < \alpha_{cr}, \\ 2 F_1(\alpha, \delta), & \alpha \geq \alpha_{cr}, \end{cases} \quad (3.11)$$

где

$$F_1(\alpha, \delta) = \sqrt{\cos^2 \alpha + \delta + \frac{\delta^2}{4}}, \quad (3.12)$$

$$F_2(\alpha, \delta) = \sqrt{\cos^2 \alpha - \delta + \frac{\delta^2}{4}}, \quad (3.13)$$

и критический угол между лучом зрения и нормалью к поверхности α_{cr} определяется как $\sin \alpha_{cr} = 1 - \delta/2$. Для учета сглаживающего эффекта углового разрешения радиотелескопа и значительной толщины оболочки на поздних дозвуковых стадиях эволюции в расчетах принималось значение $\delta = 0.2$ [70]. Эта приближенная процедура сглаживает распределение лучевой концентрации возле краев НИ дыр, но не оказывает значительного влияния на дальнейший анализ. (Как будет показано в следующей главе, строгий учет сглаживающего влияния углового разрешения радиотелескопа приводит к аналогичным результатам).

На рис. 3.2 изображена типичная рассчитанная карта распределения лучевой концентрации НИ в окрестностях сверхоболочки, расположенной на расстоянии 10 кпс от центра галактики М31 после 10 млн. лет эволюции. Предполагалось, что изоденса с уровнем 50% соответствует наблюдаемой границе дыры в распределении НИ (на рисунке — толстая линия). Такая изоденса для каждой полученной карты лучевых концентраций аппроксимировалась эллипсом, и таким образом определялись параметры области с дефицитом НИ (большая и малая оси, и ориентация эллипса в картинной плоскости). Ориентация определяется углом φ между большой осью эллипса и направлением на центр галактики в картинной плоскости, как показано на рис. 3.3.

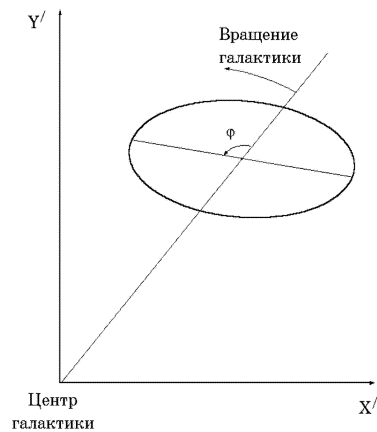


Рис. 3.3: Схематическое представление ориентации дыры HI в картинной плоскости.

3.3 Направление вектора углового момента вращения галактик

3.3.1 Модели галактик

Численные расчеты эволюции сверхоболочек с построением карт распределения интегральной лучевой концентрации нейтрального водорода были проведены для двух моделей галактик: НоII и M31. Эти галактики были выбраны по двум причинам. Во-первых, для них имеется богатый наблюдательный материал по дырам в распределении HI [5, 55]. Во-вторых, эти галактики представляют собой два предельных случая галактической морфологии: с одной стороны — неправильный карлик НоII с очень протяженной и разреженной газовой компонентой и почти сферическим гравитационным потенциалом, и с другой — гигантская спираль M31 с сильной концентрацией газа к плоскости галактики и незначительным вкладом сферического гало в гравитационное поле [4]. Ниже описываются модели этих галактик, необходимые для расчета эволюции оболочек.

Неправильная галактика НоII

Карликовая неправильная галактика Holmberg II (UGC 4305) принадлежит к группе M81, и расположена от нас на расстоянии 3.2 Мпс. VLA наблюдения [55] обнаружили в ней 51 дыру в распределении HI с характерными размерами от 100 пс до 1700 пс. Массивные звезды, расположенные вблизи центров крупных дыр, и H_α эмиссия из внутренних частей небольших дыр дают наблюдательные свидетельства в пользу интерпретации данных объектов как расширяющихся остатков скоррелированных вспышек сверхновых. Это также подтверждается почти сферическим расширением, наблюдаемым в некоторых дырах.

Общая кинематическая масса НоII оценивается как $M_{tot} \simeq 2 \times 10^9 M_\odot$ с приблизительно 30% в форме нейтрального водорода [55]. Вертикальное распределение HI может быть аппроксимировано гауссианой

$$n(R, z) = \frac{N(R)}{H\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{H} \right)^2 \right]. \quad (3.14)$$

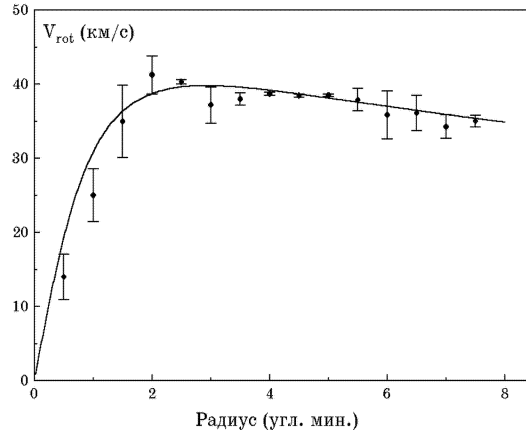


Рис. 3.4: Кривая вращения галактики НоII. Точки — результаты наблюдений, сплошная линия — аппроксимация наблюдений моделью Кинга.

Радиальное распределение лучевой концентрации HI $N(R)$ приведено в работе [55], характерная вертикальная шкала высот H , оцененная по дисперсии скоростей газа, равна $H = 625$ пс. Угол наклона галактики i и позиционный угол линии узлов $P.A.$ равны $i \simeq 40^\circ$ и $P.A. \simeq 177^\circ$. Кривая вращения показывает быстрый и почти линейный рост во внутренних частях галактики, и затем становится почти плоской вплоть до 7.5 кпс от центра (рис. 3.4).

Для оценки Z -компоненты гравитационного поля предполагалось, что плотность звездной компоненты НоII следует распределению Кинга и дает основной вклад в гравитационное поле. Таким образом, игнорировалась самогравитация газовой составляющей. Пренебрегая градиентом газового давления вдоль галактического диска, можно записать Z -компоненту гравитационного поля g_z и кривую вращения $V_{rot}(R)$ как [68]:

$$g_z = -GM_c \frac{z}{\omega^3} \left[\ln \left(\frac{\omega}{r_c} + \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{r_c^2}} \right) - \frac{\omega}{r_c \sqrt{1 + \frac{\omega^2}{r_c^2}}} \right], \quad (3.15)$$

$$V_{rot}(R) = \sqrt{\frac{GM_c}{R}} \left[\ln \left(\frac{R}{r_c} + \sqrt{1 + \frac{R^2}{r_c^2}} \right) - \frac{R}{r_c \sqrt{1 + \frac{R^2}{r_c^2}}} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.16)$$

где G — гравитационная постоянная, $\omega = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ и $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ — сферический и цилиндрический радиусы данной точки. Параметры M_c и r_c были оценены из сравнения с наблюдаемой кривой вращения (рис. 3.4): $M_c \simeq 1.18 \times 10^9 M_\odot$, и $r_c \simeq 930$ пс. Наконец, металличность полагалась равной $\xi = Z/Z_\odot = 0.4$ [55], где Z_\odot — металличность межзвездного газа в окрестности Солнца.

Спиральная галактика M31

Галактика M31, расположенная от нас на расстоянии 690 кпс, имеет массу и размеры, близкие к нашей Галактике, и является ближайшей к нам спиральной системой. Радионаблюдения [5] обнаружили в этой системе 141 дыру в распределении HI. Большинство из них расположены на галактоцентрических расстояниях 10–15 кпс.

Кривая вращения M31 может быть хорошо описана в рамках двухкомпонентной (диск + балдж) массовой модели с массой диска $M_d = 1.22 \times 10^{11} M_\odot$ и массой балджа $M_b = 7.8 \times 10^{10} M_\odot$ [4]. Распределение массы в галактике моделировалось как сумма двухэкспоненциального диска (в R и Z направлении) и сферического балджа [16]:

$$\rho_{tot}(x, y, z) = \rho_d(R, z) + \rho_b(\omega), \quad (3.17)$$

$$\rho_d(R, z) = \frac{M_d}{4\pi z_0 r_0^2} \exp\left(-\frac{R}{r_0}\right) \exp\left(-\frac{|z|}{z_0}\right), \quad (3.18)$$

$$\rho_b(\omega) = \frac{(3 - \varepsilon)M_b}{4\pi} \frac{a}{\omega^\varepsilon (\omega + a)^{4-\varepsilon}}, \quad (3.19)$$

где характерная шкала длин в диске составляет $r_0 = 5.8$ кпс, и параметр балджа a равен $a = 2$ кпс [71]. Для ε было принято значение $3/2$ [16], и предполагалось такое же отношение характерных шкал $r_0/z_0 = 15$, как и для случая нашей Галактики [38], что дает значение параметра $z_0 \simeq 390$ пс.

Гравитационный потенциал галактики может быть записан как

$$\Phi(x, y, z) = \Phi_d(R, z) + \Phi_b(\omega), \quad (3.20)$$

с потенциалом дисковой составляющей [38]

$$\Phi_d(R, z) = -\frac{GM_d}{z_0 r_0^3} \int_0^\infty \frac{J_0(kR)}{(r_0^{-2} + k^2)^{\frac{3}{2}}} \frac{z_0^{-1} e^{-k|z|} - k e^{-\frac{|z|}{z_0}}}{z_0^{-2} - k^2} dk, \quad (3.21)$$

и потенциалом балджа [16]

$$\Phi_b(\omega) = \frac{GM_b}{a} \frac{1}{2 - \varepsilon} \left[\left(\frac{\omega}{\omega + a} \right)^{2-\varepsilon} - 1 \right], \quad \varepsilon \neq 2. \quad (3.22)$$

Здесь J_0 — функция Бесселя. В предположении вращательного равновесия центробежная сила уравновешивается гравитационной силой, и круговая скорость газовой компоненты V_φ может быть выражена как

$$V_\varphi = \sqrt{R \left[\left(\frac{\partial \Phi_d}{\partial R} \right)_{z=0}^2 + \left(\frac{\partial \Phi_b}{\partial R} \right)_{z=0}^2 \right]}, \quad (3.23)$$

$$\left(\frac{\partial \Phi_d}{\partial R} \right)_{z=0} = \frac{GM_d}{z_0 r_0^3} \int_0^\infty \frac{J_1(kR)}{(r_0^{-2} + k^2)^{\frac{3}{2}}} \frac{k dk}{z_0^{-1} + k}, \quad (3.24)$$

$$\left(\frac{\partial \Phi_b}{\partial R} \right)_{z=0} = GM_b \frac{R^{1-\varepsilon}}{(a + R)^{3-\varepsilon}}. \quad (3.25)$$

Z -компонента гравитационного поля вычислялась численно по формуле:

$$g_z = g_{z,d} + g_{z,b}, \quad (3.26)$$

$$g_{z,d} = -\frac{\partial \Phi_d}{\partial z} = -\text{sign}(z) \frac{GM_d}{z_0^2 r_0^3} \int_0^\infty \frac{J_0(kR)}{(r_0^{-2} + k^2)^{\frac{3}{2}}} \frac{e^{-k|z|} - e^{-\frac{|z|}{z_0}}}{z_0^{-2} - k^2} k \, dk, \quad (3.27)$$

$$g_{z,b} = -\frac{\partial \Phi_b}{\partial z} = -\frac{GM_b z}{\omega^\varepsilon (\omega + a)^{3-\varepsilon}}. \quad (3.28)$$

Несмотря на большой угол наклона М31, вертикальное распределение газовой плотности все еще плохо известно. Поэтому предполагалось гидростатическое равновесие с политропой $P = P_0 [\rho(z)/\rho_0]^\lambda$, что дает вертикальное распределение газовой плотности

$$\rho(z) = \rho_0 \left\{ 1 - \frac{\lambda - 1}{\lambda} \frac{\rho_0}{P_0} [\Phi(z) - \Phi_0] \right\}^{\frac{1}{\lambda-1}}, \quad (3.29)$$

где ρ_0 , P_0 , Φ_0 — значения газовой плотности, давления газа и гравитационного потенциала вблизи плоскости галактики. Температура невозмущенного газа увеличивается с расстоянием до галактической плоскости как

$$T(z) = \frac{\mu P_0}{k \rho_0} \left[\frac{\rho(z)}{\rho_0} \right]^{\lambda-1}. \quad (3.30)$$

Из наблюдений видимых с ребра галактик следует, что дисперсия скоростей газа σ_g является почти постоянной величиной, и меняется от 7 км/с до 10 км/с [7]. Для М31 она равна 8.1 км/с [69], и не показывает зависимости от галактоцентрического расстояния. Для грубой оценки параметров P_0 , ρ_0 , и λ предполагается, что $P_0/\rho_0 \simeq \sigma_g^2$. Принимая наличие горячего галактического газа с температурой $5 \times 10^5 - 10^6$ К при $z \simeq 1$ кпс, и сравнивая поверхностную плотность, получаемую путем интегрирования уравнения (3.29), можно оценить индекс политропы как $\lambda \simeq 1/3$. В такой модели температура в плоскости галактики не меняется с галактоцентрическим расстоянием, и равна $T_0 \simeq 10000$ К. Металличность оценивалась по эмпирической зависимости [33]:

$$\log \xi = 0.48 - 0.43 (R/16 \text{ кпс}). \quad (3.31)$$

3.3.2 Входные параметры

В обсуждаемой проблеме есть два типа симметрии: симметрия распределения газа относительно плоскости галактики и цилиндрическая симметрия относительно оси вращения галактики. Эти симметрии изменяют угол ориентации φ для дыры с полярным углом θ на $180^\circ - \varphi'$ для случая противоположного направления вектора углового момента вращения галактики, и приводят к идентичности проекций оболочек (то есть к равенству их углов φ) для полярных углов θ и $180^\circ + \theta$. (Здесь угол φ' — угол ориентации, симметричный относительно линии узлов, для дыры с полярным углом $\theta' = -\theta$). Данные симметрии позволяют выполнить расчеты лишь для полярных углов $-90^\circ < \theta \leq 90^\circ$ и только одного направления галактического спина ($i' = i$), и затем расширить результаты на полный диапазон полярных углов $0^\circ \leq \theta < 360^\circ$ и для другого возможного направления галактического спина ($i' = 180^\circ - i$).

Численные расчеты эволюции сверхоболочек в галактике НоII были выполнены для трех значений галактоцентрического расстояния: $R = 2$ кпс, 4 кпс и 6 кпс. Предполагалось, что ОВ-ассоциации с мощностью $(0.1 \text{ и } 0.3) \times 10^{38}$ эрг/с располагаются в плоскости галактики. Такая мощность соответствует приблизительно 10–30 вспышкам сверхновых за время жизни ОВ-ассоциации, которое принималось равным 30 млн. лет. Были рассчитаны изображения проекций оболочек для восемнадцати значений полярного угла $\theta = -80^\circ, -70^\circ, \dots, 90^\circ$, с шагом по времени 20 млн. лет при полном времени эволюции 80 млн. лет. К концу эволюции размеры оболочек в Z -направлении достигают ~ 2.6 кпс. Максимальный диаметр полученных дыр приближается к 1.7 кпс, а отношение малой к большой оси варьируется в пределах $0.5 \leq b/a \leq 0.9$.

Таким образом, теоретические карты распределения лучевой концентрации HI в картинной плоскости и углы φ , определяющие ориентацию дыр, были рассчитаны для 432 оболочек с различными возрастами, мощностями исходной ОВ-ассоциации и с различным расположением в галактике. Эти результаты были расширены на полный набор полярных углов θ , и на случай противоположного направления вектора углового момента вращения галактики. Всего это дает 1728 вариантов направления больших осей дыр. Такая процедура была проделана для четырех значений угла наклона галактики $i = 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$ и 80° , что в сумме дает 6912 вариантов ориентаций дыр.

В случае галактики M31 ОВ-ассоциации и HI дыры сконцентрированы в относительно узком диапазоне галактоцентрических расстояний. Вследствие этого расчеты эволюции сверхоболочек были выполнены только для двух расстояний от центра галактики: $R = 10$ кпс и 15 кпс. Предполагалось, что ОВ-ассоциации располагаются в плоскости галактики, и имеют мощность в пределах $(0.25, 0.5 \text{ и } 1.0) \times 10^{38}$ эрг/с, что соответствует приблизительно 25 – 100 вспышкам сверхновых за время жизни ОВ-ассоциации. Были получены изображения проекций оболочек для каждого галактоцентрического расстояния и каждого значения энергии для тех же полярных углов $\theta = -80^\circ, -70^\circ, \dots, 90^\circ$, с интервалом по времени 5 млн. лет для $R = 10$ кпс (для этого галактоцентрического радиуса вычисления были доведены до времени 25 млн. лет), и интервалом 10 млн. лет для $R = 15$ кпс (для этого радиуса расчеты были прекращены после 30 млн. лет эволюции). Такие вычисления были выполнены для углов наклона галактики $i = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ и 77.5° , что в результате дает то же суммарное число ориентаций дыр (6912), как и для НоII. Оболочки в M31 вытянуты в Z -направлении существенно больше, чем в НоII. Максимальный их размер по вертикали достигает 4 кпс, а максимальный диаметр рассчитанной дыры — 0.5 кпс. В этой галактике оболочки в большей степени искажены галактическим вращением, и отношение малой и большой осей дыр в распределении нейтрального водорода здесь варьируется в пределах $0.1 \leq b/a \leq 0.9$.

3.3.3 Результаты численных вычислений

В работе [90] опубликованы результаты предварительного анализа, проведенного для галактики НоII при несколько отличающихся от описанных в разделе 3.3.2 начальных параметрах. В [90] показано, что в том случае, когда спин галактики направлен в сторону наблюдателя ($i' = i$), практически все углы φ для спроектированных оболочек попадают в интервал $90^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$. Однако этот результат был получен для одной конкретной морфологии галактики, и для одного угла наклона галактики $i = 40^\circ$. Как будет показано ниже, картина может существенно поменяться для другой галактической морфологии, и при других углах наклона галактики.

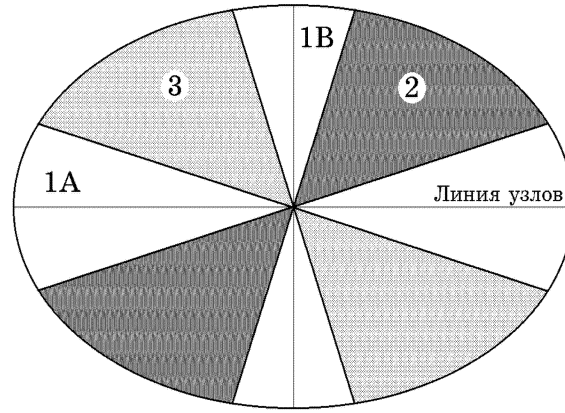


Рис. 3.5: Схематическое представление зон в плоскости галактики (см. текст).

Результаты вычислений для реальных углов наклона НоII и М31 суммированы в таблицах 3.1 и 3.2. В первом столбце приводятся значения полярного угла θ в плоскости галактики. N_I обозначает число дыр с ориентацией большой оси в пределах $0^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$, а N_{II} — число дыр с ориентацией большой оси $90^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$. Результаты представлены для двух возможных направлений галактического спина $i' = i$ и $i' = 180^\circ - i$.

Анализ таблиц 3.1 и 3.2 указывает на существование трех качественно различных зон для углов θ (отмеченных в последнем столбце каждой таблицы). Эти зоны изображены на рис. 3.5. В зоне 1 (в которую включены зоны 1А и 1В) на ориентацию большой оси дыры оказывает влияние только вращение галактики. Если спин галактики направлен в сторону наблюдателя, углы φ попадают в интервал $90^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$. Если же вектор углового момента вращения галактики направлен от наблюдателя ($i' = 180^\circ - i$), то угол φ заключен в диапазоне $0^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$.

В зонах 2 и 3 искажения обусловлены не только влиянием дифференциального вращения галактики, но и эффектами проекции, которые могут приводить к неправильной ориентации большой оси дыры в распределении НI. Эти эффекты не проявляются в галактиках, лежащих почти плашмя (см. табл. 3.1 для НоII), где только незначительная часть дыр может приобрести неправильную ориентацию. Однако эти эффекты становятся доминирующими для галактик с большим углом наклона (см. табл. 3.2 для случая М31). Здесь большинство дыр в зоне 2 имеют ориентацию $90^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$ для любого из двух направлений спина галактики. Противоположная картина наблюдается в зоне 3, где большинство дыр имеют углы φ в интервале $0^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$, также для любого направления спина. Такое поведение обусловлено тем, что эффекты проекции стремятся вытянуть дыры в направлении, параллельном линии узлов. Чем больше угол наклона, тем сильнее искажение. Проведенные расчеты показывают, таким образом, что анализ ориентаций областей с дефицитом НI может выявить истинное направление галактического спина, если известен угол наклона i и приближающаяся (или удаляющаяся) половина большой оси галактики.

Зоны 1А и 1В могут быть определены как зоны полной достоверности, в которых ориентации дыр сохраняют свою зависимость от направления углового момента галактики и угол φ попадает в правильный интервал углов ($0^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$ или $90^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$, в соответствии с выбранным направлением галактического момента вращения). Изменение угловой ширины этих секторов в зависимости от угла наклона галактики i представле-

Таблица 3.1: Ориентация дыр в НоII (модель)

θ	$i' = 40^\circ$		$i' = 140^\circ$		Зона
	N_I	N_{II}	N_I	N_{II}	
0	0	24	24	0	1A
10	0	24	24	0	
20	0	24	24	0	
30	0	24	24	0	
40	0	24	24	0	
50	0	24	23	1	2
60	0	24	22	2	
70	0	24	24	0	1B
80	0	24	24	0	
90	0	24	24	0	
100	0	24	24	0	
110	0	24	24	0	
120	2	22	24	0	3
130	1	23	24	0	
140	0	24	24	0	1A
150	0	24	24	0	
160	0	24	24	0	
170	0	24	24	0	
180	0	24	24	0	
190	0	24	24	0	
200	0	24	24	0	
210	0	24	24	0	
220	0	24	24	0	
230	0	24	23	1	2
240	0	24	22	2	
250	0	24	24	0	1B
260	0	24	24	0	
270	0	24	24	0	
280	0	24	24	0	
290	0	24	24	0	
300	2	22	24	0	3
310	1	23	24	0	
320	0	24	24	0	1A
330	0	24	24	0	
340	0	24	24	0	
350	0	24	24	0	

Таблица 3.2: Ориентация дыр в M31 (модель)

θ	$i' = 77.5^\circ$		$i' = 102.5^\circ$		Зона
	N_I	N_{II}	N_I	N_{II}	
0	0	24	24	0	1A
10	0	24	21	3	2
20	4	20	12	12	
30	1	23	2	22	
40	1	23	0	24	
50	1	23	0	24	
60	0	24	0	24	
70	0	24	0	24	
80	0	24	0	24	
90	0	24	24	0	
100	24	0	24	0	3
110	24	0	24	0	
120	24	0	24	0	
130	24	0	23	1	
140	24	0	23	1	
150	22	2	23	1	
160	12	12	20	4	
170	3	21	24	0	
180	0	24	24	0	1A
190	0	24	21	3	2
200	4	20	12	12	
210	1	23	2	22	
220	1	23	0	24	
230	1	23	0	24	
240	0	24	0	24	
250	0	24	0	24	
260	0	24	0	24	
270	0	24	24	0	
280	24	0	24	0	3
290	24	0	24	0	
300	24	0	24	0	
310	24	0	23	1	
320	24	0	23	1	
330	22	2	23	1	
340	12	12	20	4	
350	3	21	24	0	

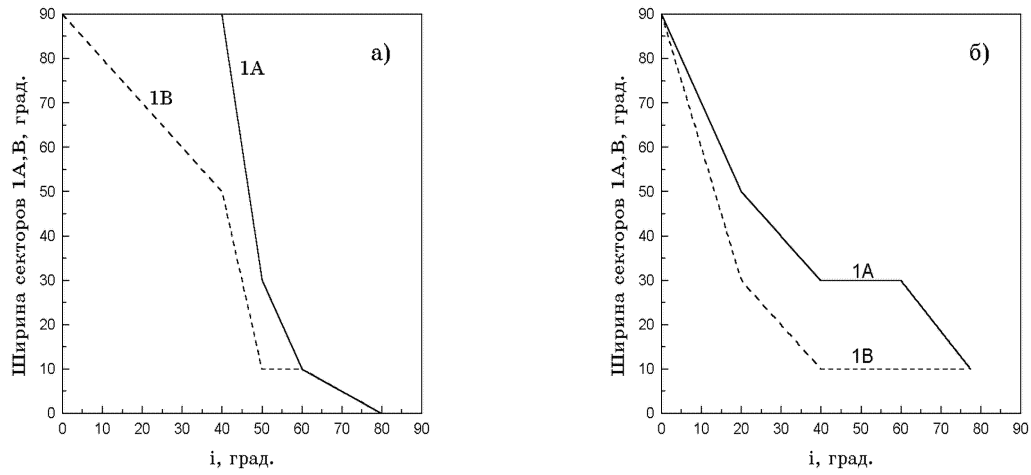


Рис. 3.6: Угловая ширина зон 1А и 1В в плоскости галактики как функция угла наклона галактики. а) НоII. б) М31. Сплошные линии обозначают сектор 1А, пунктирные — 1В.

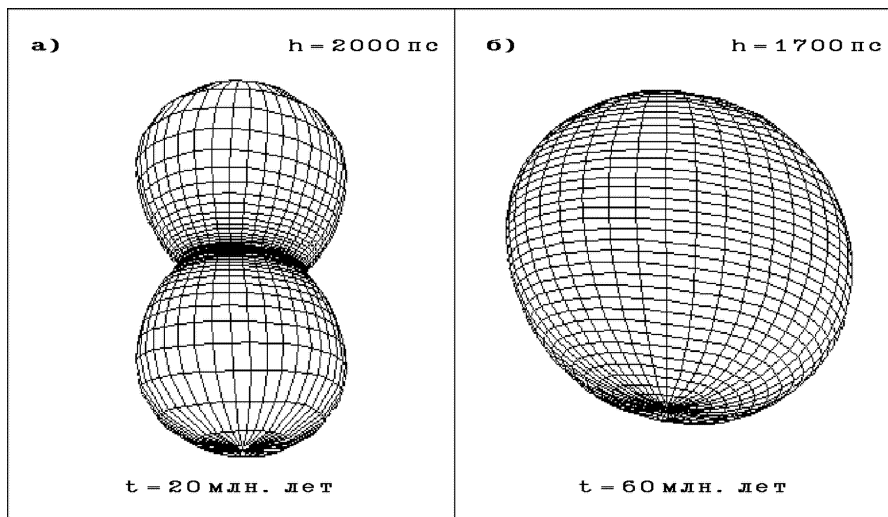


Рис. 3.7: Морфология сверхоболочек. а) М31. б) НоII.

но на рис. 3.6а, 3.6б. Сплошные линии описывают поведение сектора 1А, пунктирные — сектора 1В. Как видно из рисунков, угловая ширина сектора 1В всегда меньше, чем ширина соответствующего сектора 1А. Однако в картинной плоскости из-за эффектов проекции ситуация может быть противоположной для галактик с большим углом наклона. Для лежащих плашмя галактик (с $i = 0^\circ$) предполагается, что ширина обеих зон равна 90° , что соответствует отсутствию зон с неправильной ориентацией дыр вследствие эффектов проекции. Для НоII зона полной достоверности быстро сужается в окрестности угла наклона $i = 60^\circ$, и стремится к нулю, когда угол наклона приближается к 80° . Этот эффект ограничивает применимость статистического анализа, предложенного нами в работе [90]. В случае М31 зоны могут быть прослежены вплоть до реального угла наклона этой галактики (77.5°). Такое различие обусловлено различным распределением газа в обеих галактиках, что приводит к существенным отличиям в морфологиях оболочек. В НоII толщина газового слоя больше, в результате чего оболочки имеют более сферическую морфологию (см. рис. 3.7а, 3.7б). В предельном случае такой галактики, видимой с ребра, почти сферические оболочки становятся неразличимыми в распределении интегральной лучевой концентрации.

3.3.4 Сравнение с наблюдениями

Вычисления эволюции сверхоболочек выполнены для сглаженного крупномасштабного распределения плотности газового диска. В расчетах не учитывалась возможность взаимодействия ни с гигантскими комплексами молекулярных облаков, ни с другими сверхоболочками. Такие эффекты, как ожидается, играют важную роль в центральных частях неправильных галактик (см. обсуждение в [54]), и в спиральных галактиках. Подобные явления могут менять видимое направление ориентации дыр в распределении НI, что может усложнить проводимый нами анализ.

Точность определения ширины зон 1А и 1В ограничена конечным числом полярных углов θ , для которых были проведены вычисления, и равна 10° . Наилучшими индикаторами направления спина галактики являются дыры, расположенные в наружных областях галактики. Сравнение с наблюдениями проводилось с учетом данных ограничений.

Наблюдаемые значения углов φ для галактик НоII и М31 брались из работ [55, 5] с использованием следующей формулы:

$$\varphi = P.A._h - \beta + 90^\circ, \quad (3.32)$$

где $P.A._h$ — позиционный угол большой оси дыры, β — полярный угол центра дыры в картинной плоскости. Углы φ были определены для 24 НI дыр в НоII. Оставшиеся 18 почти круглых дыр (с отношением малой к большой оси $b/a > 0.8$), и 9 дыр с позиционным углом большой оси $P.A._h = 0^\circ$ были исключены из дальнейшего анализа (см. обсуждение в [5]). Число объектов с углом φ в интервалах $0^\circ \leq \varphi < 90^\circ$ и $90^\circ \leq \varphi < 180^\circ$ приведено в таблице 3.3.

Из таблицы 3.3 видно, что ориентация многих наблюдаемых оболочек в НоII (где эффект дифференциальности галактического вращения достаточно мал) не следует прямо теоретическим предсказаниям. Данные показывают значительную вариацию ориентаций больших осей дыр, и общая тенденция отклоняется от предсказываемой. Такое различие возможно обусловлено сильно неоднородным на локальных масштабах распределением межзвездной материи (например, взаимодействием расширяющейся оболочки с облачными комплексами или с другими оболочками).

Таблица 3.3: Ориентация дыр HI в галактике HoII (наблюдения)

Номер зоны	$0^\circ \leq \varphi < 90^\circ$	$90^\circ \leq \varphi < 180^\circ$
Вся галактика ($R > 0$)		
1	11	8
2	2	1
3	1	1
Внешние части галактики ($R > 1$ кпс)		
1	11	6
2	2	0
3	1	1

Таблица 3.4: Ориентация дыр HI в галактике M31 (наблюдения)

Номер зоны	$0^\circ \leq \varphi < 90^\circ$	$90^\circ \leq \varphi < 180^\circ$
1	0	5
2	5	13
3	23	10

Таблица 3.3 указывает на то, что вектор углового момента вращения HoII направлен от наблюдателя, хотя распределение ориентаций наблюдаемых дыр в этой галактике и не следует строго предсказаниям теории. Наружные части этой галактики показывают преобладающую концентрацию дыр в интервале $0^\circ \leq \varphi < 90^\circ$, тогда как оболочки возле центра галактики имеют более случайное распределение. Данное определение направления углового момента вращения не согласуется с результатами Караченцева [85], где спин направлен к наблюдателю.

Число дыр с углом φ в интервалах $0^\circ \leq \varphi < 90^\circ$ и $90^\circ \leq \varphi < 180^\circ$ в галактике M31 представлено в табл. 3.4. Аналогично HoII, здесь также исключены из рассмотрения объекты с отношением малой к большой оси $b/a > 0.8$, и с позиционным углом, равным 0° . Ориентация дыр во всех трех зонах прекрасно согласуется с предсказаниями теории. Большинство дыр в зоне 2 имеют ориентацию $90^\circ < \varphi \leq 180^\circ$, тогда как большинство объектов в зоне 3 попадают в интервал $0^\circ < \varphi \leq 90^\circ$. Наблюдаемые углы в зоне 1 сконцентрированы в интервале $90^\circ \leq \varphi < 180^\circ$, и отсюда можно заключить, что вектор углового момента вращения M31 должен быть направлен в сторону наблюдателя. Этот результат согласуется с анализом распределения пылевой материи в этой галактике [85], а также с определением направления закручивания спиральных рукавов [4] (см. с. 25).

3.3.5 Выводы

Принципиальный результат, вытекающий из приведенных вычислений, заключается в том, что асимметрия в ориентации HI дыр может служить тестом для определения истинного направления вращения галактики. Расчеты показывают, что этот анализ может быть применен к галактикам различных морфологических типов с различными углами наклона i .

Это позволяет предложить новый метод устранения неопределенности в определении истинного направления вектора углового момента вращения галактик. Такой вектор должен быть направлен в сторону наблюдателя, если большинство дыр в зоне достоверности (в секторах возле большой и малой оси видимого галактического диска) ориентированы в интервале $90^\circ \leq \varphi < 180^\circ$. Если же наблюдаемые углы сконцентрированы в интервале $0^\circ \leq \varphi < 90^\circ$, то спин галактики должен быть направлен от наблюдателя. Такой анализ дает надежный и относительно простой метод определения истинного направления углового момента вращения, независимо от любых дополнительных предположений.

Применение этого метода к галактике M31 подтверждает то, что ее спин направлен в сторону наблюдателя. Мы заключаем, что вектор углового момента галактики НоII направлен от наблюдателя. Этот вывод не согласуется с данными Караченцева [85]. Мы предполагаем, что предлагаемый метод лучше работает в более крупных системах с быстрым вращением.

Таким образом, анализ ориентаций дыр в распределении НI и результаты численного моделирования с учетом дифференциальности вращения галактического диска могут предоставить мощный инструмент для изучения глобальных свойств межзвездной среды и направления вектора углового момента вращения близких галактик.

Результаты данной главы опубликованы в работах Мащенко и Силич [90] и Силич, Мащенко, Тенорио-Таглэ и Франко [61].

Глава 4

Проявление сверхоболочек в разных спектральных каналах

4.1 Постановка задачи

В данной главе продолжается серия работ [2, 80, 59, 43, 89, 90, 61], посвященных развитию численных моделей происхождения и эволюции гигантских расширяющихся оболочек межзвездного газа. Для исследования морфологии и динамики этих сложных трехмерных объектов, возникающих в результате коллективного воздействия сконцентрированных в небольшой пространственной области сверхновых (СН) на окружающий газ, исключительно плодотворными оказались численные схемы, основанные на приближении тонкого слоя [84, 2, 3]. Последовательное развитие и усложнение этих схем позволяет, по нашему мнению, перейти в настоящее время от обсуждения основных общих закономерностей явления к более детальному сравнению теоретических моделей с данными наблюдений в радио- и других диапазонах. В работах [90, 61] (параграф 3.2.2 на с. 27) была разработана процедура проектирования трехмерных оболочек, позволившая рассчитать карты распределения поверхностной плотности HI в картинной плоскости и учесть влияние эффектов проекции на “изображение” оболочек. Изучение ряда тонких особенностей поведения оболочек (скорости расширения, выделение на фоне общего галактического фона и др.) требует моделирования “изображений” этих объектов в различных частотных диапазонах и их сравнения с наблюдательными данными. Крайняя сложность наблюдательной задачи привела к необходимости выработки некоторого набора интуитивно очевидных критериев, позволяющих в условиях недостаточной разрешающей способности и относительно высокого уровня шумов с максимальной достоверностью выделять реальные области с дефицитом HI на фоне общего тела галактики. Как правило, при анализе наблюдательных данных используют следующие четыре правила:

1. HI дыра должна быть отчетливо видна не менее чем в трех идущих друг за другом спектральных каналах.
2. Центр дыры во всех спектральных каналах не должен пространственно перемещаться.
3. Область с дефицитом HI должна быть контрастной по отношению к окружающему газу в соответствующих спектральных каналах.

4. Форма дыры должна быть близка к эллиптической.

В работе [5] эти критерии применялись к галактике М31. Деул и ден Хартог [17] использовали эти же критерии для составления каталога дыр в галактике М33. В работе [55] для галактики НоII использовался менее жесткий набор критериев (критерии 3 и 4).

Приведенные критерии отбора строго не обоснованы, а основаны на интуитивном представлении о том, как должна выглядеть расширяющаяся оболочка. В данной главе они анализируются с точки зрения результатов численного моделирования эволюции оболочек.

Кроме процедуры проектирования, описанной в [61], в данной главе развита процедура построения карт лучевой концентрации HI в разных спектральных каналах с учетом пространственной разрешающей способности радиотелескопа. Ниже будет показано, что при таком анализе принципиальную роль играет учет хаотических движений в межзвездном газе, и будет рассмотрена роль перечисленных критериев при выделении реальных объектов.

4.2 Численная схема

Для моделирования эволюции сверхоболочек использовались описанный в [80, 59, 90] (глава 3) алгоритм, основанный на приближении тонкого слоя. Использовались модели галактик НоII и М31, описанные в [61] (параграф 3.3.1). Процедура проекции оболочек на картинную плоскость (параграф 3.2.2) была модифицирована с тем, чтобы вместо распределения интегральной лучевой концентрации HI можно было получать распределения лучевой концентрации в различных спектральных каналах.

Для оптически тонкого слоя нейтрального водорода, находящегося в термодинамическом равновесии, лучевая концентрация атомов HI прямо пропорциональна яркостной температуре газа [86]. Поэтому в дальнейшем мы будем оперировать непосредственно с количеством атомов на луче зрения, которое находится прямо из численной модели. Число атомов нейтрального водорода в столбе единичного сечения вдоль луча зрения, имеющих лучевую скорость в единичном интервале скоростей около скорости U , с учетом хаотических движений в межзвездной среде, может быть записано в виде:

$$N(U) = \frac{1}{\sigma_g \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} n(z') \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{V(z') - U}{\sigma_g} \right]^2 \right\} dz'. \quad (4.1)$$

Здесь (x', y', z') — система координат, связанная с картинной плоскостью (см. с. 28), $V(z')$ и $n(z')$ — лучевая скорость и концентрация газа, σ_g — одномерная дисперсия скоростей хаотических движений HI, учитывающая вклад как турбулентных, так и тепловых движений атомов нейтрального водорода. Здесь предполагается, что σ_g постоянна вдоль луча зрения.

Пусть задан набор спектральных фильтров с нормированной кривой чувствительности $W_j(U)$, $j = 1, 2, 3, \dots$, где j нумерует последовательные спектральные каналы. Тогда лучевая концентрация атомов HI в произвольном спектральном канале может быть выражена в виде:

$$N_j = \int_{-\infty}^{\infty} N(U) W_j(U) dU. \quad (4.2)$$

Кривая чувствительности спектральных фильтров задавалась в виде гауссианы с дисперсией σ_f :

$$W_j(U, \sigma_f) = \frac{1}{\sigma_f \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{U - V_j}{\sigma_f} \right]^2 \right\}, \quad (4.3)$$

где V_j — центральные скорости соответствующих фильтров. Подставив (4.1) и (4.3) в (4.2), и проинтегрировав полученное выражение по dU , получим формулу для определения лучевой концентрации N_j в j -ом спектральном канале:

$$N_j = \frac{1}{\sigma_* \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} n(z') \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{V(z') - V_j}{\sigma_*} \right]^2 \right\} dz', \quad (4.4)$$

где введено обозначение

$$\sigma_* = \sqrt{\sigma_f^2 + \sigma_g^2}. \quad (4.5)$$

Полную лучевую концентрацию атомов HI в j -ом спектральном канале с учетом вкладов невозмущенного газа и элементов сверхоболочки можно тогда записать в виде (ср. с выражением для интегральной лучевой концентрации (3.10) на с. 28):

$$N_j(x', y') = \sum_l N_l W_j(V_l, \sigma_f) + \int_{-\infty}^{\infty} n(x', y', z') W_j[V(x', y', z'), \sigma_*] dz', \quad (4.6)$$

где учтено, что дисперсия скоростей в холодной плотной оболочке σ_{sh} существенно меньше ширины спектрального фильтра: $\sigma_{sh} \ll \sigma_f$. Индекс l нумерует пересекаемые лучом зрения элементы оболочки, N_l — вклад каждого такого элемента в полную лучевую концентрацию в приближении сферических сегментов (см. ф. (3.11) на с. 29), V_l — лучевая скорость соответствующего элемента.

Формула (4.6) показывает, что наблюдение межзвездного газа с учетом хаотических движений ($\sigma_g \neq 0$) равносильно наблюдению HI с нулевой дисперсией скоростей, но с более широким фильтром — с полушириной σ_* вместо σ_f . В случае очень больших хаотических скоростей ($\sigma_g \rightarrow \infty$) моделирование различных частотных каналов становится идентичным моделированию интегрального количества атомов на луче зрения. Из формулы (4.6) следует, однако, что вышесказанное относится лишь к невозмущенному газу. Вклад элементов оболочки в разных спектральных каналах всегда различен.

Для того, чтобы учесть пространственное разрешение радиотелескопа, полученные по формуле (4.6) распределения лучевой концентрации HI необходимо сгладить:

$$N_{sm,j}(x', y') = \iint N_j(x'', y'') F \left(\sqrt{(x' - x'')^2 + (y' - y'')^2} \right) dx'' dy''. \quad (4.7)$$

Здесь $F(r)$ — сглаживающая функция, r — расстояние от точки, в которой вычисляется лучевая концентрация, до произвольной точки в картинной плоскости; $N_{sm,j}(x', y')$ — сглаженное значение лучевой концентрации в j -ом спектральном канале. Интегрирование проводится по всей рассматриваемой области. В качестве сглаживающей функции использовалась сферическая двумерная гауссиана (см. например [18]):

$$F(r) = \frac{1}{2\pi \sigma_b^2} \exp \left(-\frac{r^2}{2\sigma_b^2} \right), \quad (4.8)$$

где σ_b — характерный масштаб сглаживания. Разрешающую способность радиотелескопов обычно характеризуют полной шириной луча по уровню половины интенсивности FWHM. Используя (4.8), можно выразить σ_b через FWHM:

$$\sigma_b = \frac{\text{FWHM}}{2\sqrt{2 \ln 2}}. \quad (4.9)$$

4.3 Результаты расчетов

Были рассмотрены два варианта эволюции сверхоболочки: в галактике М31 с источником энергии мощностью $L = 1 \times 10^{38}$ эрг/с на расстоянии 10 кпс от центра, и в галактике НоII (UGC 4305) с темпом поступления энергии в полость $L = 1 \times 10^{37}$ эрг/с на расстоянии $R = 4$ кпс от центра галактики. Через 30 млн. лет источник энергии выключался, так как считалось, что к этому времени все массивные звезды в ОВ-ассоциации взрываются как сверхновые. После 25 млн. лет эволюции в галактике М31 и 40 млн. лет эволюции в галактике НоII оболочки проектировались на картинную плоскость в различных спектральных каналах с учетом углового разрешения радиотелескопа (см. (4.7)). Расстояния между центрами спектральных каналов ΔV брались таким же, как в работах [5, 55]: $\Delta V = 4.1$ км/с для М31 и $\Delta V = 2.58$ км/с для НоII. Полуширина фильтров σ_f полагалась равной половине спектрального разрешения. Для М31 $\sigma_f = 4.1$ км/с, для НоII $\sigma_f = 1.29$ км/с. С учетом значения величины FWHM, равной 100 пс для М31 и 66 пс для НоII, дисперсия сферического гауссового ядра σ_b (4.9) равна соответственно 42.3 пс и 28 пс. Одномерная дисперсия σ_g хаотических скоростей газа полагалась равной 8.1 км/с для М31 [69] и 6.8 км/с для НоII [55]. Изображение оболочки в картинной плоскости зависит от полярного угла θ родительской ОВ-ассоциации (который отсчитывается от линии узлов галактики), причем эта зависимость более существенна для галактик с бóльшим углом наклона. Поэтому проекции были выполнены для нескольких значений угла θ : 0° , 30° , 60° и 90° для М31, и 0° , 45° и 90° для НоII.

Расчитанные карты распределения лучевой концентрации $N_{sm,j}$ показаны на рисунках 4.1–4.4 для сверхоболочки в галактике М31 и рисунках 4.5–4.7 для галактики НоII. На рисунках показаны те частотные каналы, в которых дыра имеет наибольший контраст. В тех случаях, когда дыра в распределении HI не наблюдается, изображен спектральный канал, соответствующий лучевой скорости центра оболочки. Каждая проекция была рассчитана в двух вариантах: а) без учета хаотических движений в межзвездном газе ($\sigma_g = 0$ в формуле (4.6)), и б) — с учетом уширения спектральной линии HI за счет турбулентных и тепловых движений атомов ($\sigma_g = 8.1$ км/с для М31 и $\sigma_g = 6.8$ км/с для НоII). На картах лучевой концентрации $N_{sm,j}$ для дыр в распределении HI нанесены три уровня: минимальный N_{min} и максимальный N_{max} , дающие замкнутые контура (тонкие линии), и уровень, соответствующий половине глубины дыры $N_{50\%} = (N_{min} + N_{max})/2$ (толстая линия). По аналогии с [5, 55] уровень $N_{50\%}$ отождествляется с границей дыры.

Анализ распределения лучевой концентрации в спектральных каналах в галактике М31 (рис. 4.1–4.4) приводит к выводу о том, что учет хаотических движений в межзвездном газе имеет принципиальное значение. Из рис. 4.2–4.4 видно, что в случае $\sigma_g = 0$ (рисунки а)) для значений полярного угла $\theta = 30^\circ$, 60° и 90° нет ни одной замкнутой изоденсы, т.е. оболочка не проявляется в виде дыры в распределении HI ни в одном из спектральных каналов. Лишь для полярных углов, близких к 0° (рис. 4.1), влиянием хаотических движений на внешний вид оболочек можно пренебречь. Объясняется это тем,

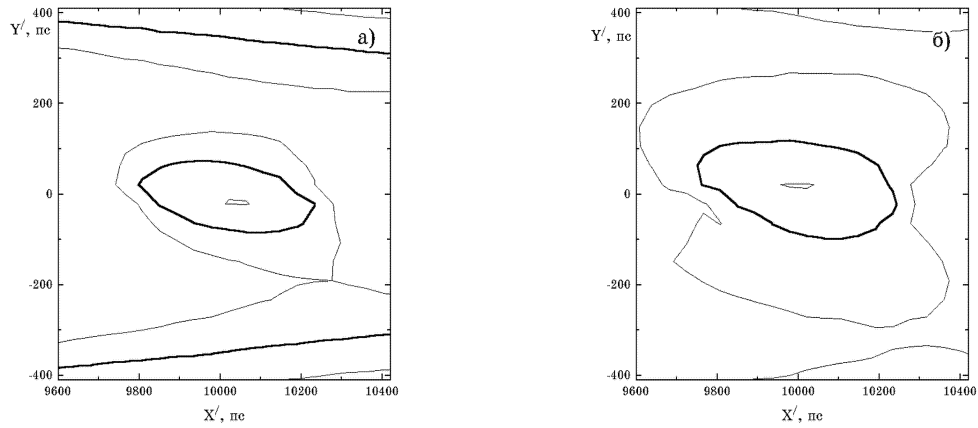


Рис. 4.1: Распределение лучевой концентрации $N_{sm,j}$ для М31, $\theta = 0^\circ$. а) $\sigma_g = 0$; б) $\sigma_g = 8.1$ км/с.

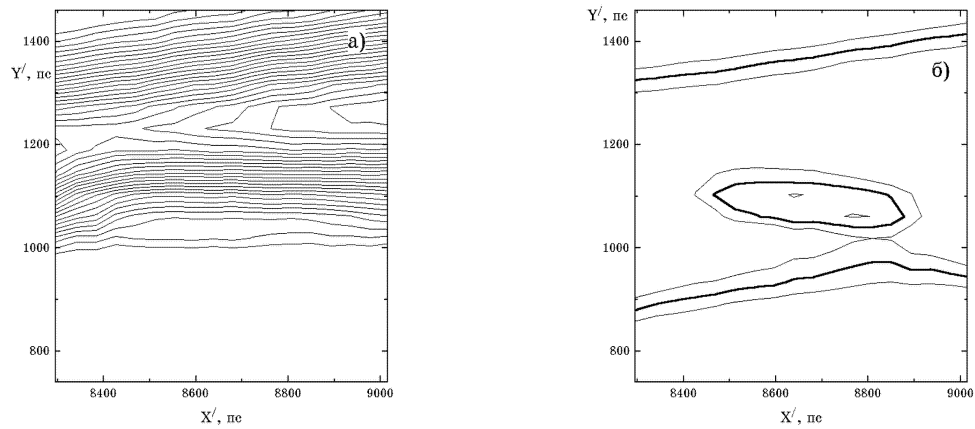


Рис. 4.2: Распределение лучевой концентрации $N_{sm,j}$ для М31, $\theta = 30^\circ$. а) $\sigma_g = 0$, уровни $(292 - 1703) \times 10^{12}$ с/см³ с шагом 49×10^{12} с/см³; б) $\sigma_g = 8.1$ км/с.

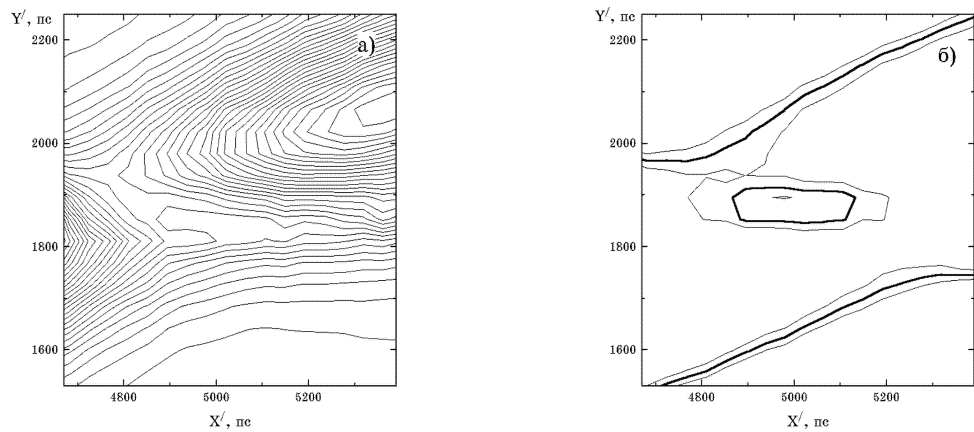


Рис. 4.3: Распределение лучевой концентрации $N_{sm,j}$ для М31, $\theta = 60^\circ$. а) $\sigma_g = 0$, уровни $(0 - 1460) \times 10^{12}$ с/см³ с шагом 49×10^{12} с/см³; б) $\sigma_g = 8.1$ км/с.

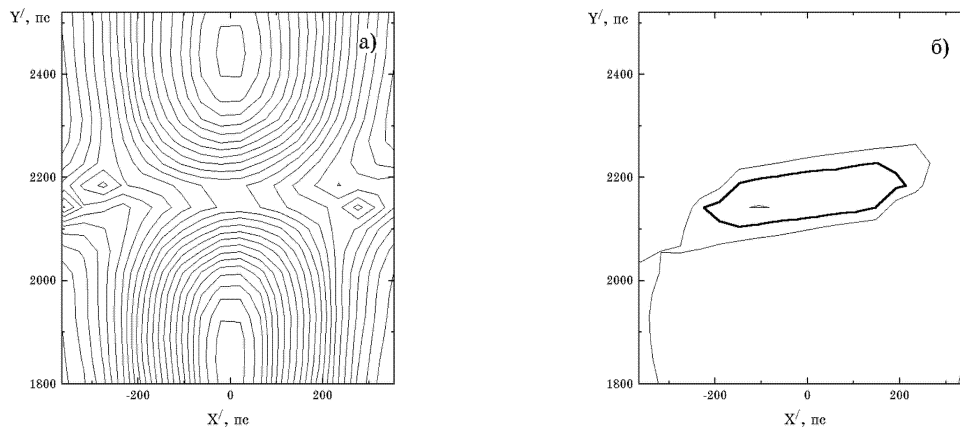


Рис. 4.4: Распределение лучевой концентрации $N_{sm,j}$ для М31, $\theta = 90^\circ$. а) $\sigma_g = 0$, уровни $(0 - 2919) \times 10^{12}$ с/см³ с шагом 97×10^{12} с/см³; б) $\sigma_g = 8.1$ км/с.

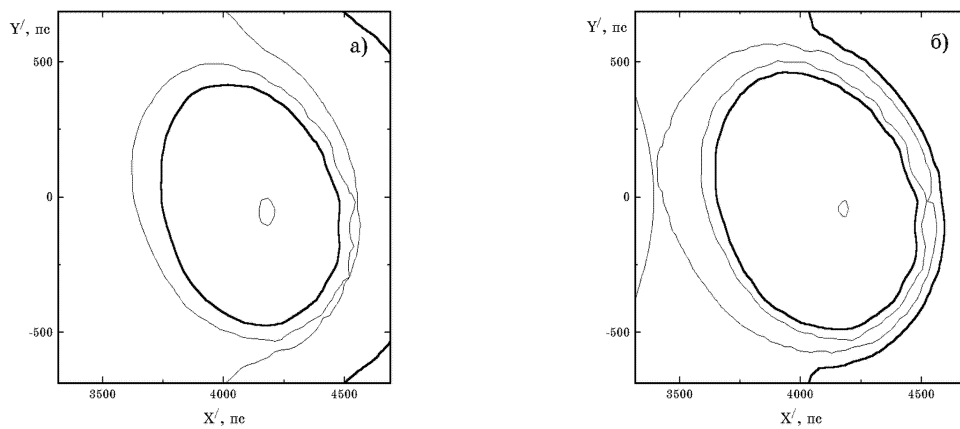


Рис. 4.5: Распределение лучевой концентрации $N_{sm,j}$ для NGC 2024, $\theta = 0^\circ$. а) $\sigma_g = 0$; б) $\sigma_g = 6.8$ км/с.

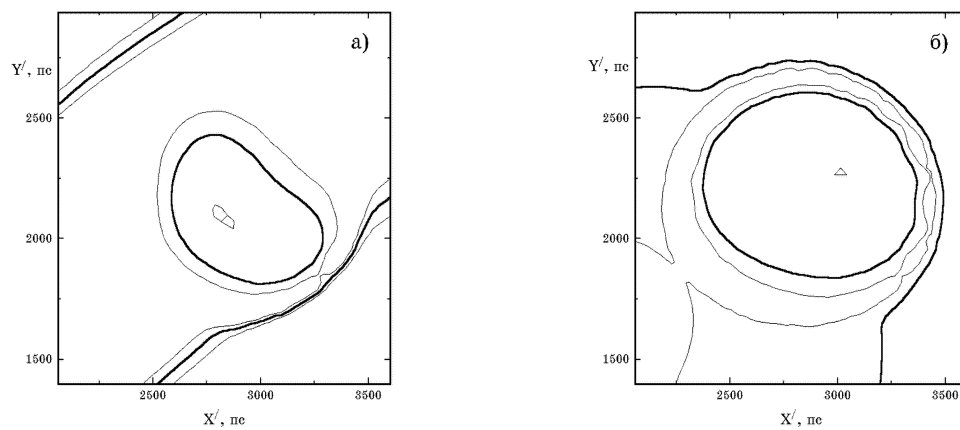


Рис. 4.6: Распределение лучевой концентрации $N_{sm,j}$ для NGC 2024, $\theta = 45^\circ$. а) $\sigma_g = 0$; б) $\sigma_g = 6.8$ км/с.

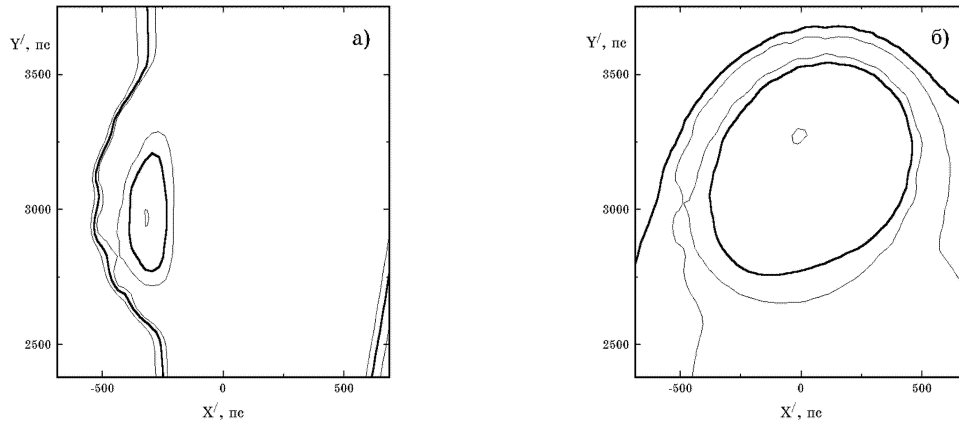


Рис. 4.7: Распределение лучевой концентрации $N_{sm,j}$ для НоII, $\theta = 90^\circ$. а) $\sigma_g = 0$; б) $\sigma_g = 6.8$ км/с.

что в случае $\sigma_g = 0$ на картах распределения лучевой концентрации $N_{sm,j}$ ширина области, соответствующей невозмущенному газу, оказывается меньшей, чем размеры дыры. Влияние данного эффекта на возможность наблюдательного обнаружения оболочек обсуждалась в [5]. При $\theta = 0^\circ$ невозмущенный газ занимает достаточно широкую полосу даже без учета уширения спектральной линии НI за счет тепловых и турбулентных движений газа.

В случае галактики НоII (рис. 4.5–4.7) хаотические движения в межзвездном газе оказывают заметное влияние на внешний вид оболочек лишь при полярных углах $45^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$. Однако даже при $\theta = 90^\circ$ в варианте с $\sigma_g = 0$ наблюдаются замкнутые контуры в распределении лучевой концентрации $N_{sm,j}$.

Во многих дырах, наблюдаемых в галактике НоII, заметна “двугорбость” в спектре (пример — рис. 4.8, воспроизведенный из работы Пуше и др. [55]). Это интерпретируется наблюдателями как вклад в общий спектр от приближающейся и удаляющейся стенок оболочки [55]. На рис. 4.9 показаны теоретически рассчитанные “спектры” для сверхоболочки в галактике НоII, которая расположена на линии узлов ($\theta = 0^\circ$) на расстоянии $R = 4$ кпс от центра (эти координаты близки к параметрам наблюдаемой дыры No. 35 в списке работы [55]). На рисунке изображены рассчитанные спектры для двух случаев: а) $\sigma_g = 0$, и б) $\sigma_g = 6.8$ км/с. Из рисунков видно, что “двугорбость” заметна в том варианте, когда хаотические движения в газе приняты во внимание (рис. 4.9б), и не наблюдается в случае $\sigma_g = 0$ (рис. 4.9а). Это связано с тем, что без учета уширения спектральной линии относительная лучевая концентрация атомов невозмущенного газа в данном канале в области оболочки значительно выше, чем в случае отличной от нуля дисперсии σ_g . Этот эффект приводит к резкому снижению относительного вклада оболочки в общую лучевую концентрацию. Таким образом и в случае галактики НоII учет хаотических движений в межзвездном газе является важным при сравнении результатов численного моделирования с данными наблюдений.

Наличие достаточно большого количества “двугорбых” спектральных линий в варианте с учетом хаотических движений в межзвездном газе (рис. 4.9б) позволяет выполнить для данной модели сверхоболочки анализ, аналогичный проделанному для дыр, наблюдаемых в НоII [55]. Нами были рассчитаны “спектры” вдоль каждого луча зрения на прямой, проходящей через центр оболочки параллельно оси X' , с шагом σ_b . Те из них,

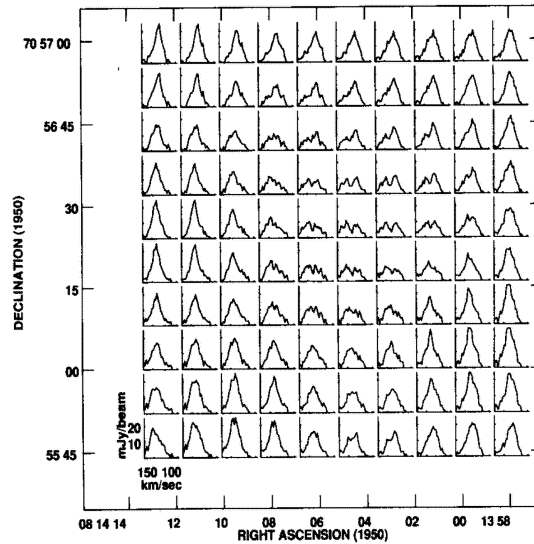


Рис. 4.8: Профили спектральной линии HI в окрестностях дыры No. 35 в галактике HoII.

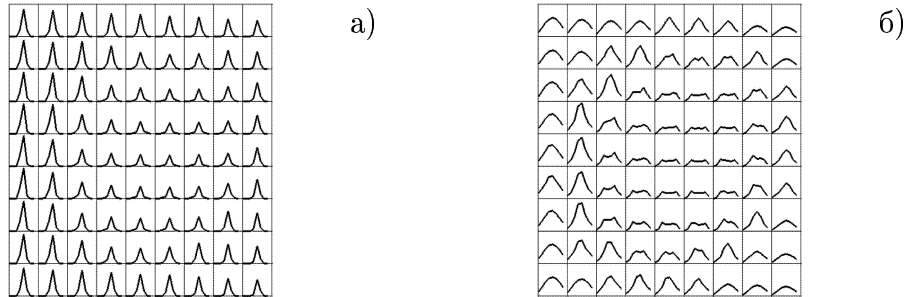


Рис. 4.9: Рассчитанные профили спектральной линии HI в окрестностях сверхоболочки в галактике HoII. а) $\sigma_g = 0$, б) $\sigma_g = 6.8$ км/с.

в которых наблюдались два пика, аппроксимировались суммой трех гауссиан (две соответствуют приближающейся и удаляющейся стенкам оболочки, третья учитывает вклад невозмущенного газа). На рисунке 4.10 изображены полученные для каждого такого луча скорости расширения оболочки DV в виде точек. Их величины вычислялись как половина расстояния между двумя гауссианами, соответствующими стенкам сверхоболочки. Эти результаты аппроксимировались функцией косинуса (которая точно описывает сферическое расширение): $DV(\Delta X') = 5.6 \text{ км/с} \times \cos \frac{\pi}{2}(\Delta X' - 1 \text{ пс})/649 \text{ пс}$. Из рисунка видно, что полученные численно спектры для данной сверхоболочки достаточно хорошо описываются законом сферического расширения со скоростью 5.6 км/с. Диаметр дыры в распределении HI в центральном канале по уровню 50% от полной глубины дыры равен $\text{DIAM} = 694 \text{ пс}$.

Вычисленные скорости и размеры могут быть использованы для оценки различных параметров оболочек. Такая процедура близка к той, которая используется при интерпретации наблюдений. Полученные таким способом параметры приведены во второй строке таблицы 4.1. В первой строке этой таблицы даны значения тех же величин, полученные непосредственно из численных расчетов эволюции сверхоболочки. Здесь E_{tot} — полная энергия, произведенная источником энергии за время эволюции сверхоболочки, M — масса оболочки, E_{kin} — кинетическая энергия расширяющейся оболочки, t — возраст

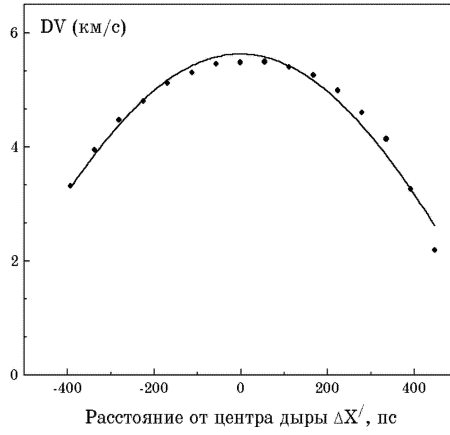


Рис. 4.10: Скорости расширения оболочки в НоII вдоль луча зрения для различных расстояний от центра дыры.

оболочки. Приведенные во второй строке таблицы 4.1 величины вычислялись по тем же формулам, которые используются при анализе наблюдательных данных [5, 17, 28, 55]:

$$E_{tot} = 5.3 \times 10^{43} n_{HI}^{1.12} \left(\frac{DIAM}{2} \right)^{3.12} DV^{1.4} \text{ эрг}, \quad (4.10)$$

$$M = \mu n_{HI} \pi \frac{DIAM^3}{6}, \quad (4.11)$$

$$E_{kin} = M \frac{DV^2}{2}, \quad (4.12)$$

$$t = \frac{DIAM}{2 DV}, \quad (4.13)$$

где n_{HI} — концентрация невозмущенного газа вблизи центра оболочки и μ — средняя масса одной частицы газа. Анализ таблицы 4.1 указывает на то, что в случае галактики НоII различные физические характеристики, полученные при расчетах эволюции сверхоболочек, незначительно отличаются от значений, полученных при анализе распределения лучевой концентрации $N_{sm,j}$ численно спроектированной оболочки. Это объясняется тем, что форма сверхоболочек в этой галактике даже к концу эволюции несущественно отличается от сферической (см. рис. 3.76 на с. 38), что обусловлено прежде всего большой характерной полутолщиной распределения газа. Таким образом, в случае галактики НоII применяемый при анализе наблюдательных данных алгоритм приводит к значениям, близким к реальным параметрам оболочек.

Рассчитанные характеристики дыр в распределении нейтрального водорода в различных спектральных каналах и при различных полярных углах для галактик M31 и НоII приведены в таблицах 4.2 и 4.3. Здесь Δj — расстояние j -го спектрального канала от центрального в единицах ΔV ; V_j^* — лучевая скорость, соответствующая центру данного спектрального канала (в которой учтено систематическое движение галактики V_{sys} ; для галактики M31 $V_{sys} = -315$ км/с [6], для галактики НоII $V_{sys} = 157$ км/с [55]); X'_0 и Y'_0 — координаты центра эллипса, аппроксимирующего дыру на уровне $N_{50\%}$, в картинной плоскости в системе координат с началом в центре галактики и осью X' , проходящей вдоль линии узлов галактики; $DIAM$ — диаметр этого эллипса: $DIAM = \sqrt{ab}$, где a и b — соответственно большая и малая оси эллипса; $\xi = (N_{max} - N_{min})/N_{50\%}$ — контраст дыры; Δ —

Таблица 4.1: Сравнение величин для сверхоболочки в НоII, полученных из расчетов эволюции и из анализа распределения $N_{sm,j}$

Параметры получены:	$E_{tot},$ 10^{51} эрг	$M,$ $10^6 M_{\odot}$	$E_{kin},$ 10^{51} эрг	$t,$ млн. лет
Из расчетов эволюции	9.5	1.2	0.53	44
Из анализа распределения $N_{sm,j}$	5.0	0.70	0.22	60

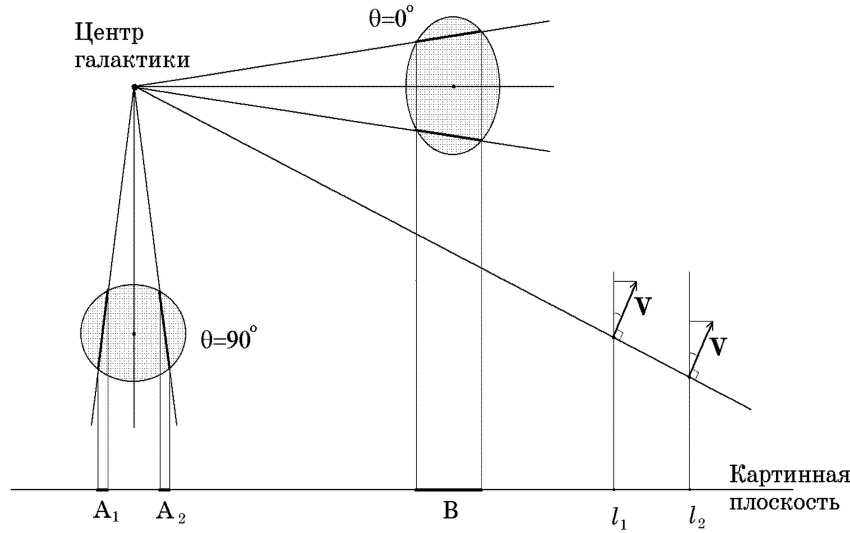


Рис. 4.11: Схема, иллюстрирующая эффект движения центра дыры в НI в различных спектральных каналах (описание см. в тексте).

расстояние центра дыры в текущем спектральном канале от центра дыры в центральном для данного полярного угла спектральном канале.

Анализ таблиц 4.2 и 4.3 показывает, что центр дыры в различных спектральных каналах может смещаться на значительные расстояния, которые могут быть сравнимы с диаметром дыры. Этот эффект выражен более явно для оболочек, находящихся вдали от линии узлов (с полярным углом $\theta > 0^\circ$). Качественно его можно понять из схемы на рисунке 4.11. Предположим, что наблюдатель находится в плоскости галактики и наблюдает распределение нейтрального водорода в очень узких спектральных каналах. Пусть газ в галактике распределен однородно, а линейная скорость вращения не зависит от расстояния до центра галактики: $n(x, y) \equiv const$, $V(x, y) \equiv const$. Тогда в каждом канале наблюдается газ, расположенный вдоль какого-либо радиуса-вектора (см. лучи зрения l_1 и l_2 на рис. 4.11). То есть радиусы-векторы с различными полярными углами соответствуют различным спектральным каналам. Дыра в распределении НI будет наблюдаться в тех спектральных каналах, которые соответствуют радиусам-векторам, пересекающих каверну с выметенным газом. Из схемы видно, что если область с дефицитом нейтрального водорода расположена вблизи полярного угла $\theta = 0^\circ$, то центры “дыр” в наблюдаемом распределении лучевой концентрации практически совпадают для всех спектральных ка-

Таблица 4.2: Характеристики рассчитанных дыр в HI в различных спектральных каналах для галактики M31

Δj	V_j^* , км/с	X'_0 , пс	Y'_0 , пс	DIAM, пс	$N_{50\%}$, 10^{12} с/см ³	ξ	Δ , пс
$\theta = 0^\circ$							
-5	-573.3	10055	-6	254	23	0.54	50
-4	-569.2	10071	-13	249	69	0.53	67
-3	-565.1	10070	-26	245	174	0.46	68
-2	-561.0	10024	-33	242	349	0.47	35
-1	-556.9	10000	-25	245	545	0.59	21
0	-552.8	10005	-4	280	717	0.67	0
1	-548.7	10010	17	316	801	0.73	22
2	-544.6	9989	28	321	696	0.69	36
3	-540.5	9946	19	328	470	0.63	63
4	-536.4	9944	7	327	263	0.59	62
5	-532.3	9945	3	314	128	0.52	61
$\theta = 30^\circ$							
-2	-528.2	8531	1108	82	347	0.10	112
-1	-524.1	8585	1100	102	442	0.14	58
0	-520.0	8643	1095	121	464	0.13	0
1	-515.9	8686	1086	185	495	0.21	45
2	-511.8	8761	1058	89	362	0.10	124
$\theta = 60^\circ$							
-1	-438.0	4929	1885	81	438	0.07	63
0	-433.9	4992	1880	153	466	0.15	0
1	-429.8	5031	1877	183	482	0.11	39
$\theta = 90^\circ$							
0	-315.0	1	2167	211	598	0.29	0

Таблица 4.3: Характеристики рассчитанных дыр в HI в различных спектральных каналах для галактики НоII

Δj	V_j^* , км/с	X'_0 , пс	Y'_0 , пс	DIAM, пс	$N_{50\%}$, 10^{12} с/см ³	ξ	Δ , пс
$\theta = 0^\circ$							
-4	122.1	4164	-41	706	90	0.41	106
-3	124.7	4225	-52	663	152	0.35	168
-2	127.3	4446	-144	321	239	0.15	406
-1	129.9	4046	-34	698	321	0.68	26
0	132.4	4061	-13	881	433	1.00	0
1	135.0	4117	-16	720	355	0.82	56
2	137.6	4169	-12	304	261	0.14	108
3	140.2	4122	-25	793	164	0.35	62
$\theta = 45^\circ$							
-3	132.4	2785	2503	386	150	0.17	298
-2	135.0	2950	2196	258	294	0.08	76
-1	137.6	2916	2187	802	377	0.77	51
0	140.2	2878	2220	874	417	0.92	0
1	142.8	2938	2290	351	280	0.20	92
2	145.3	3197	2045	451	174	0.23	364
$\theta = 90^\circ$							
-2	150.5	-380	3130	303	148	0.15	418
-1	153.1	65	3168	459	273	0.33	34
0	155.7	37	3149	801	366	0.73	0
1	158.2	-12	3185	684	321	0.56	61
2	160.8	-32	3219	274	268	0.10	98

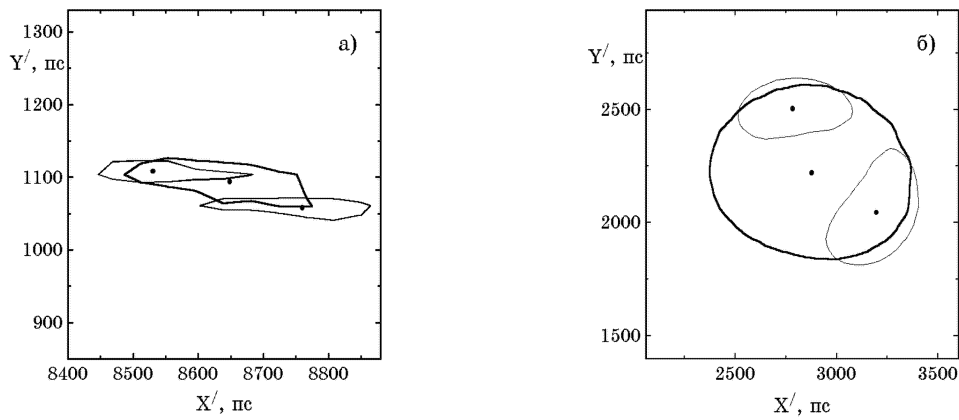


Рис. 4.12: Положение центра дыры в различных каналах для сверхоболочки: а) — в М31; б) — в НоII (объяснение см. в тексте).

налов, в которых эти “дыры” наблюдаются (зона B на схеме). Для оболочек с полярными углами $\theta \neq 0^\circ$ центры “дыр” в различных спектральных каналах будут систематически смещаться. В предельном случае $\theta = 90^\circ$ (рис. 4.11) наблюдаемые “дыры” в крайних каналах находятся столь далеко друг от друга (зоны A_1 и A_2), что не имеют областей взаимного перекрытия.

Данная схема не учитывает вклада в лучевую концентрацию стенок оболочки. Однако в крайних спектральных каналах, где дыра еще наблюдается (а именно в таких каналах эффект движения центра дыры должен проявляться наиболее сильно), вклад элементов оболочки становится существенно меньшим вклада невозмущенного газа. Связано это с тем, что дисперсия скоростей (и ширина линии) в холодной плотной оболочке значительно меньше, чем в окружающем межзвездном газе.

Схема на рисунке 4.11 иллюстрирует предельный случай с углом наклона галактики $i = 90^\circ$. Качественно понятно, что с уменьшением угла наклона i величина смещения центра дыры должна уменьшаться, и для другого предельного случая $i = 0^\circ$ должна стремиться к нулю.

На рис. 4.12 показано смещение центров дыр в различных частотных каналах, следующее из проведенных нами расчетов для галактик М31 и НоII. На рис. 4.12а показаны результаты расчетов для оболочки, расположенной в галактике М31 на расстоянии $R = 10$ кпс от центра с полярным углом $\theta = 30^\circ$. На рис. 4.12б — результаты расчетов для галактики НоII; центр оболочки расположен на расстоянии $R = 4$ кпс от центра галактики, $\theta = 45^\circ$. На каждом рисунке совмещены изображения дыр в трех спектральных каналах: в том, где диаметр дыры наибольший, и в тех предельных, в которых дыра еще может быть выделена. Толстой линией обозначен контур, соответствующий центральному каналу, тонкими линиями — контура, соответствующие двум предельным каналам. Из рисунка видно, что смещение центра дыры в различных каналах может быть значительным и даже приближаться к наблюдаемому диаметру дыры. Изображения одной и той же дыры в крайних каналах расходятся столь далеко друг от друга, что практически не перекрываются.

Конечно, на рис. 4.12 приведен предельный идеализированный случай. В крайних каналах контраст дыры сильно уменьшается (см. таблицы 4.2 и 4.3), и ее может быть трудно выделить на фоне окружающего газа. Тем не менее следующий из проведенных

расчетов эффект изменения положения центра дыры в различных частотных каналах необходимо принимать во внимание при интерпретации наблюдений и составлении каталогов областей с дефицитом нейтрального водорода.

Рисунки 4.16–4.76 показывают, что другой критерий — близость формы дыры к эллипсу (критерий 4) — выполняется удовлетворительно для всех рассчитанных проекций сверхоболочек как в галактике М31, так и в галактике НоII. На всех приведенных картах уровень $N_{50\%}$, описывающий границу наблюдаемой дыры, представляет собой выпуклую замкнутую кривую, хорошо аппроксимируемую эллипсом.

Критерий 1 — наблюдаемость дыры в распределении HI не менее чем в трех подряд идущих спектральных каналах — не выполняется лишь для сверхоболочки в галактике М31 с полярным углом $\theta = 90^\circ$ (см. таблицы 4.2 и 4.3). Из анализа таблиц можно заметить общую для обеих галактик тенденцию к уменьшению числа каналов, в которых дыры наблюдаются, при переходе от полярного угла $\theta = 0^\circ$ к $\theta = 90^\circ$. Этот эффект сильнее проявляется в галактиках с большим углом наклона. В галактике М31 число спектральных каналов уменьшается от 11 (при $\theta = 0^\circ$) до 1 (при $\theta = 90^\circ$). Для галактики НоII эффект менее значителен — 8 и 5 спектральных каналов соответственно.

Если учесть тот факт, что максимальный контраст дыры для данного полярного угла как правило уменьшается при удалении сверхоболочки от линии узлов (см. таблицы 4.2 и 4.3), то можно заключить, что три из используемых обычно критериев отбора — наблюдаемость дыры не менее чем в трех каналах, неподвижность центра дыры в соответствующих каналах и достаточно хороший контраст (критерии 1, 2 и 3) — лучше всего описывают реальные сверхоболочки, находящиеся вблизи линии узлов галактики. При переходе же к полярным углам, близким к $\theta = 90^\circ$, идентификация аналогичных объектов с использованием вышеприведенных наблюдательных критериев существенно затрудняется.

В данной работе изучались наблюдательные проявления одиночных сверхоболочек. Концентрация оболочек в центральных областях неправильных галактик [55] и возможное взаимоналожение таких объектов в сильно наклоненных системах могут затруднить идентификацию реальных оболочек в этих системах.

4.4 Выводы

В заключение приводятся основные выводы, полученные в данной главе.

- Построен алгоритм, позволяющий получать карты распределения лучевой концентрации HI в различных частотных каналах с учетом углового разрешения радиотелескопа и хаотических движений в межзвездной среде. Разработанный алгоритм позволяет перейти к непосредственному сравнению численных моделей эволюции трехмерных оболочек с данными радиоастрономических наблюдений.
- На примере нескольких сверхоболочек в галактиках М31 и НоII показано принципиальное значение учета уширения линии HI 21 см за счет хаотических движений невозмущенного газа при моделировании наблюдаемых проявлений оболочек (наличие замкнутых контуров в распределении лучевой концентрации в спектральных каналах, “двугорбость” спектральных линий).
- В результате анализа теоретически рассчитанных проекций сверхоболочек обнаружено, что центр наблюдаемой дыры в распределении HI может смещаться в различных

спектральных каналах. Этот эффект обусловлен главным образом влиянием дифференциального вращения невозмущенного газа и наиболее значителен для сверхоболочек, находящихся вдали от линии узлов галактики. Полная величина смещения в крайних каналах может превышать размеры дыры в этих каналах и быть сравнимой с диаметром дыры в центральном канале. В этих каналах, однако, контраст дыры сильно падает, что затрудняет ее выделение на фоне окружающего газа.

- Численные расчеты отдельных оболочек в галактиках М31 и НоII показывают, что три из четырех обычно используемых при анализе радиоастрономических данных критериев отбора областей с дефицитом HI — наблюдаемость дыры не менее чем в трех подряд идущих спектральных каналах, неподвижность центра дыры в соответствующих каналах и достаточно высокий контраст дыры — хорошо выполняются для сверхоболочек, расположенных вблизи линии узлов галактики. При переходе к полярным углам, близким к $\theta = 90^\circ$, их применимость ухудшается. Идентифицировать аналогичные сверхоболочки с их использованием становится значительно сложнее. Четвертый наблюдательный критерий (близость формы границы дыры к эллипсу) выполняется удовлетворительно во всех рассмотренных примерах.

Результаты данной главы опубликованы в работе [91].

Заключение

Кратко изложим основные результаты данной работы.

1. Показана возможность образования массивных (до $\sim 10^6 M_{\odot}$) молекулярных облаков на поздних стадиях эволюции сверхоболочек, расположенных на расстоянии от центра Галактики $R < 15$ кпс.
2. Разработан алгоритм проектирования сверхоболочек, рассчитанных в приближении тонкого слоя, на картинную плоскость в различных спектральных каналах с учетом углового разрешения радиотелескопов и хаотических движений в невозмущенном газе.
3. Получен новый метод устранения неопределенности в определении истинного направления вектора углового момента вращения галактик, основанный на сравнении направления вытянутостей наблюдаемых областей с дефицитом HI с результатами расчетов эволюции сверхоболочек.
4. Обнаружено, что центр наблюдаемой дыры в распределении HI может значительно смещаться в различных спектральных каналах.

Отметим некоторые перспективы дальнейшего развития результатов, полученных в данной работе.

- Используя полученный алгоритм, можно определить массу атомарного водорода, которая переходит в молекулярное состояние в результате эволюции сверхоболочек в различных галактиках.
- Процедура проектирования сверхоболочек на картинную плоскость может быть адаптирована с тем, чтобы получать изображения оболочек в различных спектральных диапазонах (рентгеновский диапазон, ультрафиолетовая область, в линии H_{α}).
- Полученный в данной работе новый метод определения направления спинов галактик может быть применен для других близких галактик (например, для галактики M33).

Часть результатов диссертации была получена в соавторстве:

- совместно с С. А. Силичем рассмотрен вопрос об образовании молекулярных облаков в трехмерных сверхоболочках, изучены проявления сверхоболочек в разных спектральных каналах;

- совместно с С. А. Силичем, Г. Тенорио-Таглэ и Дж. Франко получен новый метод определения направления спина галактик.

Участие автора заключалось в обсуждении постановки задач, разработке алгоритмов и проведении расчетов, в совместной интерпретации полученных результатов.

Автор выражает глубокую благодарность научному руководителю, кандидату физико-математических наук С. А. Силичу за постоянную помощь и поддержку в процессе выполнения работы и за обсуждение текста диссертации, а также Г. Тенорио-Таглэ и Дж. Франко за плодотворное сотрудничество. Диссертационная работа была частично поддержана Международным научным фондом ISF (грант UC 9000), Объединенным фондом правительства Украины и ISF (грант UC 9200) и грантом PSU 052088 Международной Соросовской научной образовательной программы ISSEP.

Список опубликованных работ

1. Mashchenko, S. Ya. & Silich, S. A. “Formation of molecular clouds in expanding supershells: 3-D models”, 1994, in Numerical Simulations in Astrophysics, edited by J. Franko, S. Lizano, L. Aguilar and E. Daltabuit (Cambridge Univ. Press, Cambridge), p. 202.
2. Мащенко С. Я., Силич С. А. “Об образовании молекулярных облаков в трехмерных расширяющихся оболочках”, 1994, Астрон. журн. **71**, 237.
3. Мащенко С. Я., Силич С. А. “Расширяющиеся оболочки в галактике HoII: сравнение результатов численного моделирования с данными наблюдений”, 1995, Астрон. журн. **72**, 660.
4. Silich, S. A., Mashchenko, S. Ya., Tenorio-Tagle, G. & Franco, J. “Supershells as probe particles for the study of the galactic spin orientation”, 1996, Mon. Not. R. Astron. Soc.
5. Мащенко С. Я., Силич С. А. “Проявление HI оболочек в разных частотных каналах”, 1996, препринт ГАО-96-2Р, Киев, 21 с.

Литература

- [1] Allen, C. W. *Astrophysical Quantities*. Althlone Press. London, 1976.
- [2] Bisnovaty-Kogan, G. S., Blinnikov, S. I. & Silich, S. A., 1989, *Astrophys. Space Sci.* **154**, 229.
- [3] Bisnovaty-Kogan, G. S. & Silich, S. A., 1995, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 661.
- [4] Braun, R., 1991, *Astrophys. J.* **372**, 54.
- [5] Brinks, E. & Bajaja, E., 1986, *Astron. Astrophys.* **169**, 14.
- [6] Brinks, E. & Burton, W. B., 1984, *Astron. Astrophys.* **141**, 195.
- [7] Brinks, E., 1990, in *The interstellar medium in galaxies*, ed. by H. A. Thonson and J. M. Shall (Kluwer Academic Publishers, Netherlands), p. 39.
- [8] Bruchweiler, F. G., Gull, T., Kafatos, M. & Sofia, S., 1980, *Astrophys. J.* **238**, L27.
- [9] Caldwell, J. A. P. & Ostriker, J. P., 1981, *Astrophys. J.* **251**, 61.
- [10] Castor, J., McCray, R. & Weaver, R., 1975, *Astrophys. J.* **200**, L107.
- [11] Chu, Y.-H. & Mac Low, M.-M., 1990, *Astrophys. J.* **365**, 510.
- [12] Colomb, F. R., Pöppel, W. G. L. & Heiles, C., 1980, *Astron. Astrophys. Suppl.* **40**, 47.
- [13] Cowie, L. & McKee, C., 1977, *Astrophys. J.* **211**, 135.
- [14] Cox, D. P., 1991, in *IAU Symposium No.147*, ed. E. Falgarone et al., 3.
- [15] Cox, D. P. & Smith, B. W., 1974, *Astrophys. J.* **189**, L105.
- [16] Dehnen, W., 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **265**, 250.
- [17] Deul, E. R. & den Hartog, R. H., 1990, *Astron. Astrophys.* **229**, 362.
- [18] Deul, E. R. & van der Hulst, J. M., 1987, *Astron. Astrophys. Suppl.* **67**, 509.
- [19] Dickey, J. M. & Lockman, F. J., 1990, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **28**, 215.
- [20] Djorgovski, S., 1987, in *Nearly Normal Galaxies*, ed. S. Faber, Springer-Verlag, NY, p. 227.
- [21] Dopita, M. A., Mathewson, D. S. & Ford, V.L., 1985, *Astrophys. J.* **297**, 599.
- [22] Doroshkevich, A. G. & Shandarin, S. F., 1978, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **184**, 643.

- [23] Elmegreen, B. G., 1987, in IAU Symposium No.115, ed. M. Peimbert and J. Jugaku (Dordrecht, Reidel), p. 457.
- [24] Elmegreen, B. G., 1991, in CTS Workshop No.1 "Evolution of interstellar matter and dynamics of galaxies", Prague.
- [25] Elmegreen, B. G. & Elmegreen, D. M., 1978, *Astrophys. J.* **220**, 1050.
- [26] Franco, J. & Cox, D. P., 1986, *Publ. Astron. Soc. Pacific.* **98**, 1076.
- [27] Gaetz, T. J. & Salpeter, E. E., 1983, *Astrophys. J. Suppl.* **52**, 155.
- [28] Heiles, C., 1979, *Astrophys. J.* **229**, 533.
- [29] Heiles, C., 1984, *Astrophys. J. Suppl.* **55**, 585.
- [30] Heiles, C. & Habing, H. J., 1974, *Astron. Astrophys. Suppl.* **14**, 1.
- [31] Helou, G. & Salpeter, E. E., 1982, *Astrophys. J.* **252**, 75.
- [32] Igumentshchev, I. V., Shustov, B. M. & Tutukov, A. V., 1990, *Astron. Astrophys.* **234**, 396.
- [33] Issa, M. R., et al., 1990, *Astron. Astrophys.* **236**, 237.
- [34] Jungwiert, B. & Palouš, J., 1994, *Astron. Astrophys.* **287**, 55.
- [35] Kashikawa, N. & Okamura, S., 1992, *Publ. Astron. Soc. Jap.* **44**, 493.
- [36] Kellman, S. A., *Astrophys. J.* **175**, 353.
- [37] Koo, B.-C., Heiles, C. & Reach, W. T., 1992, *Astrophys. J.* **390**, 108.
- [38] Kuijken, K. & Gilmore, G., 1989, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **239**, 571.
- [39] Lockman, F. G., Hobbs, L. M. & Shull, J. M., 1986, *Astrophys. J.* **301**, 380.
- [40] Mac Low, M.-M. & McCray, R., 1988, *Astrophys. J.* **324**, 776.
- [41] Mac Low, M.-M., McCray, R. & Norman, N. L., 1989, *Astrophys. J.* **337**, 141.
- [42] Mac Low, M.-M., Norman, M. L. & McCray, R., 1988, in IAU Colloq. 101. (Cambridge), p. 461.
- [43] Mashchenko, S. Ya. & Silich, S. A., 1994, in *Numerical Simulations in Astrophysics*, edited by J. Franko, S. Lizano, L. Aguilar and E. Daltabuit (Cambridge Univ. Press, Cambridge), p. 202.
- [44] McCray, R., 1988, in *Supernova Remnants and the Interstellar Medium*, edited by R. Rogerand and T. Landecker (Cambridge Univ. Press, Cambridge), p. 447.
- [45] McCray, R. & Kafatos, M., 1987, *Astrophys. J.* **317**, 190.
- [46] McKee, C. F. & Ostriker, J. P., 1977, *Astrophys. J.* **211**, 135.

- [47] Meaburn, J., 1980, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **192**, 365.
- [48] Ostriker, J. P. & Cowie, L. L., 1981, *Astrophys. J.* **243**, L127.
- [49] Pacholszyk, A. G. *Radio Astrophysics*. W. H. Freeman & Co., San Francisco, 1970.
- [50] Palouš, J., 1990, in *The Interstellar Disk-Halo Connection in Galaxies*, ed. H. Bloemen (Srerrewacht, Leiden), p. 101.
- [51] Palouš, J., 1991, in *CTS Workshop No.1 "Evolution of interstellar matter and dynamics of galaxies"*, Prague, 7.
- [52] Palouš, J., Franco, J. & Tenorio-Tagle, G., 1990, *Astron. Astrophys.* **227**, 175.
- [53] Peebles, P. J. E., 1969, *Astrophys. J.* **155**, 393.
- [54] Puche, D. & Westpfahl, D., 1995 (in press).
- [55] Puche, D., Westpfahl, D., Brinks, E. & Roy, J-R., 1992, *Astron. J.* **103**, 1841.
- [56] Reynolds, R. J., 1989, *Astrophys. J.* **339**, L29.
- [57] Shaver, P. A., McGee, R. X., Linette, M. N. et al., 1983, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **204**, 53.
- [58] Shull, J. M., 1993, in *Massive Stars: Their Lives in the Interstellar Medium (ASP Conference Series, Vol.35)*, edited by J.P. Cassinelli and E.B. Churchwell, 327.
- [59] Silich, S. A., 1992, *Astrophys. Space Sci.* **195**, 317.
- [60] Silich, S. A., Franco, J., Palouš, J. & Tenorio-Tagle, G. 1995, *Astrophys. J.* (accepted).
- [61] Silich, S. A., Mashchenko, S. Ya., Tenorio-Tagle, G. & Franco, J., 1996, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*
- [62] Smith, B. W., 1977, *Astrophys. J.* **211**, 404.
- [63] Solomon, P. M. & Sanders, D. B., 1980, in *Giant molecular clouds in the Galaxy. Third Gregynog Astrophysics Workshop*. Pergamon press, p. 41.
- [64] Tenorio-Tagle, G. & Palouš, J., 1987, *Astron. Astrophys.* **186**, 287.
- [65] Tenorio-Tagle, G., Rozyczka, M. & Bodenheimer, P., 1990, *Astron. Astrophys.* **237**, 207.
- [66] Tomisaka, K. & Ikeuchi, S., 1981, *Astrophys. Space Sci.* **78**, 273.
- [67] Tomisaka, K. & Ikeuchi, S., 1986, *Publ. Astron. Soc. Jap.* **38**, 697.
- [68] Tomisaka, K. & Ikeuchi, S., 1988, *Astrophys. J.* **330**, 695.
- [69] Unwin, S. C., 1983, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **205**, 773.
- [70] Vallee, J. P., 1994, *Astrophys. Space Sci.* **220**, 243.
- [71] Walterbos, R. A. M. & R. Kennicutt C., Jr., 1988, *Astron. Astrophys.* **198**, 61.

- [72] Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P. & Moore, R., 1977, *Astrophys. J.* **218**, 377.
- [73] Weaver, H. & Williams, D. R. W., 1973, *Astron. Astrophys. Suppl.* **8**, 1.
- [74] Wouterloot, J. G. A., Brand, J., Burton, W. B. & Kwee, K. K., 1990, *Astron. Astrophys.* **230**, 21.
- [75] Zeldovich, Ya. B., 1970, *Astron. Astrophys.* **5**, 84.
- [76] Аведисова В. С., 1971, *Астрон. журн.* **48**, 894.
- [77] Аршуткин Л. Н., Колесник И. Г., 1984, *Астрофизика.* **21**, 147.
- [78] Аршуткин Л. Н., Колесник И. Г. *Строение и эволюция областей звездообразования.* Киев: Наукова думка. 1990. С.103–160.
- [79] Бисноватый-Коган Г. С., Блинников С. И., 1982, *Астрон. журн.* **59**, 876.
- [80] Бисноватый-Коган Г. С., Силич С. А., 1991, *Астрон. журн.* **68**, 749.
- [81] Бочкарев Н. Г., 1987, *Астрон. журн.* **64**, 38.
- [82] Ефремов Ю. Н., 1978, *Письма в Астрон. журн.* **4**, 125.
- [83] Игуменцев И. В., Тутуков А. В., Шустов Б. М., 1990, *Научн. информ. Астрон. совета АН СССР.* **68**, 21.
- [84] Имшенник В. С. *Численные методы в физике плазмы.* М.:Наука, 1977, 453 с.
- [85] Караченцев И. Д., 1989, *Астрон. журн.* **66**, 907.
- [86] Каплан С. А., Пикельнер С. Б. *Межзвездная среда.* М.:Физматгиз, 1963, 530 с.
- [87] Лозинская Т. А. *Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом Галактики.* М.:Наука, 1986, 386 с.
- [88] Лозинская Т. А., Ситник Т. Г., 1988, *Письма в Астрон. журн.* **14**, 240.
- [89] Мащенко С. Я., Силич С. А., 1994, *Астрон. журн.* **71**, 237.
- [90] Мащенко С. Я., Силич С. А., 1995, *Астрон. журн.* **72**, 660.
- [91] Мащенко С. Я., Силич С. А., 1996, *препринт ГАО–96–2Р*, Киев, 21 с.
- [92] Седов Л. И. *Методы подобия и размерности в механике.* М.:Наука, 1987, 430 с.
- [93] Силич С. А. *Строение и эволюция областей звездообразования.* Киев: Наукова думка, 1990. С.161–202.
- [94] Силич С. А., 1991, *Препринт/АН УССР. ИТФ – 91-42Р*, Киев, 24 с.
- [95] Силич С. А., Фомин П. И., 1983, *Доклады Академии наук СССР.* **268**, 861.