

Л.С. МАРОЧНИК, А.А. СУЧКОВ

ГАЛАКТИКА



"Вид с ребра" на Галактику. Такой ее должен видеть внешний наблюдатель согласно выполненным на компьютере расчетам Дж. Бакола и Р. Солейры

МОСКВА "НАУКА"
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1984

Марочник Л.С., Сучков А.А. Галактика. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1984. — 392 с.

Монография, посвященная нашей звездной системе, имеет целью дать о ней по возможности полную информацию как наблюдательного, так и теоретического характера. Рассмотрены морфология, динамика, эволюция, возраст, химический состав всех звездных подсистем, исследуются проблемы короны, приводятся модели Галактики. Рассказывается о происхождении в Галактике химических элементов, о возможных путях динамической и химической эволюции ее населения, о звездообразовании. Излагается проблема спиральной структуры и ряд других вопросов. Монография содержит не только справочные данные о Галактике, но и современную систему взглядов на ее динамику и эволюцию.

Илл. 122, табл. 26, библ. 773.

Рецензент
доктор физико-математических наук
А.Д. ЧЕРНИН

Леонид Самойлович Марочник,
Анатолий Александрович Сучков

ГАЛАКТИКА

Редактор Г.А. Пономарева
Технический редактор В.В. Лябедьева
Корректоры Т.В. Обод, Т.А. Печко

Набор осуществлен в издательстве
на наборно-печатющих автоматах

ИБ № 12015

Сдано в набор 02.03.84. Подписано к печати 26.06.84
Т-14391. Формат 60 x 90 1/16. Бумага офсетная № 1
Гарнитура Универс. Печать офсетная
Усл. печ. л. 24,5. Усл. кр.-отт. 24,5. Уч.-изд. л. 31,77
Тираж 3300 экз. Тип. зак. 248
Цена 5р. 10к.

Издательство "Наука"
Главная редакция физико-математической литературы
Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

4-я типография издательства "Наука"
630077, Новосибирск, 77, ул. Станиславского, 25

© Издательство "Наука"
Главная редакция
физико-математической
литературы, 1984

М 1705060000 — 120
120-84
063 (02) -84

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	9
Введение	11
1. Общая характеристика Галактики	15
2. Населения и подсистемы	15
3. Динамика и эволюция. Спиральная структура	18
Глава I. Проблемы возраста и химического состава населения Галактики	25
§ 1. Возраст и химический состав звезд	26
1. Эволюция звезд. Диаграмма Герцшпрунга—Рессала (ГР)	26
2. Эффекты возраста и химического состава на диаграмме ГР	28
3. Определение возраста звезд	32
4. Спектральные и фотометрические измерения химического состава	33
§ 2. Происхождение и распространенность химических элементов	36
1. Нуклеосинтез в звездах	37
2. Источники тяжелых элементов: сверхновые I и II типа	39
3. Гелий	42
4. Дейтерий и литий	44
5. CNO-элементы	47
6. Четные и нечетные элементы. Элементы s- и p-процесса	48
7. Содержание элементов на Солнце	49
Глава II. Гало	50
§ 3. Шаровые скопления (ШС)	50
1. Химический состав и распределение металличности	51
2. Связь пространственного распределения и кинематики с химическим составом	54
3. Возраст	57
4. Происхождение шаровых скоплений и экстремального населения гало	59
§ 4. Звезды гало	61
1. Субкарлики	62
2. Химический состав и распределение металличности звезд поля гало и старого населения диска	64
3. Пространственное распределение, орбиты и кинематика	67
4. Возрасты населения гало и диска	71
5. Дискретность многокомпонентной структуры Галактики	72
6. Градиент металличности в гало	73
§ 5. Коллапс протогалактики и формирование гало	74
1. Ограничения на свойства коллапса протогалактики, вытекающие из статистики галактических орбит звезд	76
2. Ограничения на раннюю историю звездообразования, вытекающие из многокомпонентной структуры Галактики	81
3. История звездообразования, обогащения и формирования подсистем Галактики. Активные фазы эволюции	82
	5

6. Эффективный выход металлов, НФМ и соотношение масса—металличность для галактик	223
Глава V. Динамика Галактики	227
§ 14. Звездная динамика	227
1. Общие сведения	227
2. Звездно-звездные сближения	228
3. Бесстолкновительная звездная динамика	230
4. Теория галактического вращения. Формулы Оорта	233
5. Эпициклическое движение. Звездный дрейф	235
6. Динамика звезд диска, основанная на интегралах движения. Шварцшильдовское распределение пекулярных скоростей	238
7. Звездная "гидродинамика". Асимметрия звездных движений	239
8. Бесстолкновительная гидродинамика галактического диска	245
§ 15. Коллективные движения звезд	250
1. Природа коллективных взаимодействий	250
2. Малые возмущения сплошной среды. Критерий Джинса	251
3. Малые возмущения в бесстолкновительной системе. Волны звездной плотности	254
§ 16. Релаксация	258
1. Проблема релаксации	259
2. Релаксация на облаках межзвездного газа	261
3. Релаксация в нестационарном гравитационном поле	261
Глава VI. Спиральная структура	265
§ 17. Проблема спиральной структуры	265
1. Наблюдательные данные о строении спиральных галактик	266
2. Проблемы и идеи в теории спиральной структуры	270
3. Волны плотности в модели бесконечно тонкого диска. Элементарная теория	273
§ 18. Теория волн плотности	288
1. Волны плотности в модели бесконечно тонкого звездного диска	288
2. Волны плотности в модели бесконечно тонкого диска, состоящего из вращающейся и невращающейся подсистем	295
3. Глобальные моды	299
4. Механизмы возбуждения и поддержания волн плотности	299
5. Поддержание волн плотности неустойчивостями	301
6. Обмен энергией, импульсом и угловым моментом между звездами и волнами плотности	303
§ 19. Теоретические модели спиральной структуры	306
1. Коротковолновая мода	306
2. Длинноволновая мода	313
§ 20. Волны плотности и газовая составляющая Галактики. Галактические ударные волны	321
1. Движение межзвездного газа в волнах плотности	323
2. Изотермическая стационарная ударная волна	324
3. Нестационарное движение газа. Эффекты собственной гравитации	326
4. Эффекты тепловых процессов. Формирование облаков МЗС, аккреционная волна, трехфазное течение	329
5. Эффекты тепловых процессов и самогравитации газа	337
§ 21. Спиральная структура Галактики по данным наблюдений	339
1. Наблюдательные данные о спиральной структуре. "Фундаментальная" и "визуальная" спиральная структура	339
2. Оптические индикаторы спиральной структуры: зоны HII, OB-звезды, сверхгиганты, цефеиды, пульсары, рассеянные скопления. Излучение в линии 21 см. Распределение нейтрального водорода	342
3. Излучение в линии 21 см. Распределение нейтрального водорода	348
4. Гамма-излучение. Дековолюция долготного профиля излучения диска Галактики	352

Глава III. Диск и центр Галактики	87
§ 6. Звездные населения диска	87
1. Статистика звездных населений	88
2. Распределение звезд на главной последовательности	91
3. Вертикальная структура диска	94
4. Пульсары	96
5. Рассеянные скопления	98
§ 7. Кинематика	100
1. Связь кинематики с эволюционными характеристиками звезд	102
2. Эллипсоид скоростей	105
3. Асимметрия звездных движений	109
4. Звездные потоки	110
5. Проблема релаксации и происхождения кинематических свойств населений Галактики	111
§ 8. Химический состав, структура и происхождение диска	114
1. Наблюдательные данные о химическом составе звезд диска	114
2. Распределение металличности F-, G- и K-карликов	116
3. Парадокс F-G-карликов	120
4. Планетарные туманности (ПТ)	122
5. Распределение металличности красных гигантов	123
6. "Химическая структура" диаграммы ГР и возраст диска Галактики	126
7. Структура и происхождение подсистем диска	131
8. Радиальный градиент содержания тяжелых элементов	135
§ 9. Межзвездная среда (МЗС)	139
1. Структура межзвездной среды	140
2. Молекулярный водород	142
3. Пыль и межзвездное поглощение	146
4. Тепловые процессы и двухфазная модель МЗС	147
5. Газовый диск, высокоскоростные облака, Магелланов поток	151
§ 10. Центр Галактики	153
1. Звездный балдж и газовый диск	154
2. Происхождение балджа. Соотношение светимости—дисперсия скоростей	157
3. Центральные парсек	159
4. Химический состав ядра Галактики	165
Глава IV. Крупномасштабная структура и эволюция Галактики	167
§ 11. Модели строения Галактики	167
1. Модели Галактики	169
2. Распределение массы и геометрия диска	174
3. "Внутреннее гало": неустойчивость Острикера—Пиблса и скрытая масса	174
4. Корона: "плоские" кривые вращения и скрытая масса	177
§ 12. Звездобразование	180
1. Формирование звезд из газового облака и природа величины звездной массы	180
2. Гравитационная неустойчивость и проблема фрагментации	183
3. Тепловая неустойчивость и фрагментация. Природа величины средней плотности звездной системы	185
4. Триггерные и инициирующие механизмы звездообразования	190
5. Подавление звездообразования и химическая эволюция	194
§ 13. История звездообразования и химическая эволюция	197
1. Начальная функция масс (НФМ)	200
2. Скорость звездообразования (СЗО)	204
3. Возрасты звездных населений	209
4. Эволюция звездного состава, цвета и светимости	210
5. Химическая эволюция	214

ПРЕДИСЛОВИЕ

В нашей литературе существует ряд книг, посвященных Галактике в целом или отдельным проблемам ее строения. Общие вопросы структуры и эволюции нашей звездной системы рассмотрены в книгах Паренго (1954), Каплана и Пикельнера (1963; 1979), Куликовского (1978). Представление о месте нашей Галактики в мире других галактик дает книга Воронцова-Вельяминова (1972). В монографиях Огородникова (1963), Поляченко и Фридмана (1976) детально рассмотрена динамика звездных систем. Замечательное изложение вопросов строения, происхождения и эволюции звезд представляет собой книга Шкловского (1984). Фундаментальные монографии посвящены межзвездной среде (Каплан и Пикельнер, 1979), шаровым и рассеянным звездным скоплениям (Холопов, 1981). В книге Гинзбурга (1981) изложена проблема космических лучей в Галактике и высокоэнергетических явлений, связанных с рентгеновским и гамма-излучением, с ультрарелятивистскими частицами. Эти проблемы рассмотрены также в книге Озерного и др. (1973). Происхождению галактик посвящены капитальные монографии Зельдовича и Новикова (1975), Гуревича и Чернина (1978).

Среди зарубежных книг о Галактике, вышедших в последние годы, отметим книгу "Млечный Путь" (Бок и Бок, 1981), выдержавшую пять переизданий, монографию "Галактическая астрономия: структура и кинематика" (Михалас и Бинни, 1981).

Быстрое развитие астрономии и астрофизики в последнем десятилетии в огромной степени обогатило и углубило наши представления о Галактике. Возникли новые идеи и направления исследований, были обнаружены новые типы объектов, широким потоком хлынула информация о Галактике в инфракрасном, рентгеновском и гамма-диапазонах излучения. В итоге сейчас все больше ощущается настоятельная необходимость целостного изложения картины строения и эволюции Галактики, соответствующего нынешнему уровню знаний. Особенно много результатов за последнее время было получено в области изучения химического состава и химической и динамической эволюции Галактики, в области исследований спиральной структуры и межзвездной среды; большой сдвиг произошел в решении проблемы звездообразования. Разумеется, это точка зрения авторов, которая не может быть беспристрастной, поскольку авторы сами работают в этих областях галактической астрономии.

Вместе с тем, есть основания считать, что объективная ситуация в значительной степени такова. Свидетельство тому — целый ряд симпозиумов и коллоквиумов МАС, полностью или в подавляющей степени посвященных этим разделам физики Галактики (Коллоквиум № 45 (1977) "Химическая и динамическая эволюция Галактики"; Симпозиум МАС № 75

5. Синхротронное радиоизлучение	358
6. Инфракрасное излучение	360
7. Поле скоростей звезд. Динамические и геометрические характеристики спиральной структуры	362
8. Миграция звезд	366
§ 22. Солнечная система в Галактике	367
1. Аномальное содержание изотопов плутония, иода и алюминия в Солнечной системе	368
2. Связь аномалий химического состава Солнечной системы с прохождением спиральных волн плотности	371
3. Космогонический сценарий происхождения Солнечной системы	374
Список сокращений терминов	377
Литература	378

(1977) "Звездобразование"; Симпозиум МАС № 84 (1979) "Крупномасштабная структура Галактики" и др.) Это обстоятельство и определило основные акценты в настоящей книге. Целый ряд важных для галактической астрономии проблем, освещенных в указанных выше советских и зарубежных монографиях, мы лишь затронули.

Мы искренне благодарим И.С. Шкловского, без поддержки которого эта книга не увидела бы свет. Мы глубоко благодарны нашим коллегам Ю.Н. Ефремову, Н.С. Кардашеву, Л.М. Озерному, Е.Д. Павловской, В.И. Слышу, А.Д. Чернину, прочитавшим отдельные разделы книги и высказавшим ряд ценных замечаний. Мы благодарны Дж. Баколу, приславшему по нашей просьбе компьютерную "фотографию" Галактики, помещенную на фронтисписе. Большую помощь в подготовке рукописи к печати нам оказали В.А. Марсаков, Ю.Г. Шевелев, М.Б. Энтель. Мы благодарны сотрудникам отдела научно-технической информации Института космических исследований АН СССР Э.В. Воронцовой и С.Н. Штейну и сотрудникам кафедры астрофизики Ростовского университета А.Ф. Зуевой и А.В. Мишустинной за помощь в оформлении рукописи.

ВВЕДЕНИЕ

Наша Галактика (Млечный Путь) относится к распространенному классу спиральных галактик типа Sb или Sc по классификации Хаббла. Эти звездные системы характеризуются сложной многокомпонентной структурой. В первую очередь в них выделяется яркий диск, и потому S-галактики часто называют дисковыми. Диск погружен в слабосветящуюся сферическую подсистему — гало. В центре галактики находится плотное сфероидальное сгущение звезд — балдж.

От центральной области диска к периферии отходят спиральные ветви, в которых преимущественно сконцентрированы самые яркие звезды галактики. Ветви излучают иногда до 80% всего света звездной системы, поэтому они оказываются наиболее характерной видимой особенностью спиральных галактик. Часто диск пересечен проходящим через его центр уплотнением звезд — перемычкой (баром), от которой отходят спиральные рукава (SB-галактики). Ряд фактов указывает на то, что и в центре нашей Галактики, возможно, есть перемычка.

В целом Галактика должна быть похожа на такие звездные системы как NGC 4565 и NGC 1232 (рис. 1).

Начало истории открытия и исследования Галактики следует связать, по-видимому, с именем Гершеля (подробная хронология истории звездной и галактической астрономии дана в книге Куликовского, 1978). В конце 18 века, на основе подсчетов большого числа звезд, Гершель построил первую модель Млечного Пути. Эта модель еще далека от современной, но она уже имеет некоторые ее черты: уплощенность звездной системы, расположение Солнца на периферии системы, в плоскости ее симметрии. Надо заметить, что еще Райт в 1750 г. предположил, что Млечный Путь — это гигантский диск, образованный звездами. Однако его гипотеза, предвосхищая современные представления, была чисто умозрительной, тогда как модель Гершеля имела наблюдательную основу.

Истинное открытие Галактики как физического объекта состоялось только в 20-х годах нашего столетия. В 1924 г. Хаббл разрешил на звездах ближайшие спиральные туманности, которые оказались гигантскими звездными системами. Так было установлено, что Галактика является лишь одним из множества подобных ей огромных звездных миров. В 1924–1926 гг. было открыто вращение Галактики. К выводу о вращении пришел Стремберг, и параллельно с ним Оорт, в результате исследования явления асимметрии звездных движений. В это же время Линдблад начал разрабатывать свою идею о том, что Галактика состоит из ряда подсистем, вращающихся вокруг общей оси с разной скоростью.

Следующий важный шаг связан с открытием Бааде (1944) двух типов звездных населений. Оно стало основой, из которой выросла картина эволюции Галактики.

В 1951 г. Морган с сотрудниками обнаружили, что рассеянные скопления с OB-звездами в пределах 2–3 кпк от Солнца образуют три узкие полосы, которые можно рассматривать как части спиральных ветвей.

Почти одновременно, в 1952 г. предположение о существовании спиральной структуры в Галактике подтвердили Оорт и другие голландские астрономы. По данным об излучении водорода в линии 21 см они установили характер распределения межзвездного газа в Галактике, и пришли к выводу, что газ сосредоточен в спиральных ветвях.

К концу 50-х годов трудами Хойла, М. Шварцшильда, Оорта и других астрономов была создана общая картина эволюции Галактики, объясняющая установленные к этому времени связи между возрастами, пространственным расположением, химическим составом, кинематикой и другими характеристиками звездных населений.

Последние 10 — 15 лет развитие исследований Галактики происходило стремительными темпами. В огромной степени возрос объем наблюдательной информации, были открыты новые явления и объекты, возникли новые идеи и направления исследований. К важным достижениям этого периода надо отнести открытие и результаты изучения населения пульсаров, гамма-излучения галактического диска, молекулярных облаков. Стала вырисовываться структура центральной части Галактики. Здесь обнаружился огромный дефицит газа в области $R < 4$ кпк ("дыра" в газовом диске Галактики), а ближе к центру, в области $R < 600 - 700$ пк, мощный газовый диск. В самом центре открыты многочисленные сильные источники инфракрасного излучения и радиоизлучения. Здесь, возможно, находится черная дыра — пожалуй, наиболее удивительный объект Галактики.

Все более утверждается представление о новой, и притом наиболее массивной компоненте Галактики — короне, с массой $M = 7 - 10 \cdot 10^{11} M_{\odot}$.

Много нового стало известно о спиральной структуре. Существование самой структуры подтверждается теперь данными гамма-астрономии и радиоастрономическими исследованиями в непрерывном спектре; положение спиральных ветвей сейчас очень хорошо определяется приблизительно в половине галактического диска гигантскими зонами HII; в несколько меньшем масштабе почти такие же ветви обрисовывают яркие пульсары. Следует отметить также результаты по определению скорости вращения спирального узора, гравитационного поля ветвей, геометрических параметров спиральной структуры и других ее характеристик. Эти результаты сами по себе представляют большой интерес; кроме того, они оказались полностью согласующимися с выводами теории спиральных волн плотности, которая стала важнейшим элементом современной теории галактик.

Сильный толчок изучению эволюции Галактики дали результаты исследования ее химического состава. Отметим некоторые из них: дефицит малометаллических звезд, дискретность распределения металличности звезд и радиальный градиент содержания тяжелых элементов в Галактике, скачки пространственно-кинематических характеристик, рассматриваемых в зависимости от химического состава. Эти результаты потребовали значительного пересмотра взглядов на историю звездообразования и обогащения Галактики тяжелыми элементами, на характер формирования "звездной Галактики" из начального газового состояния. С другой стороны, они стимулировали переход от качественных эволюционных представлений к количественным моделям, к количественному описанию эволюции Галактики. Этот переход к количественной теории, осуществившийся в 70-х гг., безусловно является важнейшим моментом в истории исследования нашей звездной системы и галактик вообще.

Галактика как объект исследования обладает особой спецификой, выделяющей ее среди многих разделов астрофизики (впрочем, это относится к науке о галактиках вообще). Это связано со следующим. Галактика включает в себя в виде составных элементов огромное количество

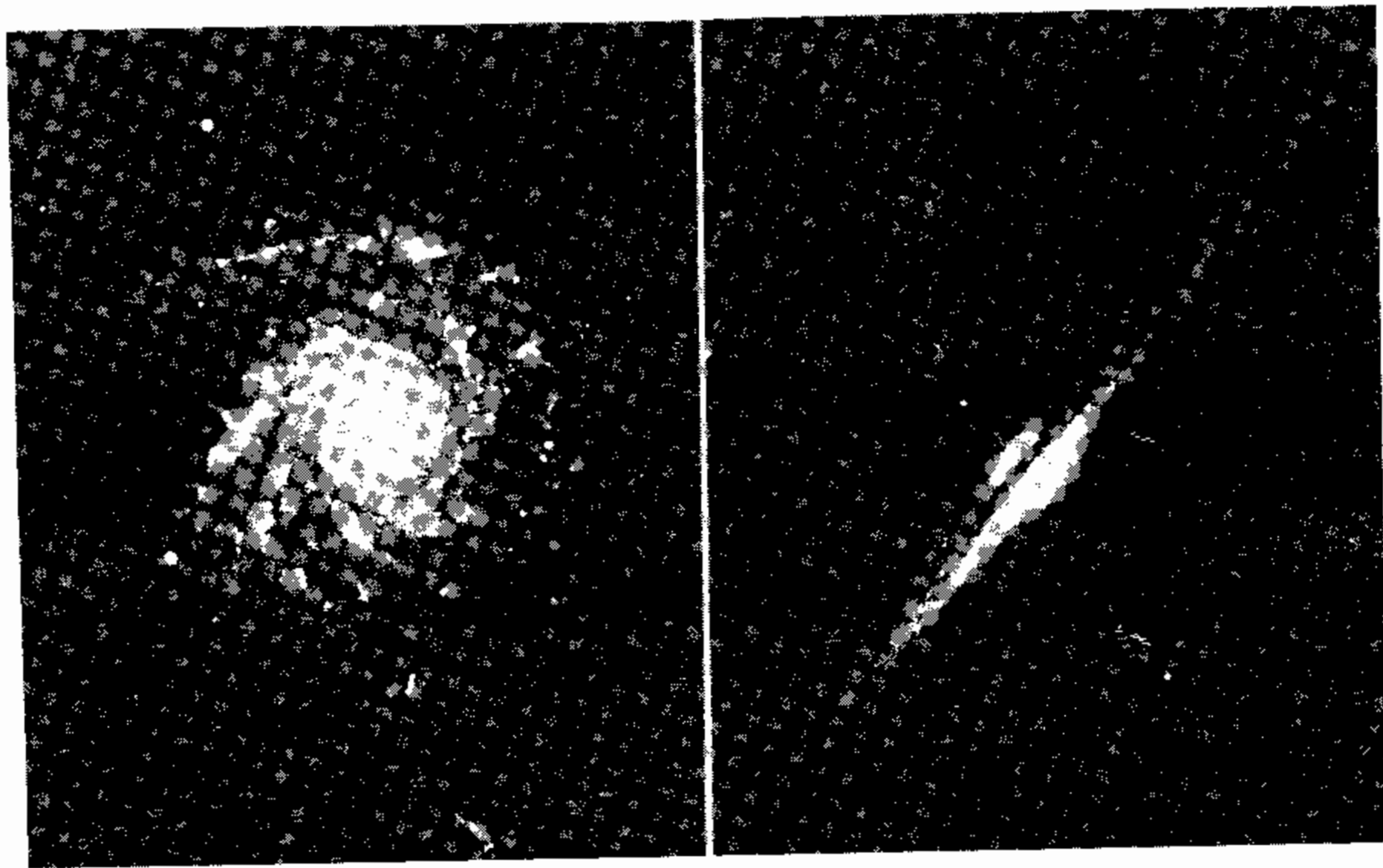


Рис. 1. Фотографии спиральных галактик NGC 4565, видимой с "ребра", и NGC 1232, видимой "плоско". Эти системы считаются похожими на нашу Галактику.

самых разных форм вещества. Разнообразие населяющих ее объектов поражает воображение. В первую очередь, разумеется, это различные звезды, дающие основной вклад в наблюдаемую массу Галактики. В гало находятся шаровые звездные скопления, в диске — рассеянные скопления; здесь же пульсары, инфракрасные, рентгеновские и гамма-источники, межзвездный газ в различных формах, пыль, магнитные поля, космические лучи. Все эти компоненты представляют собой не механическую смесь разнородных объектов, а образуют в каком-то смысле единый, "живой организм". Звезды рождаются из облаков межзвездного газа и пыли, и в свою очередь поставляют газ и пыль в межзвездную среду. Само состояние межзвездного газа — его облачная структура, распределение в диске и т. д. — определяется коллективными свойствами звездного диска в целом, а именно, спиральными волнами гравитационного потенциала. Далее, процесс рождения звезд зависит не только от свойств газа, но и от межзвездных магнитных полей, космических лучей. В свою очередь, космические лучи производятся звездной компонентой диска, а именно, сверхновыми. И так далее.

В результате различные компоненты Галактики образуют сложную, многоуровневую систему, которая живет и развивается как целое по своим законам. Изучение такой системы имеет особенности, похожие на те, с которыми приходится сталкиваться, например, в биологии, когда на основе знаний о строении и функциях отдельных органов или систем живого организма пытаются понять, как он "запрограммирован" природой — как он функционирует и развивается в целом. Мы пытаемся понять происхождение, развитие, строение Галактики, ее отдельных компонент, исходя из знаний о строении и эволюции звезд, физических свойствах и процессах в межзвездной среде, динамике гравитирующих систем, процессах производства тяжелых элементов и т. д. Мы хотим получить ответы на такие, например, вопросы: почему Галактика имеет именно те размеры, плотность, химический состав, которые мы наблюдаем, а не другие? Почему она состоит из нескольких отчетливо разделяющихся подсистем? Почему в ней существует спиральная структура и от чего зависит свойства последней? Что представляла собой Галактика $1 - 2 \cdot 10^{10}$ лет назад, когда в ней рождались первые звезды? Вопросы такого рода как раз и составляют существо физики Галактики. Они могут быть решены только в рамках комплексных моделей, включающих в себя как основные элементы уравнения гравитирующих систем, межзвездной среды, теории звездной эволюции и эволюции химического состава, теории звездобразования и т. д. Эти элементы должны быть связаны между собой физическими и астрономическими идеями о строении и развитии Галактики (имеющими соответствующее математическое выражение). Решить указанные выше вопросы, исходя только из "первых принципов" (законов сохранения и следующих из них уравнений звездной и газовой динамики, звездной эволюции и т. д.), не удастся, так же как не удастся построить теорию живой клетки исходя из уравнений квантовой механики, хотя в обоих случаях принципиальная возможность подхода, основанного на "первых принципах", не кажется невозможной. Так же, как в биологии, чтобы "нащупать" указанные выше идеи, приходится глубоко изучать "анатомию" и "физиологию" нашей звездной системы, т. е. различные свойства ее населений, их взаимодействие друг с другом, структуру системы на разных уровнях. На этом пути сделано немало, уже существуют количественные модели строения и эволюции Галактики. Тем не менее, мы находимся еще в самом начале. Продвижение в этом направлении сдерживается неполнотой, несовершенством составных элементов теории Галактики (например, количественной

теории звездообразования), математической сложностью модели строения и эволюции такой сложной системы и целым рядом нерешенных вопросов, от которых зависят "входные данные" модели. Например: из чего состоит корона Галактики и какова ее масса? Существует ли массивное внутреннее гало, и из чего оно состоит? Где первые звезды Галактики, которые должны состоять только из водорода и гелия? Прогресс наших знаний о том, как устроена, откуда произошла и как эволюционировала Галактика, в равной степени зависит от усилий теоретиков, наблюдателей и тех, "кто соединяет теорию с наблюдениями, чье имя — астрономы" (Кинг, 1977).

1. Общая характеристика Галактики

Чтобы представить место нашей Галактики в мире других галактик, необходимо, в первую очередь, определить ее морфологические характеристики. В классификационной системе Вокулера (1959) к таким характеристикам относятся: класс (спиральная S, эллиптическая E), семейство (обычная спираль A, переходная AB, с перемычкой B), разнородность (кольцевая г, смешанная gs, спиральная s) и стадия вдоль хаббловской последовательности (от a до m). Последняя имеет наибольшую связь с динамическими параметрами галактики, такими как относительная мощность сфероидальной и дисковой компоненты, отношение масса — светимость, доля межзвездного газа и др.

Обзор различных определений морфологического типа Галактики (Вокулер, 1979) подтвердил ее принадлежность к спиральным галактикам типа Sbc. Вокулер (1979) относит ее к нормальным гигантам типа SAB (rs) bc II с массой $M_G \approx 2 \cdot 10^{11} M_\odot$ (без учета массы короны Галактики, $M_C \sim 10^{12} M_\odot$) и с отношением масса — светимость $M_G/L(B) \approx 12,5$ (в солнечных единицах). Приняв двухкомпонентную модель Галактики, включающую сфероидальную составляющую с яркостью, падающей по закону $R^{-1/4}$, и дисковую составляющую с экспоненциально падающей яркостью, он получает для нее яркость в цвете B: $M(B) = -20^m, 1$ (вид "плашмя"), что соответствует светимости $L(B) = 1,6 \cdot 10^{10} L_\odot$. Половину этого излучения дает область с эффективным радиусом $R_e = 5,1$ кпк. Показатель цвета Галактики равен $(B - V) = 0^m, 53$. На долю сфероидальной компоненты приходится 34% от полной светимости Галактики.

Многие пространственные масштабы в Галактике, а вместе с ними ее крупномасштабные характеристики, зависят от принятого расстояния Солнца до ее центра R_0 . До сих пор часто используют рекомендованное Международным астрономическим союзом (МАС) значение $R_0 = 10$ кпк. Обзор многочисленных определений величины R_0 различными методами показал, что они достаточно хорошо согласуются друг с другом, причем большинство методов дают оценки вблизи $R_0 = 8,5$ кпк (Грэхем, 1979).

Динамические характеристики Галактики зависят от принимаемой круговой скорости вращения на расстоянии R_0 . Рекомендованное МАС значение равно $V_0 = 250$ км/с. Более правдоподобное значение, к которому приводит большая часть новейших определений, ближе к $V_0 = 220$ км/с. Угловая скорость вращения на расстоянии R_0 равна $\Omega_0 \approx 25$ км/с · кпк.

2. Населения и подсистемы

Представление о населении галактик ввел Бааде (1944). Первоначально он обратил внимание на то, что в туманности Андромеды разные звезды преимущественно концентрируются в разных частях этой галактики. Красные гиганты тяготеют к ядру, а голубые яркие звезды собраны в основном

в спиральных ветвях. Объекты спиральных ветвей Бааде назвал населением I, а звезды центральных областей — населением II.

Но самое удивительное и важное обнаружилось при дальнейшем исследовании связи между положением звезд в галактике и их физическими свойствами. Сам Бааде, а вслед за ним и другие авторы установили, что вообще многие характеристики звезд, между которыми нет прямой физической зависимости (например, возраст, химический состав, кинематика, орбиты и т. д.), также связаны с положением в галактике и, соответственно, между собой. Наиболее старые объекты (они составляют население II) одновременно бедны тяжелыми элементами, у них велика дисперсия скоростей, они движутся по сильно вытянутому, почти радиальным орбитам. Типичные, хорошо известные представители населения II — это субкарлики, звезды типа RR Лиры, шаровые скопления. В Галактике они образуют сферическую подсистему, или гало, для которой характерна сфероидальная форма, сильная концентрация к центру Галактики, медленное вращение. Объекты меньшего возраста — население I — имеют в десятки раз большее содержание металлов, у них мала дисперсия скоростей, они собраны в диске и движутся по почти круговым орбитам вокруг центра Галактики, образуя быстровращающуюся дисковую подсистему. К населению I относятся звезды главной последовательности, сверхгиганты и большая часть гигантов, межзвездный газ и ряд других объектов.

Классификация населений Бааде со временем усложнилась и видоизменилась; оказалось целесообразным ввести промежуточное население (Кукаркин, 1949), а затем и более тонкое деление объектов на население. Но неизменным осталось самое существенное — связь различных характеристик населений, в основе которой оказалась зависимость этих характеристик от возраста. Эта связь дала ключ к пониманию строения и эволюции Галактики. Она позволила объединять в одно целое историю звездообразования, формирования галактических подсистем с их кинематическими и геометрическими особенностями, обогащение Галактики тяжелыми элементами. В результате наметилась непротиворечивая картина развития нашей звездной системы от стадии протогалактического газового облака до современного состояния с развитой структурой.

Стало ясно, что для изучения строения и эволюции Галактики в первую очередь важны такие характеристики ее населений как их пространственное положение, химический состав, скорости, элементы галактических орбит. Они в наибольшей степени обнаруживают связь с возрастом, указывая тем самым эволюционный статус того или иного типа населения. Часто эти характеристики так и используют — как статистические индикаторы возраста. Это важно, поскольку непосредственно определить сам возраст удается крайне редко и с большой неопределенностью. Чаще всего в качестве индикаторов возраста применяют дисперсию скоростей, средние значения скорости вращения, эксцентриситета орбит, средний модуль расстояния от плоскости диска $\langle |z| \rangle$, содержание тяжелых элементов Z или металличность $[Fe/H]$ (по определению,

$$[Fe/H] = \lg (Fe/H)_* - \lg (Fe/H)_\odot,$$

где первый член относится к данной звезде, второй — к Солнцу, Fe/H обозначает отношение количества атомов железа к количеству атомов водорода). Среди этих параметров химический состав имеет особое значение, являясь основным источником информации о физических условиях в Галактике на разных стадиях ее эволюции. Недаром изучение химического состава звездных населений называют "галактической археологией" (Спинрад, 1976).

Понятие населения, как уже было видно выше, тесно связано с понятием подсистема Галактики. Эти термины зачастую употребляют один вместо другого, говорят о подсистеме, имея в виду совокупность каких-либо одинаковых объектов (например, подсистема шаровых скоплений), и наоборот, говорят о населении, имея в виду структурную составляющую Галактики — диск, гало и т. д. В этих же значениях применяют термины компонента, составляющая Галактики. Обычно эта терминологическая неоднозначность не приводит к недоразумениям. Но мы все же будем употреблять понятие населения преимущественно для обозначения группы объектов, выделенных по каким-либо физическим характеристикам, а подсистемы — для обозначения элемента структуры Галактики.

Итак, население разного возраста образуют в Галактике разные подсистемы, отличающиеся друг от друга своей геометрией, динамикой и другими характеристиками. Возникает вопрос, существуют ли естественные границы между подсистемами или же изменение геометрии, динамики, химсостава и т. д. происходит непрерывно при переходе от старых населений к молодым? В первом случае Галактика должна состоять из дискретного набора подсистем, во втором — деление на подсистемы условно и может проводиться произвольно.

Казалось бы, вопрос чисто академический. Но это не так; он связан с важнейшими особенностями формирования Галактики, с историей ее коллапса, звездообразования и т. д.

Какие подсистемы выделяют в Галактике? Широко известна классификация Оорта (1958). В качестве параметров, по которым выделяются подсистемы, в ней применяются величины $\langle |z| \rangle$, Z и σ_z (дисперсия компоненты скорости по z -координате). Однако четких естественных критериев разделения Галактики по этим характеристикам у Оорта нет. Поэтому еще Шварцшильд (1958) указал, что, если последовательность изменения параметров разных населений, отражающая возрастную последовательность, является непрерывной, то деление на подсистемы "оказывается несколько условным и не может иметь отчетливого смысла".

Из-за этой неопределенности многие авторы предпочитают говорить только о гало и диске (или населении I и II), не привязываясь к конкретной классификации подсистем. При необходимости добавляют понятия — старые и молодые населения гало и диска, промежуточные населения — однако их, как правило, не ограничивают конкретными возрастными и другими рамками.

Недавно появились аргументы в пользу того, что между гало и диском все же существуют естественные границы, разделяющие их по возрасту, химическому составу, параметрам галактических орбит и другим характеристикам (Демарк и Мак-Клюр, 1977; Сучков, 1977а, 1981а; Эгген, 1979). Это разделение обусловлено малочисленностью или даже полным отсутствием звезд и звездных скоплений с параметрами, промежуточными между характерными для диска и гало значениями.

В таблице 1 указаны приблизительные границы некоторых величин для населения гало и диска (σ_R и e относятся только к окколосолнечной окрестности). Не исключено, что эти две подсистемы в свою очередь делаются аналогичным образом каждая на две части.

Таким образом, последовательность изменений возрастов и ряда других характеристик населений Галактики, скорее всего, не является непрерывной, и это придает глубокий физический смысл классификации подсистем.

Наряду с диском и гало целесообразно рассматривать как отдельную подсистему балдж — область с радиусом $R = 600 - 700$ пк, окружающую центр Галактики. Многочисленные данные свидетельствуют о том, что

Таблица 1. Параметры диска и гало Галактики

Подсистема	Возраст t	Металличность [Fe/H]	Дисперсия скоростей σ_R	Эксцентриситет орбиты e
диск	$< 6 - 8$ млрд. лет	> -0.4	$< 60 \text{ км/с}$	< 0.5
гало	$> 10 - 12$ млрд. лет	< -0.6	$> 100 \text{ км/с}$	> 0.6

балдж заметно отличается и от диска и от гало физическими характеристиками звезд, здесь особая кинематика и динамика. Отдельного рассмотрения требует и ядро Галактики ($R \leq 1$ пк). Здесь чрезвычайно велика плотность звезд. Она более чем в 10^7 раз превышает плотность звезд в окрестности Солнца. Динамика этой области, в отличие от остальной части Галактики, определяется парными сближениями звезд, здесь могут иметь место контактные взаимодействия между ними. Для многих галактик характерна сильная активность ядра, природа которой до сих пор не совсем ясна. Это также указывает на необходимость изучения ядра как особой области Галактики.

3. Динамика и эволюция. Спиральная структура

Проблема эволюции Галактики имеет много аспектов. Она включает в себя комплекс вопросов, касающихся динамической эволюции, звездообразования, химической эволюции и происхождения химических элементов. Сюда следует отнести вопросы происхождения подсистем, их кинематических характеристик и эволюции их звездных населений. На первый взгляд эти вопросы слабо связаны. Но при изучении любого аспекта эволюции Галактики они неразделимы. Нельзя, например, понять наблюдаемое распределение тяжелых элементов среди населений Галактики или распределение элементов галактических орбит, не имея представлений о характере сжатия Галактики (в процессе коллапса на ранней стадии ее эволюции) и о характере звездообразования. И наоборот, исследование кинематики звезд, их химического состава позволяют создать адекватную картину динамической эволюции. Последняя должна описать, как первоначально неравновесное протогалактическое газовое облако превратилось в процессе сжатия под действием силы гравитации (коллапса) в уравновешенный центробежными силами диск и уравновешенное пекулярными движениями звезд гало. С другой стороны, именно характер и свойства процесса звездообразования, протекающего на фоне коллапсирующего протогалактического облака, определили в конечном итоге современную структуру Галактики — ее размеры, наличие подсистем, различие пространственных, кинематических и химических характеристик этих подсистем. Тесная связь различных аспектов эволюции Галактики была центральной идеей Коллоквиума МАС № 45 (1977), что отразилось в его названии: "Химическая и динамическая эволюция нашей Галактики".

Теоретически исследование эволюции галактик естественно было бы начинать с картины их формирования в расширяющейся Вселенной. Эта картина должна была бы определить начальные условия задачи. Существующие представления и теории образования галактик подробно изложены в книгах Вейнберга (1975), Зельдовича и Новикова (1975), Мизнера и др. (1977), Гуревича и Чернина (1978), в обзорных статьях Дорошкевича и др. (1976), Озерного (1976), Шандарина и др. (1983).

Детальные расчеты физических условий и параметров вещества в теории происхождения галактик (см., например, Зельдович и Новиков, 1975; Дорошкевич и др., 1976) можно было бы попытаться использовать как основу для формулировки начальных условий задачи об эволюции Галактики. Однако на этом пути мы все еще находимся в самом начале. До сих пор остается справедливым замечание Озерного и др. (1973), что ни одна из существующих теорий образования галактик "... не смогла рассчитать даже для нормальных галактик их эволюцию после формирования".

Поэтому реально картина эволюции строится на основе наблюдательных данных о современном состоянии Галактики. Отталкиваясь от них, мы стремимся воссоздать ее историю, продвигаясь насколько это возможно к началу ее формирования. На эту особенность метода в теории эволюции галактик обращали внимание, например, Озерной (1968), Пиблс (1974). Фундамент теории эволюции образуют, в первую очередь, данные о химическом составе, кинематике, пространственном распределении и элементах галактических орбит различных населений Галактики. Это объясняется тем, что указанные характеристики систематически меняются при переходе от звезд одних возрастов к другим и несут на себе таким образом следы тех условий в Галактике, в которых рождались звезды данного возраста. Изучая распределение этих величин среди объектов различных возрастов, связь этих величин между собой, мы можем восстановить последовательность изменений разных характеристик Галактики со временем, создать картину ее эволюции.

Вплоть до настоящего времени представления о динамической эволюции Галактики основываются на результатах классической работы Эггена и др. (1962). По данным о самых старых звездах в ней была установлена корреляция между эксцентриситетами орбит звезд и содержанием металлов. Анализ этой корреляции привел к выводу, что в ранний период своей эволюции, когда рождались звезды гало, Галактика находилась в состоянии быстрого сжатия — коллапса.

Следует отметить, что звездообразование в сжимающемся газовом протогалактическом облаке рассматривалось во многих предшествующих работах, так что этот элемент являлся почти общепринятым в существовавшей картине ранней динамической эволюции Галактики (см., например, Хойл, 1958; Оорт, 1958; Каплан и Пикельнер, 1963). Однако только начиная с работы Эггена и др. (1962) коллапс протогалактики можно считать наблюдательно установленным фактом.

Последующие исследования, как и работа Эггена и др. (1962), показали что изучение химической и динамической эволюции Галактики требует в первую очередь данных о свойствах самых старых ее населений — субкарликах, шаровых скоплениях и т. д. Это обстоятельство связано с двумя наблюдательными фактами. Во-первых, химический состав населения диска Галактики, которому принадлежит большинство наблюдаемых звезд, изменился за время его существования намного меньше, чем химический состав населения гало, и поэтому в последнем эволюционные эффекты выражены гораздо более ярко. Во-вторых, точно так же эволюционное изменение кинематических параметров и элементов орбит у звезд диска мал по сравнению с вариацией этих параметров у объектов гало. По этой причине естественный разброс значений параметров и разброс, обусловленный ошибками наблюдений, замывает в диске систематические закономерности, связанные с эволюционными эффектами, в гораздо большей степени, чем в гало.

Это различие свойств параметров гало и диска отражает тот факт, что бурный период эволюции Галактики — период, когда в ней рождались

первые звезды, когда она коллапсировала из первоначально обширного, разреженного протогалактического облака, когда в ней образовалась подавляющая часть всего современного содержания тяжелых элементов — этот период завершился до формирования основной массы наблюдаемых звезд — звезд диска. На протяжении всей остальной части своей жизни, вплоть до наших дней, Галактика изменилась мало. Поэтому следы динамической и химической эволюции следует искать в первую очередь в свойствах гало и в сравнении этих свойств со свойствами населений диска. Вплоть до последнего времени здесь имела трудность, остающаяся значительной и сейчас. Это — скудность наблюдательного материала для объектов гало. Поэтому долгое время, пожалуй, единственный существенный результат о химической эволюции состоял в том, что образование подавляющей части металлов в Галактике произошло в течение короткого интервала времени на ранней стадии ее эволюции, а единственный существенный результат о динамической эволюции — вывод о коллапсе в период рождения звезд гало и шаровых скоплений.

При изучении эволюции диска Галактики приходится сталкиваться с другой трудностью. Здесь имеется большое количество наблюдательных данных как о химическом составе, так и о кинематике и элементах орбит звезд. Но, как отмечено выше, на протяжении всей истории диска эти параметры претерпели очень малые изменения. Поэтому извлечение из этих данных систематических закономерностей, обусловленных эволюционными процессами, представляет большие требования к точности и надежности указанных величин, а также к их интерпретации. Не случайно Одуз и Тинсли (1976) в своем обзоре подчеркивали: "Сложность этой области (имеются в виду данные о химическом составе — *J.M.* и *A.C.*) устранима, и может быть мы слишком много уделили места ловушкам, в которые попали многие попытки увидеть здесь какой-то смысл. Наш цинизм возник в связи с тенденциозными работами в этой области, в которых возможные интерпретации данных используются как доказанные факты, а зависящие от моделей величины — как недовуслышанные измеренные числа".

Все эти трудности сильно ограничивают возможность использования существующего наблюдательного материала. Они требуют "тонкой" работы с ним, так как выявление эволюционных эффектов связано с возможностью обнаружения "тонких" деталей в систематическом поведении рассматриваемых величин, — деталей, которые легко замываются ошибками и естественным разбросом параметров. Значительный прогресс на этом пути возможен при использовании современных методов математической статистики, при широком применении численных статистических экспериментов. Впрочем, это относится и к другим разделам галактической астрономии, где приходится иметь дело с большим количеством наблюдательных данных, которые как правило всегда искажены систематическими и случайными ошибками.

Напомним, как проблема химической эволюции Галактики оказалась связанной с вопросами формирования и эволюции Галактики в целом, с вопросами звездообразования и звездной эволюции, с проблемой происхождения химических элементов. К началу шестидесятых годов сложилась ясная картина обогащения Галактики тяжелыми элементами, основанная на теории нуклеосинтеза в массивных звездах (Бэрбидж и др., 1957), теории звездной эволюции и идее о формировании звезд из разреженной межзвездной среды. Качественно картина сводилась к следующему. В результате гравитационной конденсации в Галактике происходит непрерывное превращение некоторой доли межзвездного газа в

звезды. Образующиеся звезды имеют определенное распределение по массам — начальную функцию масс. Звезды с массой, превышающей, скажем, в пять раз массу Солнца быстро эволюционируют — практически мгновенно по сравнению со временем эволюции Галактики, — и в конце эволюции сбрасывают в окружающее пространство значительную часть своей массы, взрываясь, например, как сверхновые. Вместе с этой массой выбрасываются синтезированные в процессе эволюции (и взрыва) звезды тяжелые элементы. Тем самым межзвездная среда обогащается этими элементами, и они уже в готовом виде входят в состав вновь рождающихся звезд. Среди последних звезды с массой порядка солнечной захватывают эти элементы "навсегда", так как время их жизни сравнимо с возрастом Галактики. Химсостав таких звезд отражает химсостав среды в момент их рождения. Звезды же с большими массами вновь быстро эволюционируют, выбрасывая в межзвездную среду (в конце своей эволюции) захваченные при рождении тяжелые элементы вместе с вновь синтезированными.

Таким образом, долгоживущие маломассивные звезды — карлики спектральных классов F—M служат своего рода "верстовыми столбами" на пути химической эволюции Галактики; самые старые из них дают нам представление о химическом составе Галактики в начале ее истории, и изменение химсостава при переходе к более молодым звездам отражает картину изменения химсостава Галактики со временем, картину ее химической эволюции.

Эта схема обогащения позволяет оценить долю долгоживущих звезд в данном интервале металличности (под металлами или металличностью звезд в дальнейшем мы будем понимать, как это сейчас принято, не только содержание железа или элементов группы железа, но вообще содержание элементов тяжелее водорода и гелия). Сравнивая такие оценки с наблюдаемым распределением звезд по металличности, можно проверить нашу картину обогащения, и тем самым проверить заложенные в ней идеи об эволюции Галактики, звездообразовании, эволюции звезд и происхождении химических элементов.

Отсюда ясно, как велика роль изучения распределения тяжелых элементов среди населений Галактики для понимания этих фундаментальных вопросов. И, действительно, как будет видно ниже, данные о распределении металлов среди звезд уже заставили изменить здесь многие идеи. Во всяком случае, ни одно из оснований в обсуждавшейся картине химической эволюции Галактики не осталось незатронутым в последние годы.

Ключ к пониманию динамики Галактики заключен в природе гравитационных коллективных взаимодействий звезд.

Оставляя в стороне вопрос о галактической короне, можно сказать, что основная часть массы Галактики приходится на долю звезд. Весь коллектив движущихся каким-либо образом звезд создает гравитационное поле, управляющее в свою очередь движением каждой из них. Таким образом, движение и распределение звезд определяет гравитационное поле в Галактике в пространстве и во времени, а поле определяет распределение и движение звезд. Такое гравитационное поле называют самосогласованным.

Везде, за исключением малой области в центре Галактики, парные взаимодействия звезд отсутствуют. Поэтому в литературе часто называют звездные системы, подобные Галактике, бесстолкновительными. Межзвездного газа и пыли в Галактике мало. Они не дают ощутимого вклада в общее гравитационное поле нашей звездной системы. Их динамику обычно рассматривают в гравитационном поле, "заданном звездами".

То обстоятельство, что наша Галактика является бесстолкновительной звездной системой, находящейся в самосогласованном (собственном) поле тяготения, было известно уже в начале века Джинсу, Шарлье, Карлу Шварцшильду, Эддингтону. Уже тогда было известно, что самосогласованное описание динамических процессов в Галактике может быть достигнуто совместным решением системы уравнений Больцмана (для функции распределения звезд в шестимерном фазовом пространстве координат и скоростей) и Пуассона (для гравитационного потенциала), которые, собственно, и называют уравнениями самосогласованного поля. На самом деле реальная ситуация в Галактике много сложнее, как мы видели выше, из-за наличия генетически различающихся подсистем, физических различий звездных населений, межзвездного газа, пыли, космических лучей, электромагнитного излучения, магнитных полей. Вместе с тем, средняя плотность энергии гравитационного поля Галактики на два-три порядка выше плотности остальных видов энергии. Поэтому основные динамические процессы в Галактике все же определяются самосогласованным гравитационным полем, вклад в которое дают различные населенные и подсистемы. Последнее обстоятельство, конечно, "технически" усложняет задачу описания динамики Галактики в целом, но не меняет идейную основу подхода к этому вопросу, заложенную в трудах классиков звездной динамики в начале нашего века.

Взаимодействие между звездами осуществляется в соответствии с законом всемирного тяготения Ньютона. Поскольку сила притяжения к данной звезде убывает обратно пропорционально квадрату расстояния до нее, т.е. формально исчезает только на бесконечности, то наша звездная система представляет собой коллектив, каждый член которого испытывает на себе влияние остальных его членов. В такой системе возможны т.н. коллективные явления, в которых принимают участие одновременно все звезды системы.

Среди нерешенных проблем динамики Галактики важнейшее место в течение более полувекла занимали проблемы релаксации и спиральной структуры. В классической постановке вопроса первая из них сводилась к необходимости дать объяснение двум фактам: шварцшильдовской функции распределения пекулярных скоростей звезд, следовавшей, как будто, из наблюдений, и большой дисперсии пекулярных скоростей более старых звезд.

Шварцшильдовское распределение (максвелловское распределение с разными дисперсиями скоростей по трем координатным осям) должно, казалось бы, устанавливаться вследствие каких-либо релаксационных процессов. Но звездно-звездные сближения (парные взаимодействия звезд) в Галактике отсутствуют, и, тем самым, природа релаксации была совершенно неясна. Большая дисперсия пекулярных скоростей старых звезд также рассматривалась как следствие механизма релаксации неизвестного происхождения: он непрерывно увеличивает разброс скоростей, так что более старые звезды, естественно, должны были успеть "набрать" большую дисперсию.

Как теперь ясно, проблема намного сложнее, чем казалось сначала. Теперь известно, что функции распределения звезд различных физических групп далеко не всегда шварцшильдовские. Известно, что большая дисперсия скоростей звезд гало и старых населений диска (по сравнению с дисперсией скоростей молодых звезд) обусловлена в основном не релаксацией, а генетическими причинами — начальными условиями, при которых происходило их образование. Вместе с тем, релаксационные процессы в Галактике, по-видимому, действовали и действуют, влияя

определенным образом на кинематику звезд, и связаны они в основном с коллективными явлениями.

Пожалуй, важнейшим за истекшие 20 лет достижением в динамике систем, подобных нашей Галактике, стало осознание факта, что в них могут существовать коллективные движения звезд, проявляющиеся в виде волн звездной плотности. Во всяком случае, именно на этом пути удалось, по-видимому, разрешить старую загадку — понять, хотя бы в принципе, природу спиральной структуры нашей и других спиральных галактик, составляющих в мире галактик подавляющее большинство ($\approx 70-80\%$).

Галактика вращается дифференциально, так что угловая скорость убывает от центра к периферии. Поэтому всякое заметное в масштабах Галактики структурное образование должно деформироваться и, в конечном итоге, "размыться" в течение 2-3 галактических лет; в то же время спиральная структура существует в течение десятков галактических лет. То же самое относится и к другим спиральным галактикам. Эта динамическая проблема, важнейшая для галактической и внегалактической астрономии, привлекала на протяжении полувекла внимание выдающихся исследователей — Джинса, Гейзенберга, Вайцеккера, Чандрасекара, Ферми, Оорта и др. Сейчас мало сомнений в том, что спиральные ветви галактики — это волны плотности, распространяющиеся по галактическому диску, имеющие спиралевидную форму фронта. Если даже галактический диск вращается дифференциально, то спиральные волны плотности могут вращаться с постоянной угловой скоростью, так что их форма не должна деформироваться вследствие дифференциального вращения диска.

Концепция волн плотности оказалась чрезвычайно плодотворной, т.к. позволила объяснить с единой точки зрения целый ряд явлений, наблюдаемых в нашей и других спиральных галактиках. Сюда относятся "галактография" звездообразования, расположение зон ионизованного водорода, пыли, возможность образования многофазной структуры межзвездной среды и т.д. Вместе с тем, проблема спиральной структуры пока далека от окончательного решения. Неясны до конца источники энергии, перманентно поддерживающие волны плотности против затухания, механизмы возбуждения волн и другие проблемы.

Одним из важнейших вопросов, на который должны дать ответ наблюдения, является вопрос о численном значении угловой скорости вращения спирального узора Ω_p в Галактике. В настоящее время определились две основные, как нам кажется, точки зрения, которые приводят к альтернативной ситуации. Согласно одной из них, в Галактике реализуются волны плотности, распространяющиеся с групповой скоростью, направленной от периферии к ее центру. Угловая скорость вращения спирального узора в этом случае должна быть близка к значению $\Omega_p = 13 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{кпк})$. Согласно другой точке зрения, за спиральную структуру Галактики ответственны волны плотности, групповая скорость которых направлена от центра к периферии. В этом случае угловая скорость вращения спирального узора в Галактике должна быть близка к величине $\Omega_p = 24 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{кпк})$. Разрешение этой альтернативы крайне существенно, так как позволит ответить на один из важнейших вопросов астрофизики Галактики: где находятся источники энергии спиральной структуры (и каковы они): в центре или на периферии?

Ответ на вопрос о величине Ω_p имеет, по-видимому, принципиальное значение и для таких, казалось бы, далеких от галактической астрофизики проблем как происхождение Солнечной системы и жизни в ней. Как мы уже отмечали, Галактика вращается дифференциально с угловой ско-

ростью $\Omega(R)$, а спиральные рукава (волны плотности) твердоотно с постоянной угловой скоростью $\Omega_p = \text{const}$. Поэтому в Галактике существует т.н. коротационный круг с радиусом $R = R_c$, на котором выполняется условие $\Omega(R_c) = \Omega_p$, т.е. в области коротации вращения рукавов и галактического диска происходит синхронно. Очевидно, и в нашей, и в других спиральных галактиках эта область является особо выделенной, уникальной. Солнце вместе с планетной системой вращается по своей галактической орбите с угловой скоростью, близкой к величине $\Omega_0 = 25 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$. Если наблюдения подтвердят величину угловой скорости вращения спиральных рукавов, $\Omega_p \approx 24 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$, то это будет означать, что Солнечная система находится в особом положении в Галактике, как, впрочем, и другие объекты, расположенные в зоне коротации. Косвенным подтверждением близости Солнца к области коротации является принужденное объяснение при этом основных временных шкал космогонии, установленных по радиоактивности различных нуклидов. Так, время жизни Солнечной системы, близкое к $4,6 \cdot 10^9$ лет, оказывается временем, в течение которого она движется в пространстве между спиральными рукавами Галактики. Возможно, это проливает новый свет на проблему поиска внеземных цивилизаций и проблему происхождения жизни вообще.

ГЛАВА I

ПРОБЛЕМЫ ВОЗРАСТА И ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА НАСЕЛЕНИЙ ГАЛАКТИКИ

Самые важные и интересные проблемы в галактической астрономии — это проблемы "происхождения" — происхождения Галактики, звезд, звездных населений, химических элементов и т.д. Большая же часть того, что мы наблюдаем сейчас, образовалось многие миллионы и миллиарды лет назад. Поэтому, чтобы решать проблемы "происхождения", необходимо иметь теорию эволюции — теорию, которая бы позволила, исходя из сегодняшнего наблюдаемого состояния, проследить путь системы назад в прошлое, к моменту и к обстоятельствам ее рождения.

Эволюция Галактики "зафиксирована" в свойствах ее звездных населений. Диапазон возрастов образующих ее объектов простирается от $\sim 15 \cdot 10^{10}$ лет и практически до нулевого возраста. Каждое поколение звезд хранит следы тех условий, которые существовали в Галактике во время их рождения, и задача состоит в том, чтобы исследовать и расшифровать эти следы. Самое главное здесь — это расставить все объекты в единый временной ряд; он как раз и будет отражать эволюцию Галактики. В результате, первейшая задача в построении картины эволюции — это определение возрастов звезд и звездных населений.

В физике галактики возрасты оказываются теснейшим образом связанными с химическим составом. Эта связь имеет два аспекта: теоретический и наблюдательный. С теоретической точки зрения вариации химического состава звездных населений спиральной галактики в первую очередь указывают на вариации возрастов звезд, поскольку поздние поколения звезд обогащены тяжелыми элементами. Другими словами, из факта, что тяжелые элементы возникли в галактиках и их содержание увеличилось в процессе эволюции последних, следует, что химический состав в данной звездной системе является индикатором возраста звездных населений. Важно заметить, что более надежного индикатора пока не найдено.

Другой момент — химический состав в значительной степени определяет как эволюцию отдельных звезд, так и эволюцию звездных населений, следовательно, и галактики в целом. Поэтому от него зависят все возрастные характеристики галактики. Ранняя стадия эволюции галактики, образование первых звезд, роль этих звезд в дальнейшей судьбе галактики — все это, несомненно, определялось тем фактом, что первичное вещество галактики состояло исключительно из водорода и гелия. С другой стороны, последующие возрастные изменения ряда характеристик галактики, например, цвета, светимости, зависят от изменений химического состава.

В наблюдательном аспекте важно, во-первых, что химический состав влияет на все данные, из которых определяется возраст галактики и ее звездных населений, так что не зная химсостава, в принципе нельзя определить возраст. Во-вторых, интерпретация важнейших эволюционных характеристик галактики также зависит от возраста. Возраст и химсостав часто выступают как факторы, которые обуславливают одни и те же наблюдаемые свойства. Один из простых примеров — цвет эллиптической галактики. Голубой цвет может быть связан или с малым возрастом звездных населений или с малым содержанием тяжелых элементов. Наоборот, красный

цвет указывает или на большой возраст или на большое содержание тяжелых элементов.

Рассмотрим теперь в деталях вопросы, связанные с возрастом и химическим составом звездных населений.

§ 1. Возраст и химический состав звезд

1. Эволюция звезд. Диаграмма Герцшпрунга—Рессела (ГР)

Основные наблюдаемые характеристики звезды — спектр, цвет, светимость — зависят от ее массы, возраста и химического состава. Изучение этих зависимостей дает главную часть информации об эволюции звезд и звездных населений. Основным «рабочим инструментом» при этом служит диаграмма Герцшпрунга—Рессела.

Диаграмма Герцшпрунга—Рессела (ГР)*) изображает связь между абсолютной M , звездной величиной и спектром звезд S_p . Положение звезды на диаграмме ГР в первом приближении можно задать двумя параметрами: классом светимости и спектральным классом. Для их определения достаточно иметь только спектр звезды. В рамках так называемой двумерной спектральной классификации звезды делятся по светимости следующим образом: I и II классы — сверхгиганты, III класс — гиганты, IV класс — субгиганты, V класс — карлики, VI класс — субкарлики. Спектральная последовательность соответствует систематическому изменению поверхностной температуры звезд: температура падает при переходе от ранних спектральных классов к поздним, т.е. от O-звезд к M-звездам. Поэтому диаграмма ГР отражает в первую очередь зависимость светимости от температуры для звезд разных типов (разных классов светимости).

Температура звезды определяет не только ее спектральный класс, но и различные цветовые характеристики — показатели цвета, получаемые в различных фотометрических системах. Поэтому диаграмма звездная величина — показатель цвета (диаграмма цвет — светимость) в значительной степени (но не полностью!) идентична диаграмме звездная величина — спектр, и ее также часто называют диаграммой Герцшпрунга—Рессела. Это же название используют и для диаграммы болометрическая величина M_{bol} (или светимость L) — аффективная температура T_e , для которой на основе теории звездных атмосфер величины M_V и показатели цвета ($B-V$) и другие пересчитываются в M_{bol} (или L) и T_e . Мы также будем называть все эти зависимости, отражающие связь между L и T_e , диаграммами Герцшпрунга—Рессела.

Пока что мы говорили только об эмпирической, наблюдательной зависимости между светимостью и температурой звезд. Используя теорию строения и эволюции звезд, можно рассчитать величины L и T_e для звезд разных масс как функцию их возраста. Все многообразие таких значений L и T_e образует теоретическую диаграмму ГР. С возрастом светимость и температура звезды меняются, следовательно на плоскости $L-T_e$ она описывает некоторую кривую — эволюционный трек (рис. 2). Положение звезд разных масс, имеющих одинаковый возраст, образует на этой плоскости линию — изохрону. Поскольку структура и эволюция звезд зависят от химического состава, то изохроны различны для разных химсоставов.

С чем связаны различия в физических характеристиках звезд, и почему у данной звезды эти характеристики меняются со временем? Ответ на

*) Список сокращений терминов см. в конце книги.

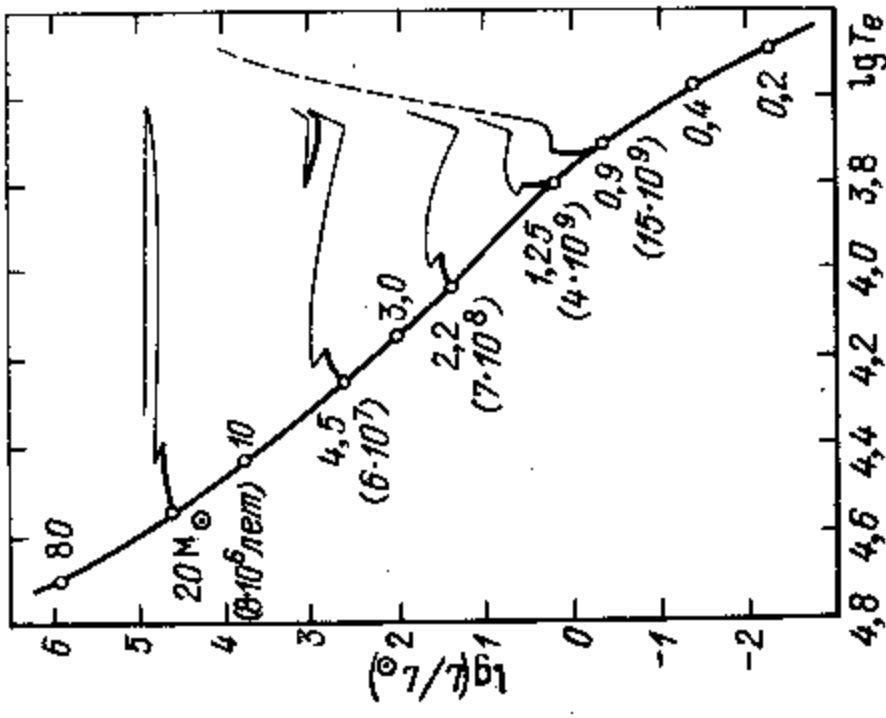


Рис. 2. Теоретическая диаграмма ГР (Тинсли, 1980). Указано положение главной последовательности нулевого возраста и эволюционные треки звезд разных масс. Цифры указывают массу звезд и время их жизни на главной последовательности.

этот вопрос в полном объеме дает теория строения и эволюции звезд (см., например, Шкловский, 1984). Приведем основные результаты и выводы этой теории, необходимые нам в дальнейшем.

Изменение температуры и светимости звезды со временем обусловлены изменением ее внутренней структуры, что в свою очередь связано с выгоранием в ней ядерного топлива. Только что сформировавшаяся звезда имеет одинаковый по всему радиусу химический состав. В ее центре идет термоядерная реакция горения водорода с превращением его в гелий, и энерговыделение от этой реакции поддерживает светимость звезды. На этой стадии она находится на главной последовательности (ГП) диаграммы ГР. Светимость, спектр, цвет звезды зависят от ее массы и химического состава. От массы зависит и время выгорания водорода в центре, следовательно, время жизни на главной последовательности t_{ms} . Как все эти параметры связаны друг с другом — видно из таблицы 2, взятой из обзорной статьи Тинсли (1980).

У звезд не очень больших масс, имеющих на ГП спектральный класс позже В, по мере выгорания водорода химический состав в центре меняется, и это приводит к увеличению светимости и температуры — звезда поднимается влево вверх на диаграмме ГР. Когда водород в центре полностью выгорит и образуется гелиевое ядро, ядерные реакции горения водорода перемещаются в верхние слои звезды. На этом этапе звезда уменьшает температуру сначала при постоянной, затем увеличивающейся светимости, и становится последовательно субгигантом и красным гигантом. Звезды одинакового возраста, но разных масс, образуют на этой стадии ветвь гигантов и субгигантов (III и IV классы светимости). Массивные же OB-звезды после стадии ГП становятся сверхгигантами (II и I классы светимости).

В области гигантов звезды живут недолго, $\sim 10^8$ лет, если масса порядка солнечной. У них в центре в конце-концов загорается гелий, и на этой стадии эволюции они перемещаются на горизонтальную ветвь. После того, как в центре выгорит и гелий, образовав углеродно-кислородное ядро, реакции переместятся в слой вокруг ядра, где гелий еще сохранился (при этом в более высоких слоях продолжается горение водорода). На этой стадии звезды вновь превращаются в красных гигантов, образуя на диаграмме ГР асимптотическую ветвь гигантов.

Так вкратце выглядит современная картина эволюции звезд и ее отражение на диаграмме ГР.

Таблица 2. Параметры звезд главной последовательности с приблизительно солнечным химическим составом (Тинсли, 1980)

M/M _☉	τ _{ms} (10 ⁸ лет)	lg(L/L _☉)	M _F	lg T _e	B-V	Sp
0.15	—	-2.5	14.2	3.48	1.80	M7
0.25	—	-2.0	12.0	3.52	1.60	M5
0.4	—	-1.4	10.0	3.57	1.48	M1
0.6	—	-0.9	7.6	3.64	1.18	K5
0.8	25	-0.4	6.0	3.70	0.88	K1
0.9	15	-0.2	5.4	3.73	0.76	G8
1.0	10	0.0	4.9	3.76	0.64	G2
1.1	6.4	0.2	4.3	3.79	0.56	F8
1.2	4.5	0.4	3.7	3.82	0.47	F6
1.3	3.2	0.5	3.5	3.84	0.42	F5
1.4	2.5	0.7	3.0	3.86	0.36	F2
1.5	2.0	0.8	2.8	3.88	0.30	F0
2	0.75	1.3	1.4	3.98	0.00	A0
3	0.25	2.1	-0.2	4.10	-0.12	B7
4	0.12	2.6	-0.6	4.18	-0.17	B5
6	0.05	3.2	-1.5	4.30	-0.22	B3
8	0.03	3.6	-2.2	4.35	-0.25	B1
10	0.02	3.9	-2.7	4.40	-0.27	B0.5
15	0.01	4.4	-3.7	4.45	-0.29	
20	0.008	4.7	-4.3	4.48	-0.30	B0
30	0.006	5.1	-5.1	4.51	-0.31	O9.5
40	0.004	5.4	-5.7	4.53	-0.31	O9
60	0.003	5.7	-6.2	4.58	-0.32	O5

2. Эффекты возраста и химического состава на диаграмме ГР

Диаграмму ГР с полным правом можно сравнить с хронологической таблицей истории Галактики. Правда, эта "таблица" изрядно зашифрована, но есть и ключи к шифру — теория строения и эволюции звезд.

Такая роль диаграммы обусловлена тем, что положение и структура всех ее основных элементов: главной последовательности, ветви гигантов, горизонтальной ветви и асимптотической ветви гигантов (рис. 3) — определяются возрастом и химсоставом звезд. Сравнивая между собой свойства этих элементов для разных групп звезд, можно делать заключения об относительных различиях в возрасте и химическом составе звезд, а если добавить сюда теоретическую диаграмму ГР (теоретические изохроны, т.е. линии одинакового возраста звезд на диаграмме $\lg L$, $\lg T_e$, рассчитанные для разных химических составов), то можно установить и абсолютные возрасты. Разумеется, на этом пути немало сложностей, особенно при использовании теоретических изохрон. Здесь и неточность наблюдательных данных, и недостаточная надежность теоретических моделей, и значительная неуверенность при переходе от наблюдательных величин к теоретическим (например, переход от абсолютной величины M_V и показателя цвета $(B-V)$ к светимости L и эффективной температуре T_e). Еще одна трудность состоит в том, что на одну и ту же деталь диаграммы ГР влияет сразу несколько факторов, так что часто очень трудно установить, какой из них ответственен за наблюдаемое свойство этой детали. Например, положение ГП зависит от содержания гелия Y и содержания тяжелых элементов Z , причем противоположным образом: увеличение Y

приводит к уменьшению светимости при данном значении $(B-V)$, а увеличение Z — к ее росту. Поэтому только по различию светимостей ГП двух групп звезд нельзя сказать, чем оно вызвано: различием в Y или различием в Z . Иногда подобную неопределенность можно снять анализом других частей диаграммы, иногда — привлечением независимых данных (например, прямыми определениями химического состава по спектру звезды); но это удается сделать не всегда. В частности, у подавляющего большинства звезд не определяется обилие гелия — просто потому, что в их спектрах из-за низкой температуры атмосферы звезды нет линий этого элемента. Только для самых ранних спектральных классов, у горячих звезд OB — т.е. у чрезвычайно молодых звезд, величина Y определяется по спектрам. Рассмотрим подробнее, как конкретно влияет возраст t и величины Y и Z на разные элементы диаграммы ГР.

На рис. 3 изображена схема диаграммы ГР для сильно проэволюционировавших звезд одного возраста. Она типична для шаровых скоплений и населения II в целом. Аналогичные диаграммы для менее проэволюционировавших звезд, т.е. имеющих меньший возраст, отличаются большей протяженностью главной последовательности в сторону больших светимостей, слабовозрастной или вообще отсутствующей (в зависимости от возраста) ветвью гигантов, отсутствием горизонтальной ветви и асимптотической ветви гигантов. На рис. 3, т.е. на диаграмме ГР старых звезд, на ГП остались только маломассивные звезды, у которых водород еще не успел выгореть в ядре.

Положение ГП зависит от Y и Z . Согласно теоретическим расчетам Капуто (1977), для звезд главной последовательности нулевого возраста (ГПНВ) изменения Y и Z приводят к изменению светимости

$$\Delta M_{bol} = 2.84 \Delta Y - 1.13 \Delta \lg (Z + 0.001) \quad (1.1)$$

(в точке $\lg T_e = 3.760$). Аналогичная зависимость, полученная из широко применяемых в настоящее время изохрон Чиардулло и Демарка (1977),

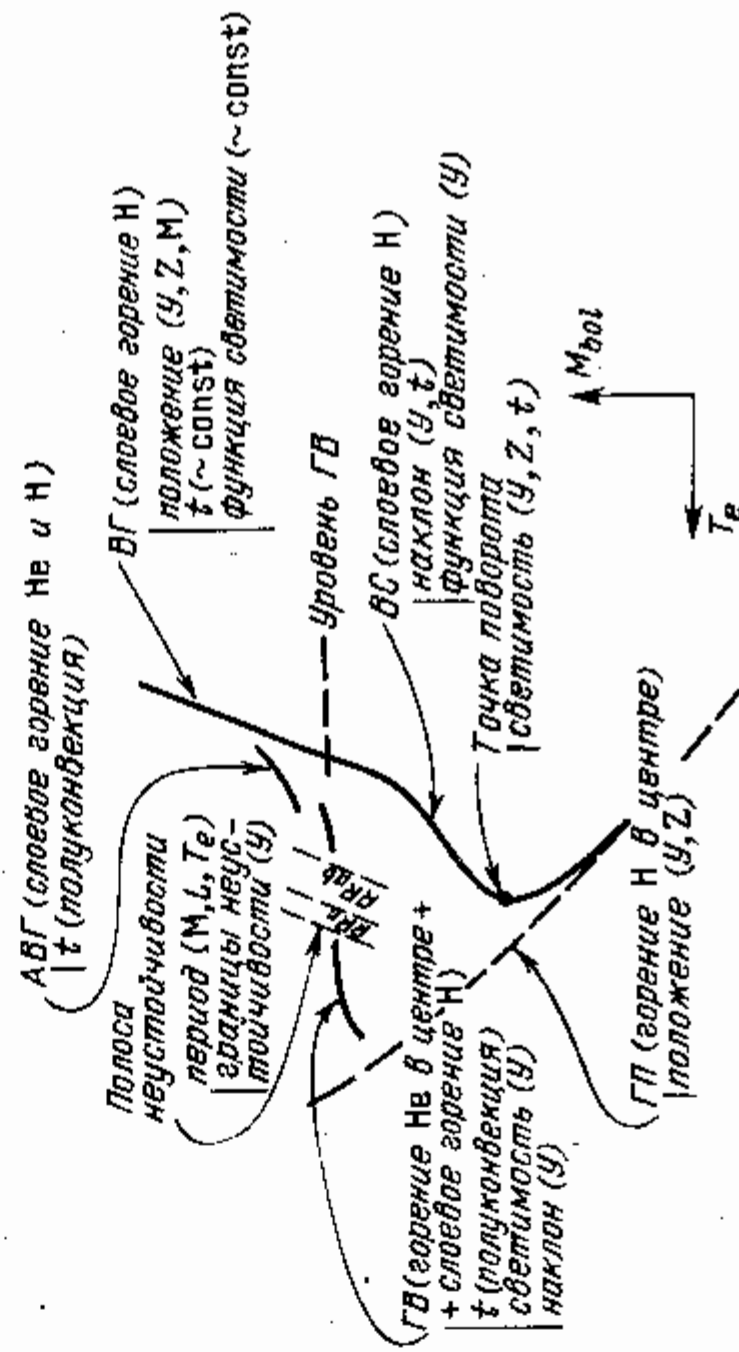


Рис. 3. Схема диаграммы ГР шаровых скоплений. Указаны основные элементы диаграммы, эволюционный статус звезд на них, физические характеристики звезд, от которых зависят положение и свойства этих элементов (взято из Кастельни, 1977). Обозначения: ГП — главная последовательность, ВС — ветвь субгигантов, ВГ — ветвь гигантов, ГВ — горизонтальная ветвь, АВГ — асимптотическая ветвь гигантов.

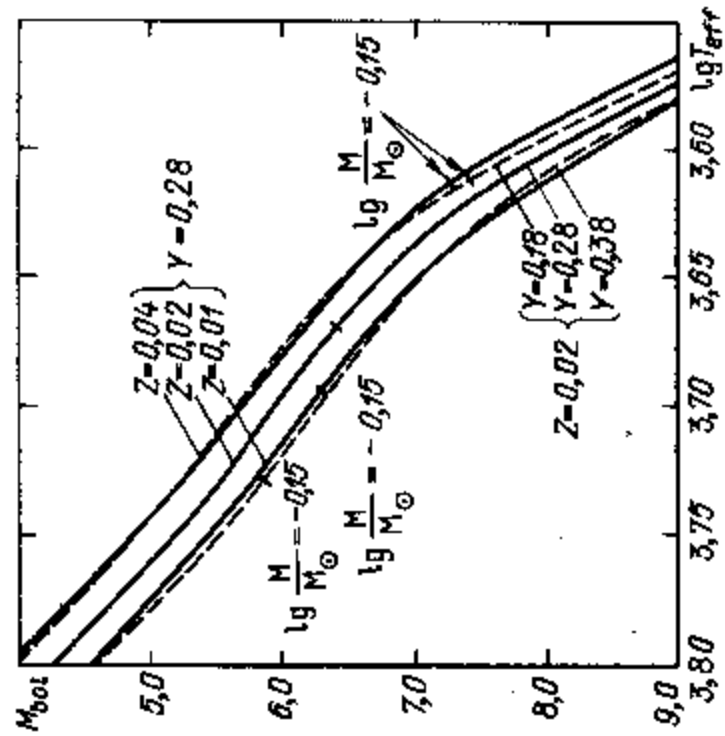


Рис. 4. Главные последовательности нулевого возраста, рассчитанные для различных химических составов (взято из статьи Керель, 1978).

приведена у Демарка и Мак-Клюера (1979). На рис. 4 изображены пять ГПНВ для разных значений Y и Z согласно расчетам Хейлсена (1980); на нем указано также положение звезды данной массы на каждой из последовательностей. Этот рисунок наглядно, показывая, как одна и та же ГПНВ может соответствовать двум разным химическим составам. Обратим внимание, что зависимость $\Delta M_{bol}(\Delta Z, \Delta Y)$ получается почти

одинаковой у разных авторов в интервале металличности звезд диска: $0.01 \leq Z \leq 0.03$, и заметно различается при вариациях Z/Z_\odot от $\sim 10^{-1}$ до $\sim 10^{-2}$. Так, по формуле (1.1) изменение Z от 0.04 до 0.004 соответствует $\Delta M_{bol} = 1^m.65$, а согласно Хейлсену — $\Delta M_{bol} = 1^m.0$. Это отражает заметную неопределенность теоретических диаграмм ГР, и ее важно иметь в виду при анализе вопросов о возрастах и химическом составе звездных населений, основанных на сравнении теоретических диаграмм ГР с наблюдательными.

По мере истощения водорода в центре звезды в результате термоядерных реакций горения водорода структура звезды меняется и она уходит с ГПНВ. Термоядерные реакции перемещаются в слой вокруг инертного гелиевого ядра, и на этой стадии эволюции звезды находятся в области субгигантов и красных гигантов. Движение с ГП до ветви субгигантов довольно надежно описывается количественно теорией звездной эволюции, поэтому эта область диаграммы ГР является основным источником информации о возрастах звезд и звездных скоплениях. Пересчитав наблюдаемые величины: M_V и, например, показатели цвета $(B-V)$, $(R-I)$ и т.д. в теоретические светимости L и эффективные температуры T_e , можно определить возраст отдельных звезд, подобрав подходящую теоретическую изохрону для данных значений L и T_e . При определении возраста скопления можно использовать все звезды ГП и субгиганты. Звезды скопления имеют близкие возрасты, поэтому должны лежать практически на одной и той же изохроне. Поскольку в этом случае она определяется не по одной, а сразу по многим точкам на плоскости $\lg L$, $\lg T_e$, возраст скопления находится с гораздо большей точностью, чем возраст отдельной звезды. Часто его характеризуют точкой поворота на диаграмме ГР (или точкой обрыва ГП у молодых рассеянных скоплений).

При определении возраста по точке поворота более надежна величина светимости L , поскольку она, в отличие от эффективной температуры T_e , почти не зависит от принимаемой в расчетах длины перемешивания (Симона и Айбен, 1970).

Однако и точка поворота при данном t , и вся изохрона в целом, сильно зависят от Z и Y (рис. 5,6). Это является одним из главных источников неопределенности в проблеме определения возраста, и в огромной степени затрудняет решение важнейших эволюционных задач. Например, связь

между Z и t на диаграмме ГР сводит на нет практически все усилия непосредственно проследить эволюционные изменения химсостава диска и гало Галактики. Ошибочно завысив Z , мы получим меньший возраст, занизив Z — получим больший возраст. Отсюда видно, что случайные ошибки в Z приводят к появлению ложной систематической зависимости $Z(t)$: Z окажется убывающей функцией возраста, даже если реально такой зависимости не существует.

Положение ветви гигантов также зависит от t , Y и Z . С увеличением t в области гигантов оказываются все менее массивные звезды, и ветвь перемещается в красную сторону. К обратному эффекту приводит уменьшение Z — оно смещает ветвь в голубую область. Поскольку в целом с ростом t величина Z уменьшается, то можно сказать, что эти два фактора действуют в противоположные стороны. Поэтому даже простое сравнение возрастов двух скоплений по положению их ветвей гигантов вызывает затруднение, если плохо известно содержание тяжелых элементов. Иногда эту неопределенность можно снять, пользуясь тем, что наклон ветви определяется в основном величиной Z , и она является, таким образом, независимым индикатором металличности.

Когда в центре звезды загорается гелий, она попадает на горизонтальную ветвь. Положение ветви слабо зависит от возраста, но очень чувствительно к начальному содержанию гелия. С возрастом на ней меняется отношение числа звезд на голубом и красном участках, и величину этого отношения можно использовать для сравнения возрастов скоплений. Совершенно другим фактором определяется отношение числа звезд на горизонтальной

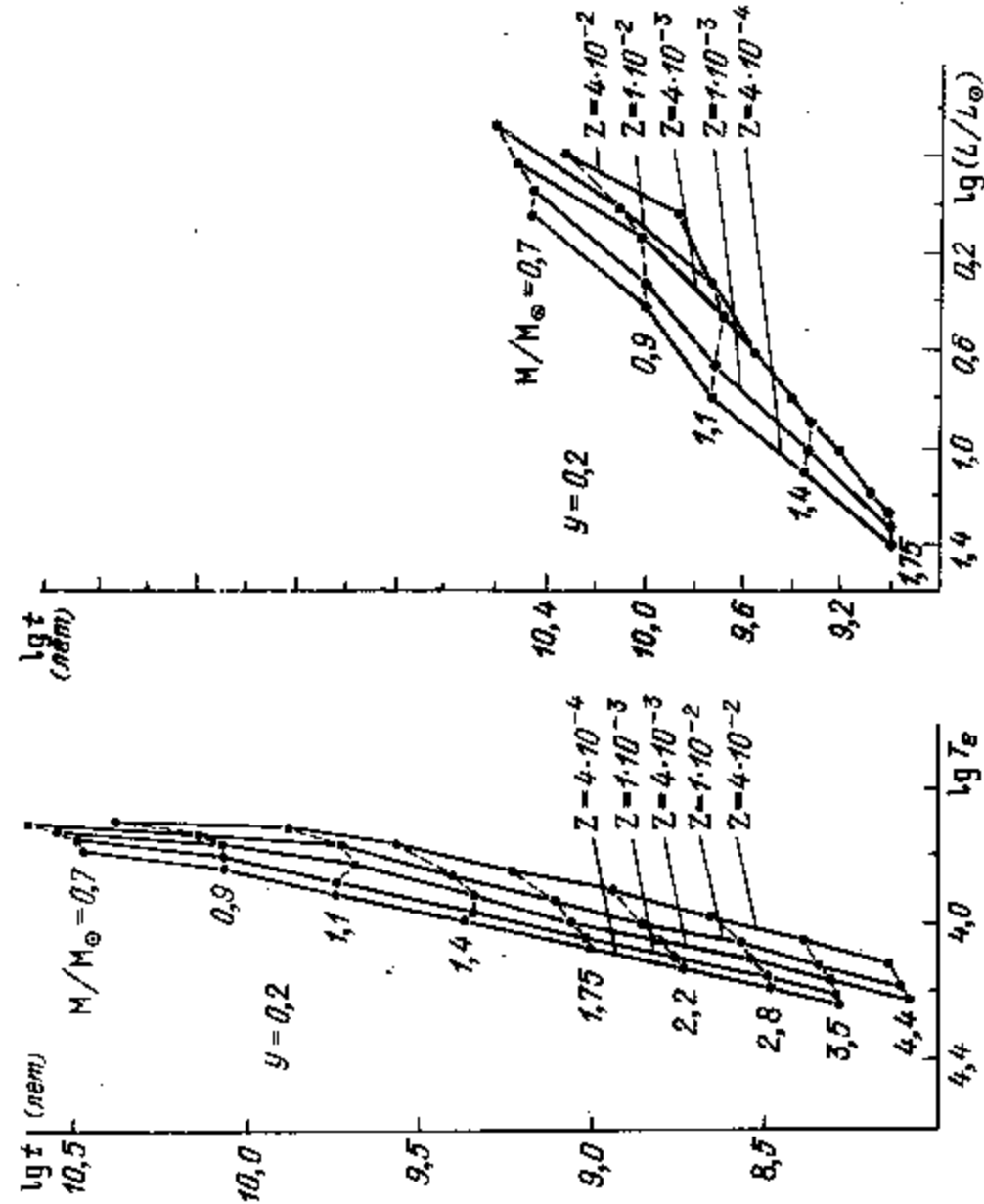


Рис. 5. Зависимость возраста от температуры точки поворота диаграммы ГР, вычисленная по результатам Менгела и др. (1979) по расчету эволюции звезд разных химических составов.

Рис. 6. То же, что на рис. 5, но для зависимости t от светимости точки поворота.

ветви к числу звезд на ветви гигантов выше уровня горизонтальной ветви: оно пропорционально начальному содержанию гелия, и служит хорошим индикатором величины Y (см. Кастеллани, 1977; Капуто и др., 1980).

3. Определение возраста звезд

Итак, разные участки диаграммы ГР по разному реагируют на изменения величин t , Z , Y . Это обстоятельство создает значительные трудности при анализе возраста звезд и скоплений, если к рассмотрению привлекаются только отдельные участки диаграммы ГР. Но оно же может служить источником ценнейшей информации, если иметь сетку теоретических изохрон для разных значений Z и Y , начинающихся с главной последовательности и охватывающих области красных гигантов и горизонтальной ветви. Сравнивая положение изохрон (сюда можно добавить и сравнение относительной численности звезд на разных участках диаграммы ГР) одновременно со всеми участками наблюдаемой диаграммы ГР шаровых скоплений, которые обладают и главной последовательностью и ветвью гигантов и горизонтальной ветвью, можно получить непосредственно из диаграммы ГР надежные самосогласованные результаты сразу о возрасте и о химическом составе этих объектов. Разумеется, необходимо еще иметь наряду с сеткой изохрон достаточно надежные и подробные наблюдательные данные о всех участках диаграммы ГР. Быстрое развитие исследований шаровых скоплений позволяет надеяться, что в ближайшее время эта задача будет решена для многих скоплений. Что касается теоретических изохрон, то уже сейчас существуют обширные расчеты эволюции звезд в широком диапазоне масс и содержаний элементов, доведенных от стадии ГР нулевого возраста до области красных гигантов и горизонтальной ветви включительно. Поэтому можно думать, что уже в скором времени мы получим прямо из диаграмм ГР очень надежную информацию о фундаментальных характеристиках Галактики — о возрастах и химическом составе ее наиболее старых населений.

Отметим наиболее важные работы в этом направлении. Свейгарт и Гросс (1978) вычислили 46 эволюционных треков в области красных гигантов (до загорания гелия) в диапазоне масс $0.7 M_{\odot} \leq M \leq 2.2 M_{\odot}$, и в диапазоне химического состава $0.10 \leq Y \leq 0.40$; $10^{-5} \leq Z \leq 0.04$. Менгел и др. (1979) построили 247 эволюционных треков, начинаясь с последовательности нулевого возраста и идущих до точки загорания гелия. Диапазон масс лежит в области от $0.55 M_{\odot}$ до $6.9 M_{\odot}$, химический состав варьирует в пределах: $0.10 \leq Y \leq 0.40$, $10^{-5} \leq Z \leq 0.10$. Единный подход как к физике звезд и звездной эволюции, так и к математической стороне расчетов в столь широком диапазоне физических параметров дает возможность не только применять эти эволюционные треки и полученные из них изохроны (Чиардулло и Демарк, 1977) для звездных населений практически всех возрастов, но и непосредственно сопоставлять результаты для населений разного возраста. Именно это обстоятельство позволило обнаружить разрыв в возрастах ($\Delta t = 5 \cdot 10^9$ лет) между шаровыми и рассеянными скоплениями Галактики (Демарк и Мак-Клор, 1977; Мак-Клор и Тварог, 1977).

Аналогичную обширную программу расчетов выполнил независимо Хейлсен (1980). В результате были получены эволюционные треки и изохроны, а также их калибровка в терминах массы и возраста для масс звезд $0.6 M_{\odot} \leq M \leq 12.6 M_{\odot}$, и для десяти вариантов химического состава. Расчет эволюции проводится от последовательности нулевого возраста до начала ветви гигантов.

Бекер (1981) рассчитал эволюцию от главной последовательности до асимптотической ветви гигантов. Эти расчеты дают возможность использовать при изучении химического состава и возраста населения гало не только ГП, ветви гигантов и субгигантов, но и горизонтальную ветвь. Тем самым, как ясно из сказанного выше, возникают заманчивые перспективы разделения эффектов возраста t , обилия гелия Y и обилия тяжелых элементов Z на диаграммах Герцшпрунга—Рессела шаровых скоплений. В итоге можно надеяться, что уже в ближайшее время появятся надежные данные об этих важнейших эволюционных характеристиках непосредственно из диаграмм ГР.

4. Спектральные и фотометрические измерения химического состава

Термин химический состав звезд употребляется для обозначения по крайней мере двух разных понятий. Во-первых, это массовая доля легких элементов — водорода и гелия, — т.е. X и Y , и всех остальных — тяжелых элементов Z . Во-вторых — это детальный химический состав звезды, т.е. содержание отдельных элементов таблицы Менделеева. Наибольшее количество непосредственных определений содержания, т.е. из детального спектроскопического анализа методом кривых роста, существует для железа. Это наиболее распространенный элемент среди металлов, и его линии доминируют в спектрах звезд, пригодных для детального анализа химического состава (звезды спектральных классов от В до К). Линии железа во многих случаях определяют и фотометрические характеристики (цветовые индексы) звезды, такие как ультрафиолетовый избыток $\delta(U-B)$ и др. Поэтому получаемые из этих характеристик оценки содержания тяжелых элементов часто относят к содержанию железа $[Fe/H]$ и называют металличностью. Но в величину $\delta(U-B)$ и ряд других индексов металличности дают вклад и другие элементы и молекулы CN, CH и т.д. Чтобы подчеркнуть это обстоятельство, иногда вместо обозначения $[Fe/H]$ для величин, получаемых калибровкой индексов к спектроскопическим измерениям обилия железа, $[Fe/H]_{sp}$, употребляют обозначение $[m/H]$.

В отличие от величин $\delta(U-B)$ и δm_i (см. ниже), которые определяются главным образом обилием железа в звезде, индексы δCN , ΔS и некоторые другие непосредственно с железом не связаны. Величина δCN определяется поглощением молекулами CN, индекс Престона ΔS — ионами кальция. Но они обнаруживают хорошую корреляцию с $[Fe/H]$ (которая отражает приблизительную одинаковость скорости обогащения разных элементов), и поэтому часто используются как индикаторы металличности. И все же применять их вместо $[Fe/H]$ следует с крайней осторожностью. Установлено, что относительное содержание атомов C, N, а с ними и молекулы CN у разных звезд, вообще говоря, отличается от относительного содержания железа — как вследствие различия в процессах производства этих элементов, так и вследствие того, что у гигантов (для которых и получен индекс δCN) CNO-элементы в ряде случаев выносятся из ядра на поверхность, следовательно у них CNO-обилие изменено реакциями CNO-цикла. Аналогично, величина $[Ca/H]$ может отличаться у разных звезд от $[Fe/H]$, из-за возможных различий в производстве этих элементов. Эти моменты особенно важно иметь в виду, когда на основе индексов металличности, а также значений $[Fe/H]_{sp}$ делаются заключения о величине Z , основной вклад в которую дают CNO-элементы (см. § 2).

Фундаментом исследований химического состава звезд являются спектроскопические определения содержания элементов методом кривых роста.

Они дают абсолютные значения обилия элементов, которые в дальнейшем можно использовать для калибровки фотометрических индексов металличности. Кроме того, они являются единственным источником данных о содержании подавляющего большинства элементов таблицы Менделеева.

Аналогично тому, как определение возраста звездных населений основано на синтезе теории звездной эволюции и наблюдательных данных, дающих светимость и эффективную температуру звезд, измерение химического состава основано на синтезе теории звездных атмосфер и наблюдательных данных, дающих эффективную температуру и ускорение свободного падения на поверхности звезд. Таким образом, обе важнейшие эволюционные характеристики — возраст и химсостав — в сильной степени зависят от надежности теории. Правда, во многих вопросах достаточно знать не абсолютный возраст или абсолютный химсостав, а лишь относительный возраст, или относительное обилие элементов. Относительные же характеристики зависят от теории намного слабее, и выводы, которые делаются на их основе, обладают большей достоверностью.

Спектроскопические определения химсостава весьма трудоемки и далеко не всегда возможны. В настоящее время известно приблизительно 800 звезд, для которых сделаны такие определения; эта цифра чрезвычайно мала для решения многих задач эволюции Галактики. Массовую же информацию о химическом составе звезд, по крайней мере, об относительном содержании тяжелых элементов, дает в настоящее время многоцветная фотометрия. Определение содержания тяжелых элементов здесь основано обычно на сравнении чувствительных к химсоставу показателей цвета (или других аналогичных характеристик) рассматриваемой и стандартной звезды.

Наибольшую распространенность получили системы $UBVR$, $UBVR$, $uvby$, DDO. В $UBVR$ — системе чувствительной к обилию металлов является величина $(U-B)$. В звездах спектральных классов F-K ее значение при фиксированном $(B-V)$ или $(R-I)$ в значительной степени определяется поглощением сильными линиями железа в ультрафиолетовой области спектра. Поэтому ультрафиолетовый избыток $\delta(U-B)$ относительно стандартной звезды указывает на дефицит железа (или, как говорят, металлов). Прокалибровав $\delta(U-B)$ по спектроскопическим измерениям обилия железа, $[Fe/H]_{sp}$, мы получим простой и нетрудоемкий метод определения металличности звезд.

В качестве стандарта обычно принимаются звезды рассеянного скопления Гиад, т.е. фотометрические обилия металлов измеряются относительно этого скопления (разумеется, звезды скопления предполагаются имеющими одинаковую металличность). Согласно Валлерштейну (1962), связь между $\delta(U-B)$ и $[Fe/H]$ у G-карликов, имеет вид

$$[Fe/H] = -5 \delta(U-B) + 0.2.$$

По определению $[Fe/H] = \lg (Fe/H) - \lg (Fe/H)_\odot$, где первый член относится к данной звезде, второй — к Солнцу (см. введение). Поэтому свободный член в калибровочном соотношении равен металличности Гиад относительно Солнца. Для звезд классов K и F, а также для субкарликов, коэффициенты в этом калибровочном соотношении будут другими (Марсаков и Сучков, 1980). В частности, для субкарликов

$$(-0.5 > [Fe/H] > -2.5)$$

$$[Fe/H] = -9.9 \delta(U-B) + 0.8.$$

Величина $\delta(U-B)$ является хорошим показателем металличности карликов F, G и ранних K; для гигантов она менее надежна. В поздних K- и

M-звездах в спектре доминируют сильные молекулярные полосы, CN, TiO, H₂O и др., поэтому для них $\delta(U-B)$ теряет свой смысл как индикатор металличности. По той же причине для этих звезд практически отсутствуют и спектроскопические определения химического состава, так что они, к сожалению, выпадают из анализа в проблеме химической эволюции Галактики.

В среднеполюсной фотометрической системе $uvby$ H _{β} надежным показателем металличности для F- и ранних G-звезд служит величина $m_1 = (v-b) - (b-u)$, измеренная при фиксированном значении температурного показателя β относительно последовательности Гиад на диаграмме $m_1 - \beta$. Кроуфорд и Перри (1976) нашли, что разность $\delta m_1 = m_1(\text{Гиады}) - m_1(\text{звезда})$ коррелирует с $[Fe/H]$ следующим образом:

$$[Fe/H] = -11 \delta m_1 + 0.15.$$

Красные гиганты наиболее полно изучены в узкополосной системе DDO. В ней выделяется полоса поглощения циана в окрестности $\lambda = 4216 \text{ \AA}$, интенсивность которой после учета эффекта свечения (индекс δ CN) показывает неплохую корреляцию с $[Fe/H]$ (Мак-Клор, 1973).

Еще один тип звезд, для которых существуют массовые определения содержания металлов — это переменные типа RR Лир. Металличность $[Fe/H]$ для них находится по спектроскометрическому индексу Престона ΔS . Он представляет собой для данной звезды разность двух ее спектральных подклассов, один из которых определен на основе водородных линий, второй — на основе K-линии CaII. Это просто удобный метод использования водородных линий для учета чувствительности K-линии к температуре, и затем перевода интенсивности K-линии в обилие. Величина ΔS хорошо коррелирует с $[Fe/H]$; Батлер (1975) получил для нее калибровку:

$$[Fe/H] = -0.23 - 0.16 \Delta S.$$

Отметим некоторые важные особенности фотометрических индексов металличности. Их калибруют к $[Fe/H]$ двумя методами: с использованием спектроскопических определений $[Fe/H]_{sp}$ и с использованием синтетических спектров звезд, определяя величину индекса из теоретически построенного спектра при заданном значении металличности (и других параметрах атмосферы звезды). Часто сравнение результатов, полученных по двум методам, дает возможность уточнить связь между индексами и металличностью. Например, теоретическая калибровка индекса ΔS показала, что в области $[Fe/H] > -0.6$ соотношение Батлера (1975) дает значения $[Fe/H]$, заниженные на 0.4 dex (Мандука, 1981). Аналогично Ниссен (1981) нашел, что индекс δm_1 зависит не только от $[Fe/H]$, но и от температуры, так что калибровка металличности в системе $uvby$ H _{β} имеет вид

$$[Fe/H] = -[10.5 + 50 (\beta - 2.626)] \delta m_1 + 0.16$$

(β — температурный индекс).

Такого рода проблемы не сводятся только к методической стороне дела. От того, насколько хорошо мы знаем и понимаем связь между фотометрическими характеристиками и химическим составом звезд, зависит решение многих вопросов химической эволюции Галактики. Для иллюстрации отметим два примера. Как следует из приведенных выше калибровок индексов $\delta(U-B)$ и δm_1 , Гиады приблизительно в полтора раза богаче металлами, чем Солнце. В то же время спектроскопические определения химсостава звезд Гиад дают солнечное обилие

металлов. Если учесть, что за время жизни диска Галактики содержание металлов увеличилось в полтора — два раза, то станет ясным, что такое расхождение для проблемы химической эволюции диска весьма неприятно.

Другой пример: хорошо известные шаровые скопления 47 Tuc и M71 долгое время считались богатыми металлами, так как у них мала величина ультрафиолетового избытка. По ультрафиолетовому избытку их металличность близка к металличности диска, а это очень важное обстоятельство для понимания переходного этапа эволюции Галактики от стадии формирования гало к стадии диска. Но вот недавние спектроскопические определения химсостава этих двух скоплений показали, что на самом деле они на порядок беднее металлами, чем диск! Таким образом, величина ультрафиолетового избытка здесь не соответствует металличности скоплений. Это расхождение также свидетельствует о том, что мы не во всех случаях правильно интерпретируем фотометрические величины, на основе которых создаем картину эволюции Галактики.

Подробный обзор фотометрических систем и их применение для определения химического состава звездных населений Галактики есть у Страйжиса (1978), Керель (1980).

§ 2. Происхождение и распространность химических элементов

В основе проблемы происхождения химических элементов лежит несколько фундаментальных фактов. Во-первых, надежно установлено, что общее содержание тяжелых элементов Z в Галактике систематически росло со временем: у самых старых звезд Z на два — два с половиной порядка меньше, чем у Солнца и молодых звезд. Отсюда следует, что в Галактике производятся тяжелые элементы, и возникает вопрос, где и каким образом это происходит. Этот вопрос относится и к гелию, поскольку в настоящее время мало сомнений в том, что и его содержание также заметно выросло за время жизни Галактики.

Далее, согласно теории космологического нуклеосинтеза, на догалактической стадии эволюции вещество не содержало практически никаких других элементов помимо водорода и гелия (Вагнер, Хойл, Фаулер, 1967). Но до сих пор не обнаружено ни в Галактике, ни вне ее ни одного объекта с первичным (космологическим) химсоставом. Самые отдаленные квазары, межгалактический газ, другие галактики имеют значительное количество разных элементов. И если мы знаем, что наблюдаемое сейчас в Галактике содержание тяжелых элементов, составляющее $\sim 2\%$ ее массы, (почти) полностью было создано в ней самой, то этого нельзя сказать сколько-нибудь уверенно о тех элементах, которые мы видим в самых старых звездах в количестве $Z \sim 0,01\%$. Таким образом, существует отдельный вопрос о происхождении "первых" тяжелых элементов. Наряду с величиной Z , теория должна объяснить относительно обилие разных элементов, которое определено также достаточно хорошо. У большинства звезд в Галактике оно оказалось удивительно одинаковым и совпадающим с относительным обилием элементов на Солнце.

Однако эта универсальность не абсолютна. Вполне надежно установлено, что относительное обилие ряда элементов (например, $[O/Fe]$, $[Ba/Fe]$) зависит от возраста звездных населений, и это также необходимо объяснить.

Объяснение перечисленных фактов требует синтеза физики ядерных процессов, теории внутреннего строения и эволюции звезд и истории звездообразования в рамках единой, внутренне согласованной картины. Это

обуславливает огромную важность роли теории происхождения химических элементов в общей проблеме строения и эволюции Галактики.

Ниже мы рассмотрим образование элементов в звездах, вопрос об источниках тяжелых элементов в галактиках и наблюдаемую распространность различных групп элементов. Содержание железа в звездах, о котором известно несравненно больше, чем о других элементах, обсуждается отдельно в §§ 3, 4, 8.

1. Нуклеосинтез в звездах

Хойл (1946) высказал идею, что существующие в настоящее время химические элементы образовались из водорода в реакциях нуклеосинтеза в недрах звезд, и были затем выброшены в межзвездное пространство при взрыве этих звезд (вспышки сверхновых). Отсюда элементы уже в готовом виде вошли в состав вновь образовавшихся звезд, планет и т.д. Эта идея стала ведущей в теории происхождения элементов.

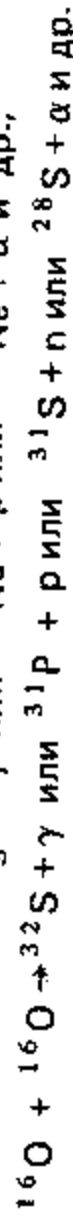
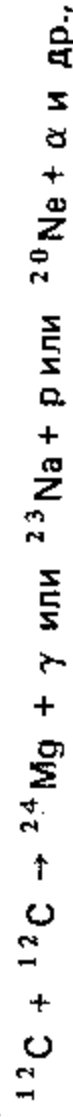
Подробный обзор всех основных реакций нуклеосинтеза в звездах был дан в широко известной работе Бэрбидж и др. (1957). Эти реакции довольно четко разделяются на несколько групп по физическому характеру самих реакций, по физическим условиям, в которых они протекают, и по характеру элементов, которые они создают.

Обычно выделяют следующие группы процессов синтеза: 1) горение водорода — протон-протонная цепочка и CNO-цикл; 2) горение гелия — тройной альфа-процесс и реакция захвата альфа-частиц; 3) горение углерода и кислорода; 4) горение кремния; 5) равновесный, или ϵ -процесс; 6) s -процесс — медленный захват нейтронов; 7) r -процесс — быстрый захват нейтронов; 8) p -процесс — захват протонов.

Горение водорода идет при температуре $T = 1-2 \cdot 10^7$ К в центре звезды (на стадии главной последовательности) или в слоевом источнике (на более поздних стадиях эволюции звезды). Конечный продукт реакций — ${}^4\text{He}$. Кроме того, в CNO-цикле в промежуточных реакциях из углерода образуется азот N, и этот цикл служит, возможно, основным источником азота. В этом случае азот является побочным продуктом реакций превращения водорода в гелий; часто такие элементы называются аторичными.

После выгорания водорода, в центре звезды при температуре $T = 1-2 \cdot 10^8$ К (стадия горизонтальной ветви) начинается горение гелия в реакциях: $3 {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$; ${}^{12}\text{C} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$; ${}^{16}\text{O} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{20}\text{Ne} + \gamma$ и т.д. Основные продукты горения — ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$, так что в результате у звезды образуется углеродно-кислородное ядро.

При температурах $T = 5 \cdot 10^8 - 10^9$ К загораются углерод и кислород в реакциях типа



Образующиеся протоны и нейтроны в свою очередь участвуют в различных реакциях с ядрами, порождая самые разные элементы, главным образом в интервале атомных весов $16 \leq A \leq 28$. Основной же продукт горения углерода и кислорода — это ${}^{28}\text{Si}$.

При $T \geq 2 \cdot 10^9$ К в тепловом излучении появляется много квантов с энергией, достаточной для отщепления альфа-частиц от ядер ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{24}\text{Mg}$ и т.д. Альфа-частицы могут подсоединяться к более тяжелым ядрам, образуя элементы вплоть до железа, никеля, цинка. Эти реакции обычно называют горением кремния. Горение углерода, кислорода, кремния может происходить в квазистатистических условиях, но возможно и взрыв-

ное развитие реакций (Арнет, 1969). Взрыв вырожденного углеродно-кислородного ядра у звезд с массой $M > 4 M_{\odot}$ считается одним из наиболее вероятных механизмов вспышки сверхновой.

Когда температура достигает значений $T \approx 4 \cdot 10^9$ К, устанавливается состояние, близкое к ядерному статистическому равновесию, и состав вещества определяется только термодинамическими параметрами. По-видимому, в этих условиях, в равновесном процессе (е-процесс) образовались элементы с атомными номерами от 22 до 30 (элементы железного пика).

Условия для протекания е-процесса возникают или в ядрах массивных ($M > 15 M_{\odot}$) звезд на поздних стадиях их эволюции, когда в них образуется железное ядро (Фаулер и Хойл, 1967; Иванова, Имшенник и Надежин, 1969), или при взрыве вырожденных углеродно-кислородных ядер у звезд с массой $M < 10 M_{\odot}$ (взрывной нуклеосинтез); (Арнет, 1969; 1978; Иванова, Имшенник и Четкин, 1977).

Теория взрывного нуклеосинтеза, включающая горение углерода, кислорода и кремния, а также е-процесс, добилась огромного успеха. Она блестяще объяснила солнечную распространенность подавляющего большинства элементов с атомным весом до $A = 62$ (Вусли, Арнет и Клейтон, 1973; Арнет, 1978; Птицын и Четкин, 1980) и кроме того предсказала ряд важных эффектов, в частности, большую величину дефицита элементов с нечетным атомным номером у старых звезд (см. ниже). Поэтому в настоящее время уверенность в правильности этой теории чрезвычайно высока.

Взрывной нуклеосинтез протекает по разному в зависимости от того, происходит ли взрыв вырожденного углеродно-кислородного ядра (звезды с массой $M < 10 M_{\odot}$) или же невырожденного ядра (звезды с массой $M > 10 M_{\odot}$). Второй случай подробно рассмотрел Арнет (1978). Оказалось, что основная роль здесь принадлежит звездам с массой $M \approx 30 M_{\odot}$. Во первых, при разумных предположениях о начальной функции масс они дают большую часть всей массы синтезируемых элементов. Во вторых, относительная распространенность разных элементов при этом оказывается наиболее близкой к солнечной (рис. 7).

Оценки частоты "гибели" звезд с $M \approx 30 M_{\odot}$ позволили сделать три важных вывода: это частота составляет всего 3–10% от частоты вспышек сверхновых; масса синтезируемых тяжелых элементов при этом вполне достаточна, чтобы объяснить величину их содержания в Галактике; но гелия производится на порядок меньше наблюдаемого обилия ^4He . Таким образом, "если скорость звездообразования достаточно велика, чтобы объяснить наблюдаемые звезды, то скорость нук-

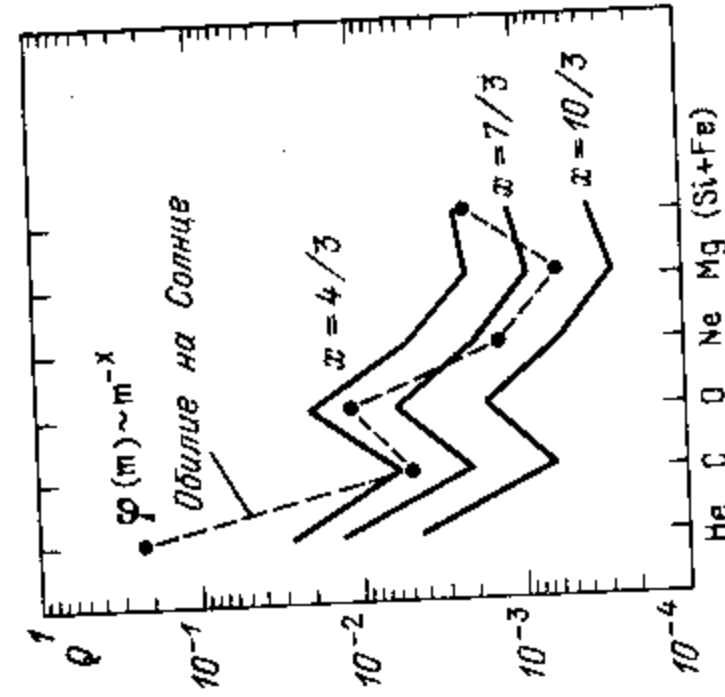
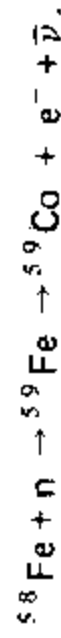


рис. 7. Безразмерная величина выхода химических элементов, рассчитанная для одного поколения звезд, в сравнении с солнечным обилием химических элементов. x — показатель степени начальной функции масс (НФМ) (для НФМ Солнца $x = 4/3$), m — масса звезды в солнечных единицах (Арнет, 1978).

леосинтеза достаточно велика, чтобы объяснить наблюдаемое содержание синтезированных элементов (за исключением He) (Арнет, 1978). Последнее является аргументом в пользу космологического происхождения гелия.

Разумеется, теория еще далека от внутренней завершенности, в ней остается много нерешенных вопросов. Например, пока не проанализирована роль звезд с $M < 10 M_{\odot}$, которые, будучи многочисленными, могут давать большой вклад в общую массу синтезированных элементов. Для теории важны также характер и природа взрыва, нужно знать, какие звезды превращаются в сверхновые I и II типа. Хотя однозначных ответов на эти вопросы нет, в этом направлении уже получено много обещающих результатов, и оно быстро развивается (см. например, Четкин и др., 1980). Подробный обзор и большое количество оригинальных результатов по теории взрыва сверхновых содержится у Имшенника и Надежина (1982).

Вернемся к процессам нуклеосинтеза. При дальнейшем росте температуры, $T > 4 \cdot 10^9$ К, в условиях ядерного статистического равновесия происходит диссоциация ядер железа в конечном счете на альфа-частицы (т.н. железо-гелиевая смена фаз). Поэтому элементы с $Z > 30$, т.е. в области за железным пиком, не удается объяснить е-процессом. Происхождение этих элементов связывают с процессами захвата нейтронов. Вплоть до висмута ^{209}Bi образование ядер может идти по примеру образования кобальта из железа:



Здесь неустойчивое ядро ^{59}Fe подвергается β -распаду, переходя в устойчивый изотоп ^{59}Co с испусканием электрона e^- и антинейтрино $\bar{\nu}$. В этом процессе время захвата следующего нейтрона больше чем время β -распада, поэтому процесс называют медленным (s -процессом).

Но захват нейтрона висмутом приводит уже не к β -распаду, а к α -распаду. Освобождающаяся альфа-частица уменьшает атомный номер ядра на две единицы. Поэтому дальнейшее увеличение атомного номера в s -процессе невозможно. Существование ядер тяжелее висмута связывают с быстрым захватом нейтронов (r -процесс), когда интенсивность нейтронного потока настолько велика, что время захвата нейтрона много меньше характерного времени распада неустойчивого ядра. В этом случае возможно образование богатых нейтронами изотопов висмута, устойчивых по отношению к альфа-распаду, а далее через β -процесс идет увеличение атомного номера. То же самое происходит с более тяжелыми ядрами. Процессы нейтронного захвата, по-видимому, протекают во время вспышки сверхновой, когда можно ожидать появления большого количества свободных нейтронов.

2. Источники тяжелых элементов: сверхновые I и II типа

Хотя связь сверхновых с производством тяжелых элементов почти не вызывает сомнений, с наблюдательной точки зрения этот вопрос еще далек от ясности. Во-первых, надо убедиться, что сверхновые действительно выбрасывают вновь синтезированные элементы и их остатки содержат повышенное количество продуктов нейтронного нуклеосинтеза. Но сделать это не просто, и лишь сравнительно недавно были получены некоторые более или менее определенные результаты.

Киршнер и Оук (1975), анализируя оптический спектр сверхновой I типа, вспыхнувшей в галактике NGC 5253 в 1972 г. обнаружили в нем

линии железа и пришли к выводу, что в остатке этой сверхновой содержание железа значительно выше нормального. Отсюда они заключили, что именно эти сверхновые являются основными источниками железа. Интересно, что если исходить из известной гипотезы о том, что энергия свечения сверхновой I типа после максимума блеска обязана радиоактивному распаду $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ (Колгейт, Мак-Ки, 1969), то в ее оболочке должно образоваться $0,3M_{\odot}$ железа (Арнет, 1979). Киршнер и Оук получили для сверхновой 1972 г. существенно меньшую величину $M_{\text{Fe}} \approx 10^{-2} M_{\odot}$. Однако их оценка относится к однократно ионизованному железу. В то же время, как показал Шкловский (1981а), основная масса железа ($\approx 0,3 M_{\odot}$) в условиях сверхновой 1972 может находиться в двухкратно ионизованном состоянии, поэтому противоречия с радиоактивной гипотезой не возникает.

Гипотеза о производстве железа (и вообще тяжелых элементов) сверхновыми I типа еще недавно сталкивалась со следующей проблемой. Сверхновые I типа встречаются не только в спиральных и иррегулярных галактиках, где есть и молодые и старые звезды, но и в эллиптических галактиках, где звездное население предположительно имеет возраст $\sim 10^{10}$ лет. Отсюда следовал вывод, что сверхновые I типа происходят из очень старых звезд, с возрастом $\sim 10^{10}$ лет. Но тогда трудно объяснить наличие железа в звездах, которым сейчас $10-15 \cdot 10^9$ лет. Действительно, ведь те звезды, которые взорвались как сверхновые I типа и произвели это железо, должны были бы зародиться $20-25 \cdot 10^9$ лет назад — что совершенно неправдоподобно. Поэтому основное обогащение галактик тяжелыми элементами чаще всего связывали со сверхновыми II типа. Они происходят из массивных звезд с очень малым временем жизни, следовательно могут обогащать галактику тяжелыми элементами в самом начале формирования звездных населений.

Однако в последнее время было обращено внимание на ряд фактов, которые указывают на связь сверхновых I типа с молодыми звездами (например, эти сверхновые аномально часто вспыхивают в галактиках, в которых сейчас наблюдается особо активное звездообразование). В итоге стала популярной точка зрения, согласно которой сверхновые I типа образуются из звезд с возрастом $3-9 \cdot 10^7$ лет и с массой $4-7 M_{\odot}$ (см., например, Тинсли, 1979).

Откуда же тогда берутся сверхновые I типа в эллиптических галактиках, где никак не может быть звезд моложе нескольких миллиардов лет? Разрешить возникающую дилемму удалось, по-видимому, Шкловскому (1983б). Согласно его гипотезе, явление сверхновой I типа во всех случаях связано с коллапсом и взрывом звезды (или ядра звезды) с массой, очень близкой к массе чандрасекаровского предела ($M_{\text{Ch}} = 1,4 M_{\odot}$), но вот подходить к этому этапу в своей жизни звезда может двумя принципиально разными путями. Первый связан с нормальной эволюцией не слишком массивных звезд, $M \leq 6 M_{\odot}$, у которых эволюция завершается образованием и взрывом вырожденного ядра (Шкловский обратил внимание, что согласно теоретическим расчетам, у звезд с начальными массами $M \leq 6 M_{\odot}$ ниже водородного слоевого источника энерговыделения образуется ядро с массой, удивительно близкой к массе чандрасекаровского предела). Второй путь связан с эволюцией двойной системы, состоящей из белого и красного карликов. Здесь привлекается механизм, согласно которому происходит перетекание вещества с красного карлика на белый, рост массы последнего до величины чандрасекаровского предела и, как следствие, коллапс и взрыв этого компонента двойной системы. Очевидно, в первом случае сверхновые I типа образуются из молодых звезд, они —

то и объясняют повышенную частоту вспышек этих сверхновых в спиральных и неправильных галактиках с активным звездообразованием. Во втором, случае сверхновые I типа могут быть очень старыми объектами, с возрастом $\sim 10^{10}$ лет. Их мы и наблюдаем в эллиптических галактиках, в гало спиральных галактик.

Обратимся к наблюдениям химического состава остатков сверхновых в нашей Галактике. Ву и др. (1983) обнаружили в ультрафиолетовом спектре субкарлика, видимого в области остатка сверхновой 1006 года (сверхновая I типа), сильные линии поглощения иона железа Fe II, имеющие доплеровскую ширину $5-6 \cdot 10^3$ км/с (спектр получен орбитальной ультрафиолетовой обсерваторией IUE). Несомненно, это поглощение обусловлено веществом, выброшенным сверхновой, и линии Fe II формируются при прохождении света субкарлика через ее остаток. По этим линиям можно получить оценку массы железа в остатке: $M_{\text{Fe}} \geq 0,03 (\text{Fe/Fe II}) M_{\odot}$. Согласно Ву и др. (1983), она достаточно определенно говорит в пользу (радиоактивной) гипотезы происхождения железа в сверхновых I типа.

Менее определенные пока что результаты по Сверхновой Тихо, которая также принадлежит к I типу (Бааде, 1945). Бекер и др. (1980), анализируя рентгеновские спектры остатка этой сверхновой, полученные орбитальной обсерваторией HEAO 2, показали, что отношение обилия элементов группы кремния: Si, S, Ar к обилию C и O более чем в 6 раз превышает солнечное значение. В то же время для Fe и Mg такого избытка эти авторы не нашли. Согласно расчетам Бекера и др. (1980), если бы эта сверхновая выбросила $0,3 M_{\odot}$ железа и $3 M_{\odot}$ переработанного вещества, то наблюдался бы 60-кратный избыток железа. Отсюда они пришли к выводу, что данные по рентгеновским спектрам не подтверждают предположение о больших количествах железа в выбросах сверхновых I типа. Однако Шкловский (1981а) указал, что на самом деле в выбросе сверхновой Тихо недостаточно высокая температура, чтобы железо могло проявиться в рентгеновских спектрах. Он же подчеркнул, что оптические спектры остатка Тихо также не дают информации о химическом составе вещества сверхновой, так как они формируются в веществе межзвездной среды, сжатой и нагретой ударной волной от сверхновой.

Аналогичные трудности возникают при попытках получить из рентгеновских спектров химический состав вещества сверхновых II типа. Остатком такой сверхновой считается знаменитая туманность Кассиопея А. Бекер и др. (1979) нашли по рентгеновским спектрам этой туманности заметный избыток Si, S, Ar и отсутствие такого избытка для железа. Делать отсюда вывод о содержании железа в выбросе сверхновой, по-видимому, еще рано (см., например, Манзо и др., 1983). Что касается более легких элементов, то большой избыток O, S, Ar и Ca в Кассиопее А был обнаружен также по оптическим спектрам, причем он наблюдался только для быстро движущихся "узлов", которые отождествляются с продуктами взрыва сверхновой (Шевалье, Киршнер, 1978).

Можно надеяться, что вопрос о связи тех или иных химических элементов со сверхновыми I и II типа будет в основном решен наблюдениями ближайших лет. Существующие же данные не противоречат, по-видимому, популярной сейчас точке зрения, что сверхновые I типа ответственны за обогащение железом (см., например, Тинсли, 1979, Шкловский, 1981), а сверхновые II типа — за обогащение кислородом (см., например, Тинсли, 1979).

Вопрос о содержании гелия в звездах разных возрастов имеет важнейшее значение, во-первых, для космологии, во-вторых, для многих задач галактической эволюции. Обилие гелия является одним из наиболее чувствительных тестов для космологических моделей. В "стандартной" фридмановской модели горячей Вселенной космологический нуклеосинтез приводит к величине $Y = 0,20-0,30$ (Вагнер, и др. 1967; Вагнер, 1973). Это как раз то значение, которое наблюдается в нашей и других галактиках. Поскольку Y вообще не превышает $0,30-0,35$, то следует признать заведомо неадекватными космологические модели, в которых $Y > 0,30-0,35$. Таким образом, наблюдаемое обилие ^4He сильно ограничивает возможные варианты таких моделей. Аналогично, даже у самых старых объектов Галактики (и в других галактиках) Y не опускается ниже $\approx 0,20$. Приписывая это значение космологическому нуклеосинтезу, мы еще более сужаем круг возможных эволюционных моделей Вселенной. Надо заметить, что если $Y = 0,30-0,35$ является твердо установленной верхней границей для космологического нуклеосинтеза, то этого нельзя столь же уверенно сказать о нижней границе. Отсюда ясно, насколько важно для космологии исследование вопроса, как менялось содержание гелия в процессе галактической эволюции, какова величина Y у самых старых звезд.

Выше было отмечено, что возрасты звезд и звездных скоплений определяются по их положению на диаграмме ГР: для звезд поля — по их высоте над последовательностью нулевого возраста (ПНВ), для скоплений — по точке поворота главной последовательности (ГП). Но положение и ПНВ, и точки поворота зависят от Y при фиксированных t и $[\text{Fe}/\text{H}]$ (точнее, Z). Поэтому задача определения возраста, а с нею и все эволюционные проблемы, не могут быть решены без надежных измерений Y .

Эта величина нужна также при определении расстояний до скоплений и в ряде других важнейших задач.

Что же известно сейчас о содержании гелия? Многочисленные исследования зон HII (Хаули, 1978, Торрес — Пеймберт и Райс, 1978), планетарных туманностей (Баркер, 1978, Торрес — Пеймберт и Пеймберт, 1977), молодых рассеянных скоплений (Антони — Тварог и Демарк, 1977) довольно надежно показывают, что для населения диска Y близко к $0,30$, и во-всяком случае, вряд ли превосходит $0,35$. При этом величина Y растет к центру Галактики, т.е. существует радиальный градиент grad_R (He/H), отчетливо прослеживаемый в области от $R = 7$ кпс до $R = 15$ кпс (Тум и др., 1980).

Данные о содержании ^4He в старых объектах более разноречивы. У шаровых скоплений величина Y неоднократно определялась путем анализа диаграммы ГР (Айбен, 1974); при этом использовался тот факт, что относительная численность звезд в области гигантов и горизонтальной ветви, в различных участках горизонтальной ветви и ряд других особенностей диаграммы ГР чувствительны к обилию гелия. Эти косвенные методы дают Y от $0,16$ до $0,30$ (Капуто и др., 1980, для бедных металлами шаровых скоплений получили даже оценку $Y \leq 0,10$). Но точность этих результатов недостаточна велика. В планетарных туманностях Y можно найти непосредственно по спектрам. Хаули и Миллер (1978) для трех туманностей гало получили $Y = 0,31; 0,32$ и $0,33$, т.е. $Y > 0,30$. Однако не исключено, что облолки этих туманностей загрязнены продуктами нуклеосинтеза родительской звезды, поэтому есть сомнения, что найденное обилие ^4He показывает для начального вещества звезды. Карни (1979) определял Y по

8 субкарлика с тригонометрическими параллаксами и известными $[\text{Fe}/\text{H}]$, совмещая ГП этих звезд с теоретическими изохронами Чардулло и Демарка (1977). С учетом того, что у звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] < -0,5$ $[\text{O}/\text{Fe}] = 0,5$ (Снеден и др., 1979) анализ приводит к $Y = 0,23$.

Более надежную информацию о величине Y в веществе с металличностью гало, т.е. $Z \sim 0,01 Z_\odot$, дают HII-зоны карликовых галактик, вещества которых не подвергалось столь значительному обогащению тяжелыми элементами, как в нашей Галактике. Пеймберт и Торрес-Пеймберт (1976) нашли, что HII зоны Малаго Магелланового Облака имеют $Y = 0,23$, тогда как для туманности Ориона в Галактике (область HII, в которой сейчас идет интенсивное звездообразование) они одновременно получили $Y = 0,28$. Одуз и др. (1980) определили Y для компактных голубых галактик: $Y = 0,23$. Таким образом, складывается убеждение, что у наименее обогащенного металлами вещества в нашей и других галактиках обилие гелия не превышает $Y = 0,23$. Возможно, именно столько гелия было создано космологическим нуклеосинтезом.

Сравнение этой величины со значением $Y = 0,30$, характерным для диска, приводит к выводу об увеличении обилия гелия в Галактике одновременно с ростом металличности. При этом подтверждается неоднократно обсуждавшаяся связь между изменением Z и Y :

$$\Delta Y \approx 3 \cdot \Delta Z$$

Пожалуй, один из наиболее удивительных результатов о распространении гелия состоит в том, что его обилие в Гиадах — довольно молодом рассеянном скоплении ($t \approx 7 \cdot 10^8$ лет) — намного меньше, чем в звездах поля, средний возраст которых уж по крайней мере больше 10^9 лет. На рис. 8 приведена диаграмма $c_1 - (b-y)$ для звезд спектрального класса F поля и скопления Гиад; по существу, это диаграмма цвет-светимость, так как в фотометрической системе Стремгрена ubv индекс c_1 у этих звезд определяет светимость. На диаграмме изображены только те звезды поля, у которых металличность совпадает с металличностью звезд Гиад с точностью $\pm 0,1$ dex. Рис. 8 с очевидностью показывает, что звезды поля лежат намного ниже последовательности нулевого возраста (ПНВ) Гиад, и поскольку величина $[\text{Fe}/\text{H}]$ одинакова, то это смещение можно объяснить только тем, что содержание ^4He в Гиадах в 1,6 раза меньше, чем в звездах поля (Стремгрэн, и др., 1982). Подобный результат получила также Керель (1979).

Важность этого результата трудно переоценить. Уже давно обращается внимание на то, что очень часто рассеянные скопления аномальны с точки зрения их возраста и химического состава по отношению к звездам поля. Так, скопления NGC 188 и M 67, принадлежащие к наиболее старым объектам диска, имеют аномально большое для своего возраста содержание металлов. Известны очень молодые скопления с металличностью, типичной для старого населения диска. И вот теперь к этому добавляются аномалии в содержании гелия. Не указывают ли эти отклонения химсостава скоплений на такие различия в условиях звездообразования, когда в одном случае рождаются скопления, а в другом — звезды поля?

Сейчас вообще имеется довольно много указаний на то, что вариации обилия гелия не следуют вариациям металличности. По-видимому, существует разброс величины Y и среди звезд диска с одинаковым $[\text{Fe}/\text{H}]$ (см. обзор Одуза и Тинсли, 1976). Демарк и Мак-Клор (1980) приводят аргументы в пользу того, что шаровое скопление M 71 с $[\text{Fe}/\text{H}] = -1,2$ имеет гелия на $\Delta Y = 0,1$ меньше, чем более бедные металлами скопления M 3, M 5, M 15. Эти факты заставляют думать, что на обогащение гелием и на

показали, что содержание дейтерия в Галактике уменьшилось не более чем в три раза, и эта оценка должна быть снижена, если заметную роль в формировании диска Галактики играл приток межгалактического вещества (см. Тинсли, 1980). При этом процессы образования дейтерия на галактической и догалактической стадиях эволюции вещества оказываются недостаточно эффективными, чтобы заметно повлиять на его современное содержание в Галактике. Отсюда следует, что, во-первых, дейтерий имеет космологическое происхождение, во-вторых, он может служить важным тестом для космологических моделей.

Поскольку дейтерий в звездах практически полностью отсутствует, его содержание в Галактике определяется по данным о межзвездной среде. Атомарный дейтерий наблюдается по линиям $L\beta-L\gamma$ в спектрах поглощения звезд (Роджерсон, Йорк, 1973; Лоран и др., 1979), молекулы HD — в ультрафиолетовых спектрах поглощения (Блэк, Дальгарно, 1973). Оценки по этим данным приводят к величине содержания дейтерия $X_D \approx 3 \cdot 10^{-5}$. В радиодиапазоне наблюдается молекула DCN (Джеферс и др., 1973). Содержание дейтерия в туманности Ориона по результатам этих наблюдений получается $X_D \approx 3 \cdot 10^{-5}$.

Содержание дейтерия в солнечной системе дают результаты измерения его обилия в океанской воде, в метеоритах, в атмосфере Юпитера (по данным излучения молекул HD, CH₃D), а также анализ содержания ³He на Солнце. Получающиеся оценки хорошо согласуются друг с другом, и из них следует, что обилие дейтерия в протосолнечной туманности было приблизительно такое же, как в современной межзвездной среде (Вайнер, Шекинов, 1984). Этот вывод указывает на то, что величина X_D претерпела незначительные изменения в Галактике со времени формирования солнечной системы.

О догалактическом происхождении наблюдаемого дейтерия свидетельствует положительный радиальный градиент его содержания в Галактике (Пензиас, 1979). Он обусловлен теми же причинами, что отрицательный градиент тяжелых элементов (т.е. эффектами общей химической эволюции диска галактики; см. § 8), а его положительный знак связан с тем, что в процессе звездной эволюции дейтерий не создается, а разрушается.

Вывод о том, что галактическая эволюция не повлияла существенно на содержание дейтерия — так же, как и вероятные активные процессы на догалактической стадии — приводит к сильным ограничениям на космологические модели. Отмеченные выше оценки величины X_D хорошо согласуются с выходом дейтерия в процессе космологического нуклеосинтеза в горячей фридмановской модели с современной плотностью вещества $\rho = 3 \cdot 10^{-31}$ г/см³; $X_D = 6 \cdot 10^{-5}$ (Вагонер, 1973). Модели с плотностью на порядок большей уменьшают X_D почти на четыре порядка ($X_D = 10^{-8}$ при $\rho = 4 \cdot 10^{-30}$ г/см³). Слишком мало дейтерия получается в "теплых" моделях, т.е. где удельная энтропия мала ($s \ll 10^7$); не удаётся его содержание объяснить и в анизотропных моделях (см. обзор Вайнера, Шекинова, 1984). Таким образом, анализ содержания дейтерия и его эволюции дает сильные аргументы в пользу стандартной космологической модели $\rho \leq 10^{-31}$ г/см³, $\rho/\rho_c \leq 0,1$, где ρ_c — критическая плотность.

Всесторонний обзор проблемы содержания дейтерия в звездах выявил следующие закономерности (Боярчук, 1976).

а) Содержание лития у звезд ГП уменьшается в сторону поздних спектральных классов, причем среди звезд одинакового возраста, например, в скоплении Гиад, величина [Li/Ca] меняется приблизительно от -1 dex у звезд K5 до +2 dex у звезд F5.

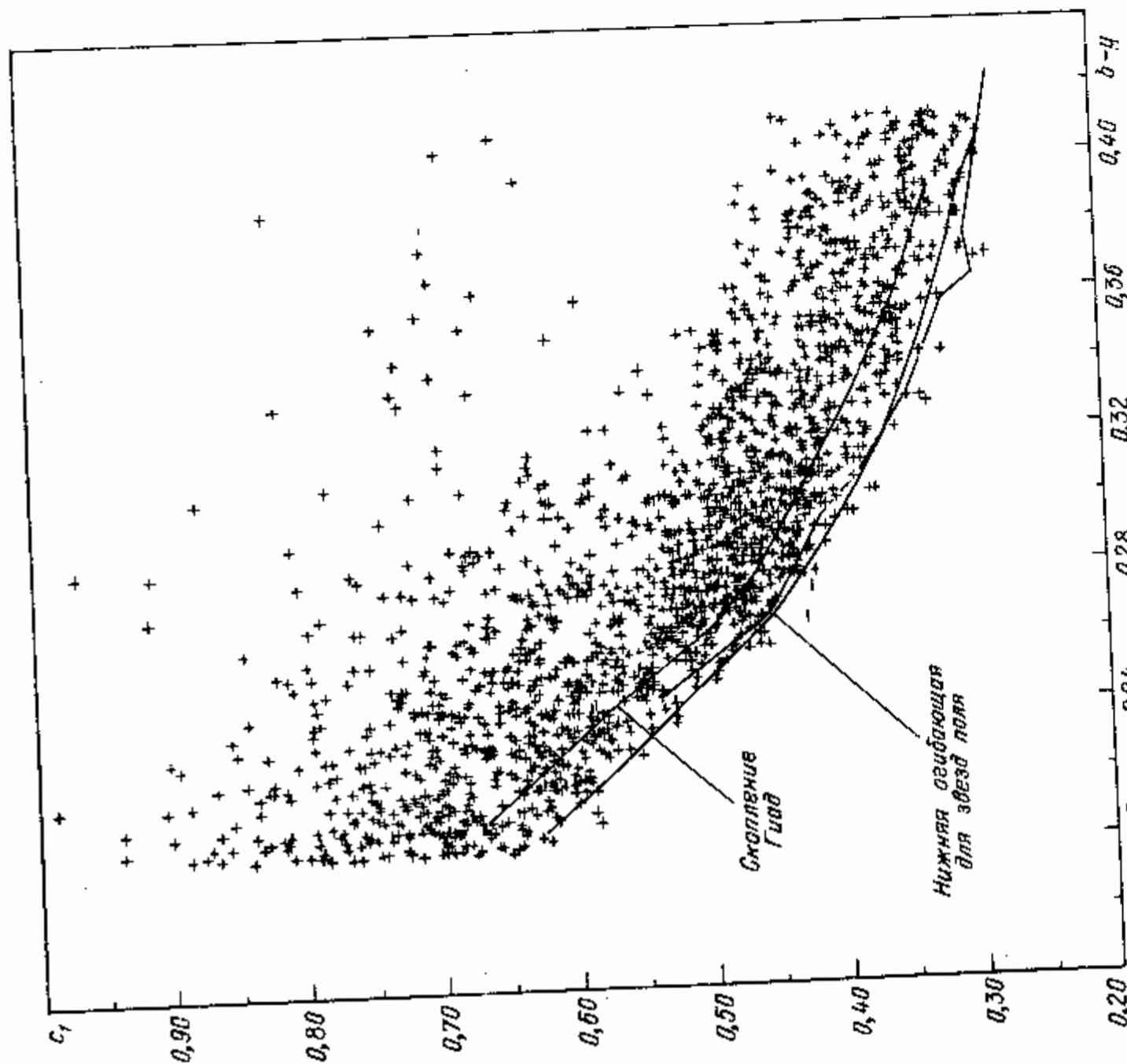


Рис. 8. Диаграмма $C_L - (b - y)$ для звезд поля с металличностью, равной металличности скопления Гиад ($\delta m_1 = 0 \pm 0,10$), иллюстрирующая аномально низкое содержание гелия в этом скоплении (Стрёмгрен и др., 1982).

обогащение металлами влияют разные факторы. Но пока никаких конкретных идей на этот счет не существует.

Любопытные различия в содержании гелия обнаруживаются у молодых OB-звезд поля, скоплений и O-ассоциаций. Любимков (1974, 1976) нашел, что отношение He/H зависит от возраста. Возрасту $t \sim 10^6$ лет соответствует He/H = 0,09–0,1, а у звезд с $t > 10^7$ лет He/H = 0,13. Большие содержание гелия в более старых звездах автор связывает со слабым переносом обогащенного гелием вещества из центра звезды на поверхность (массу атмосферы необходимо увеличить этим веществом всего лишь на 10%).

4. Дейтерий и литий

Эти два элемента отличаются тем, что легко выгорают в термоядерных реакциях в звездах, но могут создаваться, например, в процессах разрушения более тяжелых ядер космическими лучами. Вайнер и Шекинов (1984)

б) Содержание лития у звезд ГП уменьшается и с возрастом. Среди звезд G2—F8 при переходе от самых молодых звезд к субкарликам содержание уменьшается на порядок, а в спектральном диапазоне K3—K6 — почти на два порядка.

в) У гигантов содержание лития в среднем приблизительно на два порядка меньше, чем у звезд ГП. Сверхгиганты также обнаруживают дефицит Li по сравнению со звездами ГП.

Эти закономерности вполне удовлетворительно объясняются выгоранием лития в процессе эволюции звезд, на стадии до главной последовательности и в области красных гигантов (Боярчук, 1976). Звезда рождается полностью конвективной, затем у нее появляется радиативное ядро, растущее по мере приближения звезды к ГП. При перемещении вещества конвекцией литий попадает в горячие центральные области звезды, где он эффективно разрушается. В результате происходит обеднение атмосферы звезды литием: выносимое из глубины вещество уже не содержит этого элемента. Когда звезда "садится" на главную последовательность, радиативное ядро окончательно вытесняет конвективную оболочку, перемешивание вещества прекращается и остается в атмосфере к этому моменту количество Li не должно меняться. Расчеты эволюции звезд в области до стадии ГП показали, что в звездах с массой $M > 1,25 M_{\odot}$ (т.е. в более ранних, чем F2) в конвективной зоне не достигаются условия, при которых литий выгорает. Поэтому у звезд ранних спектральных классов содержание Li должно быть близко к наблюдаемому в межзвездной среде. При $M < 1,25 M_{\odot}$ температура на нижней границе конвективной зоны достигает значений, при которых литий интенсивно разрушается ($T \approx 3 \cdot 10^6$ K). Поэтому у звезд F5—K3 (массы $1,25 M_{\odot} > M > 0,8 \cdot M_{\odot}$) литий истощается при подходе звезды к ГП, причем истощение более эффективно у звезд малых масс. У звезд с $M < 0,8 \cdot M_{\odot}$ спектральный класс позднее K3) даже на стадии ГП сохраняется конвективная оболочка, на нижней границе которой температура достаточно высока для выгорания лития. У таких звезд литий истощается и на стадии ГП.

Эти выводы подтверждаются наблюдаемой зависимостью величины $[Li/Ca]$ от спектрального класса.

Однако зависимость $[Li/Ca]$ от возраста для звезд F5—K3 не согласуется с рассмотренной картиной. На главной последовательности у этих звезд нет конвекции и содержание лития не должно меняться. Возможно, эта зависимость связана с тем, что у звезд F5—K3 на ГП все же сохраняется конвекция, обусловленная вращением звезды (Боярчук, 1976). Есть еще один фактор, который возрастную зависимость $[Li/Ca]$ сводит к зависимости от массы. Старые звезды имеют в среднем меньшее содержание металлов, и вследствие этого при одной и той же эффективной температуре и спектральном классе они имеют меньшие массы. Для звезды с массой $M = 0,85 \cdot M_{\odot}$ уменьшение металличности с $Z = 0,02$ до 0,01 приводит к увеличению температуры от $\lg T_e = 3,66$ до $\lg T_e = 3,74$ (см. Керель, 1978), что приблизительно соответствует изменению спектрального класса K5 на G5. Этот эффект может объяснить различие в содержании лития у звезд одинакового спектрального класса, но разного возраста (Боярчук, 1976), различием в массе этих звезд. Тогда не обязательно считать, что на стадии ГП содержание лития уменьшается. Надо еще заметить, что с наблюдательной точки зрения связь обилия лития с возрастом вообще не "безупречна". Как показал Дункан (1981), среди карликов F5—G5 имеется заметное количество старых звезд ($t > 2 \cdot 10^9$ лет) с большим количеством лития в атмосфере.

Когда звезда уходит с ГП в область гигантов, в ней снова образуется конвективная зона, в которой литий дополнительно выгорает. Оценки показывают, что за время движения по эволюционному треку от спектрального класса G0 до K3 содержание лития уменьшается на два порядка, и это согласуется с наблюдениями. Если к тому же учесть, что звезды малых масс еще до стадии гигантов имеют лития в 10—50 раз меньше, чем более массивные звезды, то становится понятной огромная дисперсия величины $[Li/Ca]$ в области гигантов, достигающая трех-четырех порядков.

Ряд вопросов, связанных с содержанием лития в звездах, до сих пор не ясен. Почему M-гиганты имеют больше лития, чем K-гиганты? Почему аномально много лития в атмосферах звезд S и C? Почему сверхгиганты имеют лития меньше, чем межзвездная среда? Не исключено, что здесь мы сталкиваемся с дополнительными механизмами разрушения и создания лития, поэтому эти вопросы важны для понимания химической эволюции вещества в Галактике в целом.

5. CNO-элементы

Наряду с водородом и гелием важнейшее значение в различных эволюционных вопросах имеет содержание углерода, азота и кислорода. Эти элементы дают подавляющий вклад в величину Z, которая на диаграмме ГР определяет положение главной последовательности, точки поворота; тем самым от нее, также как и от Y, зависит определение возраста звезд и скопления и все следующие отсюда выводы. К сожалению, CNO-обилие чрезвычайно трудно для измерения. Поэтому часто о величине Z судят по хорошо измеряемому отношению $[Fe/H]$, предполагая ту или иную связь между содержанием железа и CNO-элементов.

Особенно важно при этом знать обилие кислорода, который дает почти половину вклада в Z. Обычно его оценивают из $[Fe/H]$, полагая, что $[O/Fe] = 0$. Однако еще Конти и др. (1967) показали, что у хорошо изученного малометаллического гиганта HD 122563 дефицит кислорода меньше, чем дефицит железа. Возникло предположение, что обогащение кислородом в Галактике протекало быстрее, чем обогащение другими элементами. Последующие исследования химсостава гигантов поля и шаровых скоплений усилили этот результат. Наконец, Снеден и др. (1979) по инфракрасным спектрам (триплет кислорода вблизи $\lambda = 7700 \text{ \AA}$) нашли содержание кислорода у 13 неэволюционировавших звезд с металличностью $-2,3 \leq [Fe/H] \leq +0,3$ и полностью подтвердили уже существовавшие свидетельства о различии дефицита кислорода и железа у старых звезд. Их результат исключает также предположение о загрязнении атмосферы рассматриваемых гигантов продуктами CNO-цикла самой звезды.

Оказалось, что если для звезд с $[Fe/H] = 0$ одновременно и $[O/Fe] = 0$ (у более металличных звезд возможно даже $[O/Fe] < 0$, то у звезд с $[Fe/H] < -0,5$ обилие кислорода по отношению к железу меняется (похоже, скачком) на $[O/Fe] = +0,5$, и это значение, по-видимому, одинаково для всех малометаллических объектов. Таким образом, дефицит кислорода в старых звездах раза в три меньше, чем дефицит железа (см. также Лип и Валлерстейн, 1981). Важность этого вывода для вопроса о возрасте звездных населений, особенно старых, показана в § 3.

Согласно Снедену и др. (1979), этот относительный избыток кислорода в старых объектах можно объяснить в рамках теории взрывного нуклеосинтеза в массивных звездах (Арнет, 1978), если предположить, что на ранних этапах обогащения в Галактике рождалось относительно больше звезд большой массы.

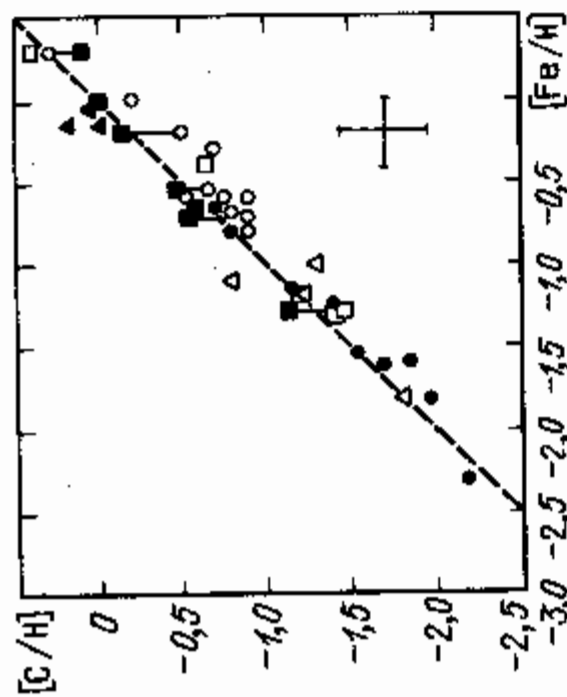


Рис. 9. Связь между содержанием железа и углерода у непроизводнонированных звезд. Пунктирная линия соответствует соотношению $[C/Fe] = 0$ (Снеден и др., 1979).

В отличие от кислорода, содержание углерода по отношению к железу скорее всего одинаково для старых и молодых звезд. Это хорошо видно из рис. 9, где дана зависимость $[C/H]$ от $[Fe/H]$.

Мы уже говорили, что азот производится в основном из углерода в CNO-цикле, т.е. это вторичный элемент. Поэтому, если продукты CNO-цикла выносятся на поверхность звезды, как это может быть у гигантов, то должна наблюдаться антикорреляция в содержании C и N. Действительно, такая антикорреляция иногда обнаруживается; например, у гиганта HD 122563 $[C/Fe] = -0.4$, а $[N/Fe] = +1.2$ (Ламберт и др., 1974).

Ламберт и Райс (1981) показали, что CNO-обилие в гигантах G-K со всей определенностью свидетельствует о том, что переработанное в CNO-цикле вещество выносится на поверхность звезды. При этом содержание углерода C уменьшено, азот N — увеличено, а кислорода O — не изменено. Однако часть азота, возможно, имеет первичное происхождение (Труран и Камерон, 1971).

Эволюция содержания азота со временем менее ясна, чем эволюция кислорода и углерода. Данные разных авторов (см. Тинсли, 1979) в среднем указывают на то, что $[N/Fe]$ меньше у малометаллических звезд; но при этом наблюдается большой разброс этой величины.

Дафтон и др. (1981) показали, что в B-звездах содержание азота совпадает с солнечным: $[N/H] = 0$, и сделали вывод, что в течение последних миллиардов лет, со времени образования Солнца в Галактике обогащения азотом не было. В то же время содержание железа, у молодых звезд скорее всего на $0.1 - 0.2$ dex больше солнечного. Но тогда получается, что в диске величина $[N/Fe]$ меньше у более богатых металлами звезд. Таким образом, в целом картина эволюции содержания азота получается достаточно сложной и противоречивой.

6. Четные и нечетные элементы. Элементы s- и r-процесса

Продуктами горения углерода, кислорода и кремния являются в основном элементы с четными атомными номерами Z_A . Элементы с нечетными номерами образуются из четных в результате вторичных реакций, т.е. это вторичные элементы, и теория взрывного нуклеосинтеза предсказывает, что их относительная доля должна быть меньше у старых звезд с дефицитом тяжелых элементов (Арнет и Клейтон, 1970, Труран и Арнет, 1971). Важные результаты об относительной распространенности четных и нечетных элементов у звезд с разным содержанием железа получила Петерсон (1976; 1978). Она нашла, что у звезд с $[Fe/H] \approx -1.5$ сверхдефицит ванадия ($Z_A = 23$) и марганца ($Z_A = 25$) достигает порядка, т.е. $[V/Fe]$ и $[Mn/Fe] \approx -1.0$; существенно понижено также относительное содержание алюминия ($Z_A = 13$).

В то же время вариации относительного обилия четных элементов X_c (например, Ti, Mg, Ca, Cr) практически полностью отсутствуют. У звезд

с металличностью $-2.4 < [Fe/H] < -1.3$ оказалось $[X_c/Fe] = 0$ с точностью ± 0.14 . Столь удивительное постоянство, вообще говоря, не следует с необходимостью из теории взрывного нуклеосинтеза. Оно должно означать, что нуклеосинтез происходил на протяжении всей истории Галактики в совершенно одинаковых условиях, в одинаковых условиях, независимых от содержания тяжелых элементов.

В этой связи можно вспомнить гипотезу Унзоляда (1969) о том, что все элементы в Галактике появились в одном и том же событии — взрыве ядра Галактики. Основанием для этого предположения послужила как раз поразительная одинаковость относительных обилий элементов в разных звездах. Такие факты как сверхдефицит нечетных элементов и элементов s-процесса у старых звезд говорят против этой гипотезы.

Элементы s- и r-процесса, как и нечетные элементы, являются вторичными, и для них точно также ожидается повышенный недостаток у малометаллических звезд. И действительно, у звезды HD 140283 $[Fe/H] = -2.4$ сверхдефицит s-элемента бария превышает порядок: $[Ba/Fe] = -1.2$, а для более легкого s-элемента иттрия он равен $[Y/Fe] = -0.8$. Но уже при $[Fe/H] \approx -2.0$ относительное обилие бария такое же, как на Солнце (и даже немного больше), хотя сверхнедостаток иттрия существует у звезд с $[Fe/H] = -1.5$. Таким образом, заметное отличие относительного обилия элементов s-процесса от солнечного наблюдается лишь у extremely малю бедных металлами звезд, $[Fe/H] \leq -1.5$.

Сверхдефицит r-элементов, (например, европия, Eu) существует и при больших значениях $[Fe/H]$: у HD 94028 $[Eu/Fe] = -0.5$ при $[Fe/H] = -1.3$. Но при $[Fe/H] > -1.0$ относительное обилие и r- и s-элементов практически не отличается от солнечного (Батчер, 1975).

7. Содержание элементов на Солнце

В большинстве случаев обилие элементов у звезд определяется относительно Солнца (например, методом дифференциальных кривых роста). Чтобы перевести относительное обилие в абсолютное, надо знать абсолютный химический состав Солнца. Он приведен в таблице 3.

Из данных этой таблицы следует, что $O/H = 0.083\%$, $C/H = 0.0575\%$, $N/H = 0.012\%$, $Si/H = 0.004\%$. Относительная масса CNO-элементов равна $M_{CNO}/M_H = 2.19\%$, а для всех тяжелых элементов $M_Z/M_H \approx 2.2\%$. Отсюда следует, что если $Y_\odot = 25\%$, то $X_\odot = 73.4\%$, $Z_\odot = 1.6\%$.

Таблица 3. Обилие элементов в фотосфере Солнца (в единицах $1g$ (элемент/H) + 12.00)

Элемент	Обилие	Элемент	Обилие	Элемент	Обилие	Элемент	Обилие
H	12	Mn	5,42	Al	6,40	Y	1,62
He	нет фото-сферных линий	Fe	7,5	Si	7,67	Zr	2,42
Li	0,60	Co	4,50	P	5,43	Ag	0,85
C	8,76	Ni	6,26	S	7,21	Ba	1,80
N	8,08	Cu	4,45	Cl	5,65	La	1,11
O	8,92	Zn	4,42	K	5,13	Ce	1,62
Na	6,32	Rb	2,63	Ca	6,36	Eu	0,49
Mg	7,24	Sr	2,28	Sc	3,07	Au	0,70
				Ti	4,75	Hg	3,00
				V	4,10	Pb	1,75
				Cr	5,70		

Гало Галактики представляет собой сфероидальную слабообращающуюся подсистему, с сильной концентрацией массы к центру. Наиболее характерны представители населения гало — это шаровые скопления, субкарлики, звезды типа RR Лиры с большим дефицитом металлов. Гало сформировалось на самых ранних стадиях эволюции Галактики, населения гало — это старейшие поколения нашей звездной системы. Они несут на себе следы тех условий, которые были в самом начале эволюционного пути Галактики 15–18·10⁹ лет назад. Поэтому, когда мы пытаемся понять, как возникла Галактика, какой она была в “молодости”, мы обращаемся к свойствам населения гало.

Но не только по этой причине гало привлекает к себе пристальное внимание астрономов. Сфероидальная составляющая Галактики задала в последующее десятилетие целый ряд загадок, решение которых имеет принципиальное значение для понимания фундаментальных свойств звездных систем. Это, в первую очередь загадка *короны* или *внешнего гало*: мы не видим, как оказывается, огромного количества массы во внешней области Галактики и не знаем из чего состоит эта масса. Мы не видим большей части массы и во внутренней области гало, $R < 10$ кпк. В обоих случаях на существование больших масс вещества указывает динамика системы, но само оно непосредственно не наблюдается. Таким образом, возникает вопрос о формах материи, в которых находится, возможно, большая часть вещества во Вселенной.

В настоящей главе мы рассмотрим свойства звездных населений гало и историю формирования этой подсистемы Галактики. Проблемы, связанные с распределением и природой массы в гало и короне, с динамикой этих компонент Галактики будут затронуты в главе IV.

§ 3. Шаровые скопления (ШС)

Шаровые скопления — это довольно сложные, самостоятельные звездные системы, изучение которых интересно само по себе. Многие вопросы строения и свойств этих систем подробно рассмотрены в книге Холлопова (1981). Нас же эти объекты в первую очередь будут интересовать как представители старейшего населения Галактики, с точки зрения строения и эволюции Галактики в целом.

В Галактике известно более 130 шаровых скоплений, а их полное число должно быть порядка 500 (Шаров, 1976). Для шаровых скоплений в настоящее время определено большое количество разных параметров, наиболее полная сводка которых дана у Алькайно (1979). Приведем некоторые важные характеристики скоплений. ШС встречаются на больших расстояниях от центра Галактики, пять из них лежат дальше Большого Магелланового Облака (50 кпк). Но в целом для пространственного распределения ШС характерна резкая концентрация к центру; это нетрудно видеть на рис. 10.

Подавляющая часть скоплений имеет абсолютные величины M_V от -5^m до -10^m , среднее значение $\langle M_V \rangle = -7^m.4$; распределение по M_V приблизительно нормально, с дисперсией $\sigma_{M_V} = 1^m.1$. Их светимости L_V варьируются от $7 \cdot 10^3 L_\odot$ (рис. 11) у самых слабых скоплений NGC 6325 и NGC 6535 до $11.8 \cdot 10^5 L_\odot$ у самого яркого скопления ω Cep. При отношении масса-светимость $M/L = 1.5$ этому соответствует диапазон масс от 10^4 до $\sim 10^6 M_\odot$.

Диаметры ШС лежат в интервале от 5 пк до 70 пк (только у двух скоплений: NGC 2419 и Pal 3, находящихся далеко от центра Галактики, диаметр превышает 100 пк). Но у скоплений, лежащих на низких галактических широтах ($b < 10^\circ$), диаметры, скорее всего, занижены (Алькайно, 1979). Поэтому реальный разброс этой величины у ШС Галактики должен быть меньше. Среднее значение диаметра скоплений с $b > 10^\circ$ равно $\langle D \rangle = 30$ пк.

Для шаровых скоплений характерен также сравнительно небольшой разброс средней плотности ρ . В каталоге Алькайно (1979) из 63 скоплений с $b > 10^\circ$ 51 объект имеет плотности $1 M_\odot/\text{пк}^3 \leq \rho \leq 20 M_\odot/\text{пк}^3$, т.е. для подавляющего большинства ШС плотность варьируется не более чем в 20 раз.

1. Химический состав и распределение металличности

Химический состав шаровых скоплений коррелирует с характеристиками их пространственного распределения, с кинематикой и с возрастом. Анализ этих связей позволяет сделать важные выводы о характере деления Галактики на подсистемы, о характере динамической эволюции Галактики, об истории звездообразования на ранней стадии эволюции, о природе происхождения самих ШС. Поэтому исследование химического состава ШС оказалось в последние годы в центре всей проблематики этих объектов.

У шаровых скоплений задача определения химического состава из детального спектроскопического анализа сильно осложняется их большой удаленностью, затрудняющей получение достаточно качественных спектров.

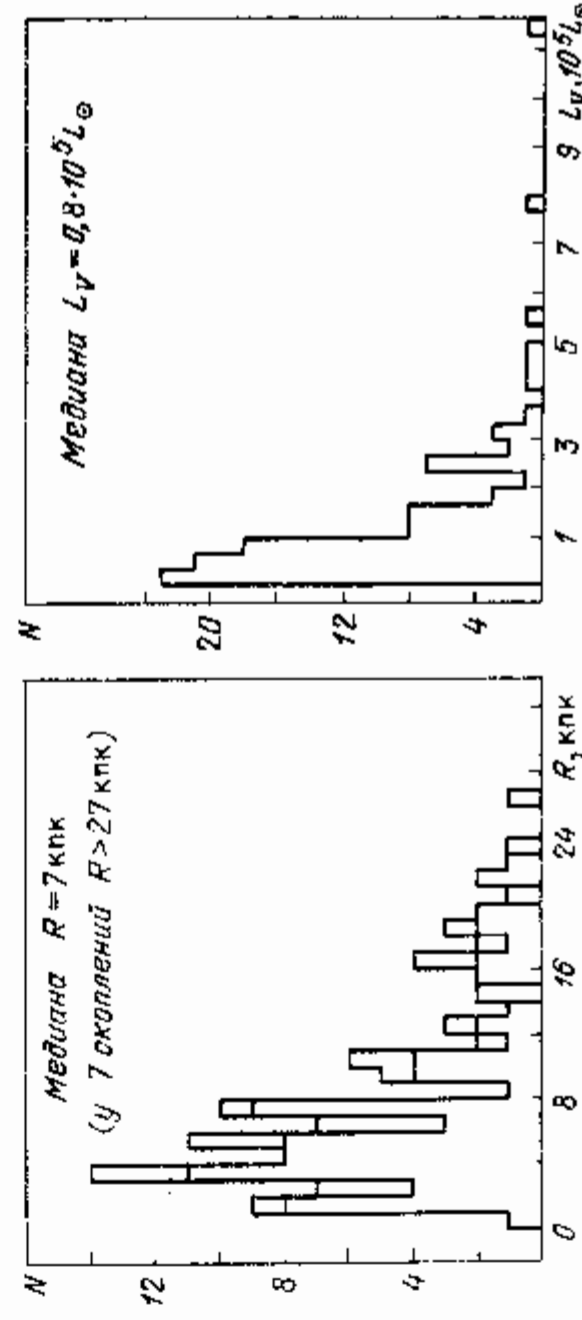


Рис. 10. Шаровые скопления: гистограмма расстояний от галактического центра. Нижняя часть гистограммы соответствует скоплениям с декартовой галактоцентрической координатой $X > 0$. Ось X направлена к Солнцу (Алькайно, 1979).

Рис. 11. Гистограмма интегральных светимостей шаровых скоплений (Алькайно, 1979).

грамм. Тем не менее, в последние годы здесь были достигнуты большие успехи, и сейчас величины $[Fe/H]_{sp}$, полученные по красным гигантам, имеются для многих скоплений (см., Козн, 1980; Пилачовски и др., 1980, Страйжис, 1982а,б и ссылки в этих работах).

Намного проще получать различные фотометрические величины, зависящие от содержания тяжелых элементов. Их калибруют по $[Fe/H]$, и в результате появляется возможность массовых определений металличности скоплений по данным фотометрии; (эту металличность обозначают $[Fe/H]_{ph}$ или $[m/H]$).

Чаще всего при этом используют величину бланкетирования спектра в ультрафиолетовой области, куда попадает большое количество сильных линий железа, полосы молекул CN , H - и K -линии кальция. Используют также различные характеристики диаграммы ГР (или цвет-светимость). Например, от $[Fe/H]$ зависит интегральный спектр скопления: у малометаллических ШС ветвь гигантов, дающих основной вклад в светимость скопления, лежит на диаграмме ГР левее, т.е. в области ранних спектральных классов, у ШС с большим содержанием металлов — в области поздних спектральных классов. Поэтому спектральный класс хорошо коррелирует с $[Fe/H]$. В частности, скопления позже F8 имеют как правило $[Fe/H] > -1$, а скопления более ранние, чем F8 — бедны металлами, $[Fe/H] < -1$. Коррелирует с $[Fe/H]$ параметр ΔV — высота ветви гигантов над горизонтальной ветвью (обычно ее измеряют в точке $(B - V)_0 = 1^m, 4$), параметр $(B - V)_{0g}$ (показатель цвета в точке пересечения ветви гигантов с горизонтальной ветвью), наклон ветви гигантов S и ряд других величин.

Первое массовое определение металличности ШС выполнил Кукаркин (1974); его каталог содержит 90 скоплений. Харрис и Кантерна (1979) заново вычислили металличности скоплений, используя более поздние спектрофотометрические данные и новые калибровки. Независимые определения величины $[Fe/H]$ для 84 скоплений произвел Зинн (1980а,б), используя в качестве показателя металличности величину бланкетирования спектра в области $3800\text{Å} - 4040\text{Å}$ (параметр Q_{39}).

Страйжис (1982б) измерил наклон ветви гигантов S для 75 скоплений, и, используя калибровку этого параметра к величине $[Fe/H]_{sp}$ по данным Пилачовски и др. (1980), нашел металличность скоплений. Он обратил внимание на то, что интегральные характеристики скоплений: цвет и спектр,

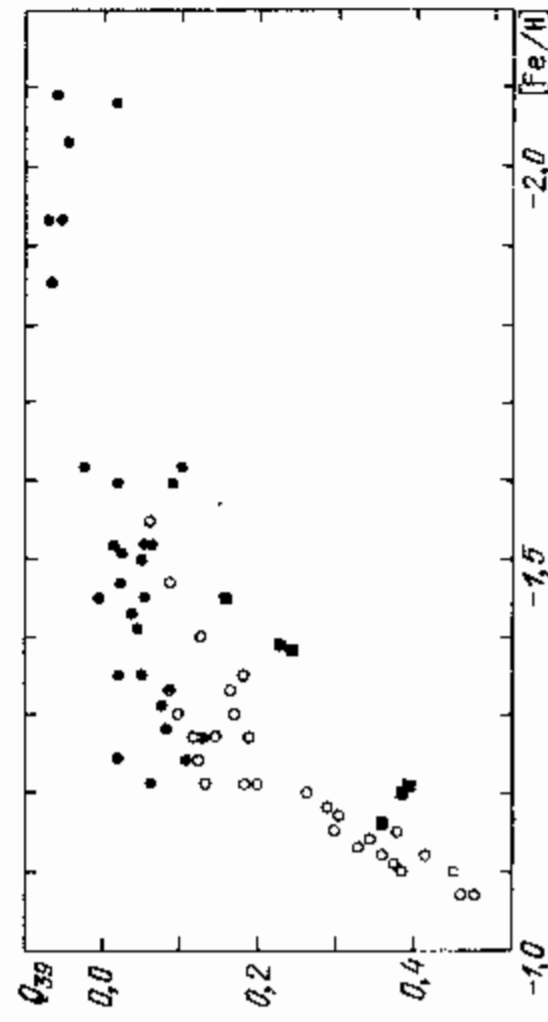
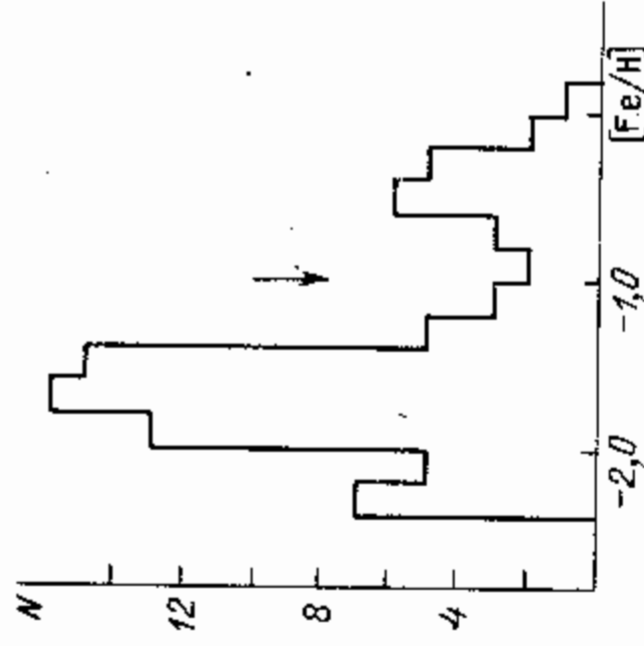


Рис. 12. Шаровые скопления: связь между индексом металличности Q_{39} и величиной $[Fe/H]$, полученной из наклона ветви гигантов S (Страйжис, 1982). Открытые кружки — скопления с "голубой" горизонтальной ветвью, зачерненные — скопления с "красной" горизонтальной ветвью.

Рис. 13. Гистограмма металличности шаровых скоплений по данным Зинна (1980а).



недостаточно хороши в качестве индикаторов металличности. Цвет и спектр ШС зависят не только от величины $[Fe/H]$, но и от так называемого "второго параметра". Дело в том, что цвет и спектр ШС в значительной степени определяются горизонтальной ветвью, а соотношение красных и голубых звезд на этой ветви зависит не только от $[Fe/H]$, но и от какого-то еще фактора — "второго" параметра. Это проявляется в том, что скопления с одинаковой металличностью часто имеют различные горизонтальные ветви. В отличие от цвета и спектра, наклон ветви гигантов зависит только от металличности, поэтому ему следует отдавать предпочтение в качестве индикатора величины $[Fe/H]$. Впрочем, как видно из рис. 12, величины $[Fe/H]$ и Q_{39} довольно хорошо коррелируют, за исключением области наименьшей металличности. При малых значениях $[Fe/H]$ цветовые индексы вообще мало чувствительны к вариациям металличности, в отличие, если судить по рис. 12, от положения гигантов на диаграмме ГР.

Рассмотрим распределение металличности шаровых скоплений. Оно обладает важной особенностью: наблюдается значительный дефицит скоплений с металличностью близкой к $[Fe/H] = -1.0$: распределение имеет в этой области провал (рис. 13). На эту структурную деталь впервые обратили внимание Марсаков и Сучков (1976), которые использовали данные Кукаркина (1974). Позже провал был обнаружен рядом других авторов, на основе уже более однородных и надежных данных. Так, Батлер и др. (1978), по результатам определения металличности звезд типа RR Лир в скоплениях, нашли, что распределение металличности ШС ... оказывается бимодальным, причем эта бимодальность обусловлена провалом в окрестности $[Fe/H] = -1.0$. Харрис и Кантерна (1979) по своим данным обнаруживают вообще "полное отсутствие скоплений (из общего числа 78) в интервале металличности $-1.2 \leq [Fe/H] \leq -0.9$. В этом же интервале значительный $[Fe/H]$ провал в распределении металличности существует и у звезд поля гало (см. § 4).

Значение $[Fe/H] = -1.0$ выделяется еще одним важным свойством; при переходе через эту границу скачком меняются характеристики пространственного распределения ШС (см. ниже). Положение структурных деталей в распределении скоплений по металличности зависит, очевидно, от калибровки индексов содержания тяжелых элементов к величине $[Fe/H]_{sp}$. В последние годы здесь возникла следующая проблема. Козн (1980) и Пилачовски, и др. (1980) нашли, что у скоплений M71 и 47 Tuc содержание железа равно $[Fe/H]_{sp} = -1.2$, что соответствует на порядок и на 0,7 dex меньше принявшимся ранее значениям. Эти два хорошо изученных скопления практически полностью определяют калибровочные зависимости для $[Fe/H]_{ph}$ в более "металлической" области шкалы $[Fe/H]$, поэтому указанный результат может означать необходимость изменения этого участка шкалы. Такое изменение, например, по данным Зинна (1980б), приводит к тому, что в области $[Fe/H] > -1.0$ вообще

ще не остается ни одного скопления, а провал перемещается в окрестности точки $[Fe/H] \approx -1,4$. Однако сейчас нет полной уверенности в необходимости столь радикального изменения шкалы металличности (Зинн, 1980б). Дело в том, что большое значение дефицита металлов у скоплений 47 Tuc и M71 противоречит малой величине ультрафиолетового избытка, наблюдаемого у них. Специальные исследования этого вопроса (см., например, Белл и Густафссон, 1982) пока не дали удовлетворительного решения возникшей проблемы. А она чрезвычайно важна, поскольку с ней связаны вопросы возраста шаровых скоплений, времени формирования гало и другие эволюционные проблемы.

Вернемся с учетом сделанных замечаний о металличности ШС к структуре распределения скоплений по величине $[Fe/H]$. На рис. 12 изображена диаграмма двух индексов металличности, O_{39} и S , причем S переведено в $[Fe/H]$ по данным, дающим большой дефицит металлов у скоплений 47 Tuc и M71. На этой диаграмме хорошо выделяются три отдельные группы ШС. Самая металличная из них отделяется все тем же значением $[Fe/H] \approx -1,2$ от группы ШС с меньшим содержанием металлов (по "старой" калибровке это было бы значение $[Fe/H] = -1,0$). Кроме того, индекс S (шкала $[Fe/H]$) отчетливо выделяет еще и группу экстремально бедных металлами скоплений.

Интересна связь распределения металличности со структурной горизонтальной ветви скоплений. На рис. 12 видно, что в области $[Fe/H] > -1,2$ находятся только скопления с "голубой горизонтальной ветвью" (параметр "цвета" ветви $D \leq 3$; см. Страйжис, 1982б). В области $[Fe/H] < -1,7$ находятся только скопления с "красной" горизонтальной ветвью ($D > 3$), а промежуточная группа представляет собой смесь скоплений с "голубой" и "красной" ветвями. Это наглядно показывает доминирующее влияние металличности на морфологию горизонтальной ветви (при заметном различающихся значениях $[Fe/H]$ по типу структуры ветвей ШС образуют пересекющиеся группы), и ограниченность действия "второго параметра". Впрочем, если "второй параметр" — возраст, то при наличии корреляции между возрастом и металличностью это заключение может быть не верным.

2. Связь пространственного распределения и кинематики с химическим составом

Еще Мейол (1946) обратил внимание, что скопления спектрального класса G видны преимущественно в направлении на центр Галактики. Зависимость характера распределения ШС в пространстве от их спектрального класса рассматривалась затем неоднократно (Шаров, 1976).

Бааде (1958) пришел к выводу, что ШС образуют в Галактике две дискретные подсистемы; такое же заключение сделал Шаров (1976). Выделяющиеся по признаку металличности три группы ШС из каталога Кукаркина (1974) обладают совершенно разными пространственно-кинематическими характеристиками. Это хорошо видно из таблицы 4.

Тщательный статистический анализ подтверждает разделение всех ШС на перекрывающиеся группы. Также исследование провели, например, Кастеллани и Мельчiori (1981), и резюмировали его следующим образом: "Единственное заключение, которое мы можем сделать, состоит в том, что мы имеем убедительные свидетельства в пользу существования в гало Галактики, по крайней мере в первом приближении, двух отчетливых населений шаровых скоплений, которые отличаются друг от друга химическим составом и пространственным распределением". Согласно этой работе,

Таблица 4. Пространственные и кинематические характеристики шаровых скоплений разной металличности (Марсаков, Сучков, 1977)

	$[Fe/H] < -1,0$	$-1,0 < [Fe/H] < -0,5$	$[Fe/H] > -0,5$
σ_r , км/с	147	126	85
ΣR , кпк	23,1	7,5	7,0
Σz , кпк	16,7	2,7	1,4
$\langle x \rangle$, кпк	6,9	4,0	5,1
$\langle y \rangle$, кпк	5,4	2,3	1,7
$\langle z \rangle$, кпк	8,7	2,1	1,3

Примечания: σ_r — дисперсия лучевых скоростей ШС, ΣR — дисперсия расстояний ШС от центра Галактики, Σz — дисперсия расстояний ШС от плоскости Галактики, $\langle |x| \rangle$, $\langle |y| \rangle$, $\langle |z| \rangle$ — средние значения модулей расстояний ШС от центра Галактики по соответствующим координатам (ось x направлена от центра к Солнцу, ось z — перпендикулярна плоскости Галактики).

скопления разделяются спектральным классом G0–F8, что соответствует $[Fe/H] \approx -1,0$.

На рис. 14 и 15 дано распределение ШС по R и $|z|$ в зависимости от их спектрального класса и металличности. Наиболее характерная особенность этих рисунков — наличие скачка в распределении при переходе через класс F8,5 (рис. 14) и через $[Fe/H] = -1,0$ (рис. 15). В области выше F8,5, или выше $-1,0$ по $[Fe/H]$ (напомним, что деление спектральных классов ШС точкой F8,5 хорошо соответствует делению металличности точкой $[Fe/H] = -1,0$) z -координата скоплений не превышает значения 4 кпк, а R -координата — 8 кпк. Ниже этих точек сразу же появляется большое количество скоплений на расстояниях до 15–20 кпк и дальше, как по z , так и по R -координате. Важно подчеркнуть, что этот переход скорее скачкообразный, чем постепенный, а внутри обеих групп скоплений явного систематического изменения $|z|$ и R с металличностью или спектральным классом не наблюдается (зависимость такого рода не исключена в богатой металлами группе ШС, в которой по данным Кукаркина (1974) самые металличные скопления находятся ближе всего к центру).

Как отмечено выше, существенно различается и кинематика этих групп. Дисперсия лучевых скоростей σ_r у малометаллических ШС порядка

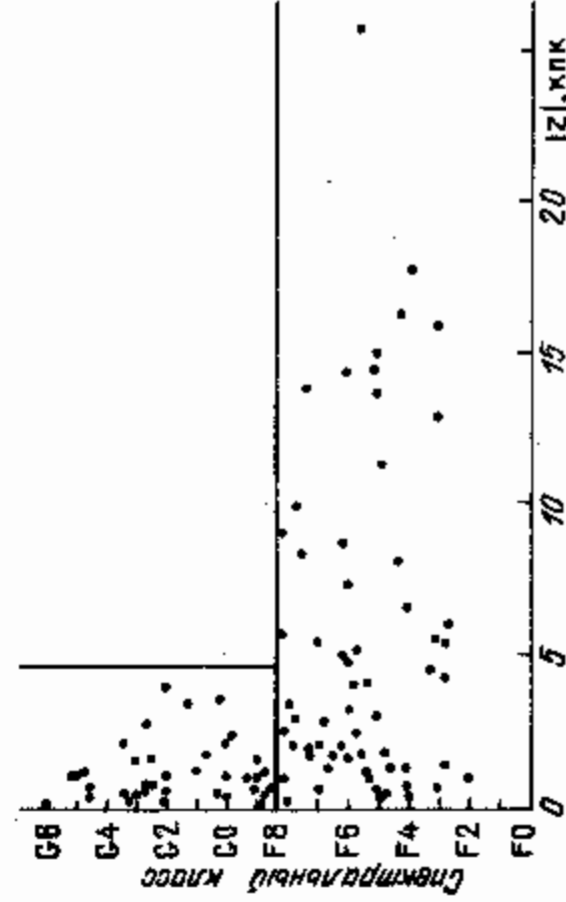


Рис. 14. Шаровые скопления: диаграмма спектральный класс — высота над плоскостью Галактики (Шаров, 1976).

Таблица 5. Характеристики двух групп шаровых скоплений Галактики

Подсистемы ШС	Спектр	Химический состав	Предельная z-координата	Предельная R-координата
Экстремальная подсистема гало	ранее F8,5	$[Fe/H] < -1$	> 20 кпк	> 20 кпк
Промежуточная подсистема гало	позже F8,5	$[Fe/H] > -1$	4 кпк	9 кпк

150 км/с, а для скоплений с $[Fe/H] > -1,0$ она составляет 100 — 110 км/с. Е.Д.Павловская определила величину σ , для разных спектральных групп ШС с учетом вращения подсистемы этих объектов. У скоплений F8,5 — G6 дисперсия оказалась порядка 80 км/с, а для ШС более ранних, чем F8,5 эта величина близка к 115 км/с (см. Шаров, 1976).

В литературе большое внимание уделяется вопросу о градиенте химического состава гало по R и по z -координате. Из рис. 14 и 15 следует, что такой градиент существует, и обязан он двум группам ШС разной металличности с резко отличающимися пространственными характеристиками. На больших расстояниях встречаются только малометаллические скопления, а на меньших — смесь богатой и бедной металлами групп ШС. Поэтому усредненная металличность скоплений в области $R < 9$ кпк, $z < 4$ кпк будет выше, чем у периферийных — отсюда и общий градиент. Во внешней же области градиент, по-видимому, отсутствует (см. Зинн, 1980б). Аналогичная картина обнаруживается и для звезд поля гало (рис. 16); у них также существует градиент металличности, обусловленный существованием двух групп звезд разной металличности ($[Fe/H] \lesseqgtr -1,0$) с резко различающимися характеристиками орбит (см. § 4).

Интересно, что такая же структура пространственного распределения химического состава установлена для эллиптической галактики M 87: в ней как шаровые скопления, так и звезды поля показывают рост голубизны, т.е. уменьшение металличности на интервале от 6 кпк до 30 кпк, а от 30 кпк до 58 кпк изменения показателя цвета незначительны (Харрис и др., 1978).

Таким образом, шаровые скопления Галактики достаточно отчетливо разделяются на две подсистемы. Судя по химическому составу и пространственному распределению, первая образована самыми старыми объектами (экстремальная подсистема гало), вторая — объектами, возраст которых должен быть заметно меньше (промежуточная подсистема, гало). Параметры подсистем разделены естественными границами, приведенными в таблице 5.

3. Возраст

Приблизительно для десятка хорошо изученных скоплений неоднократно определялись их возрасты t путем сопоставления наблюдаемых диаграмм цвет-светимость с теоретическими изохронами (Сайо, 1977; Демарк и Мак-Клор, 1977; Карни, 1980). Возрасты ШС, согласно этим исследованиям, заключены в интервале от $16 - 19 \cdot 10^9$ лет для самых старых, малометаллических скоплений (например, M 92) до $10 - 11 \cdot 10^9$ лет для

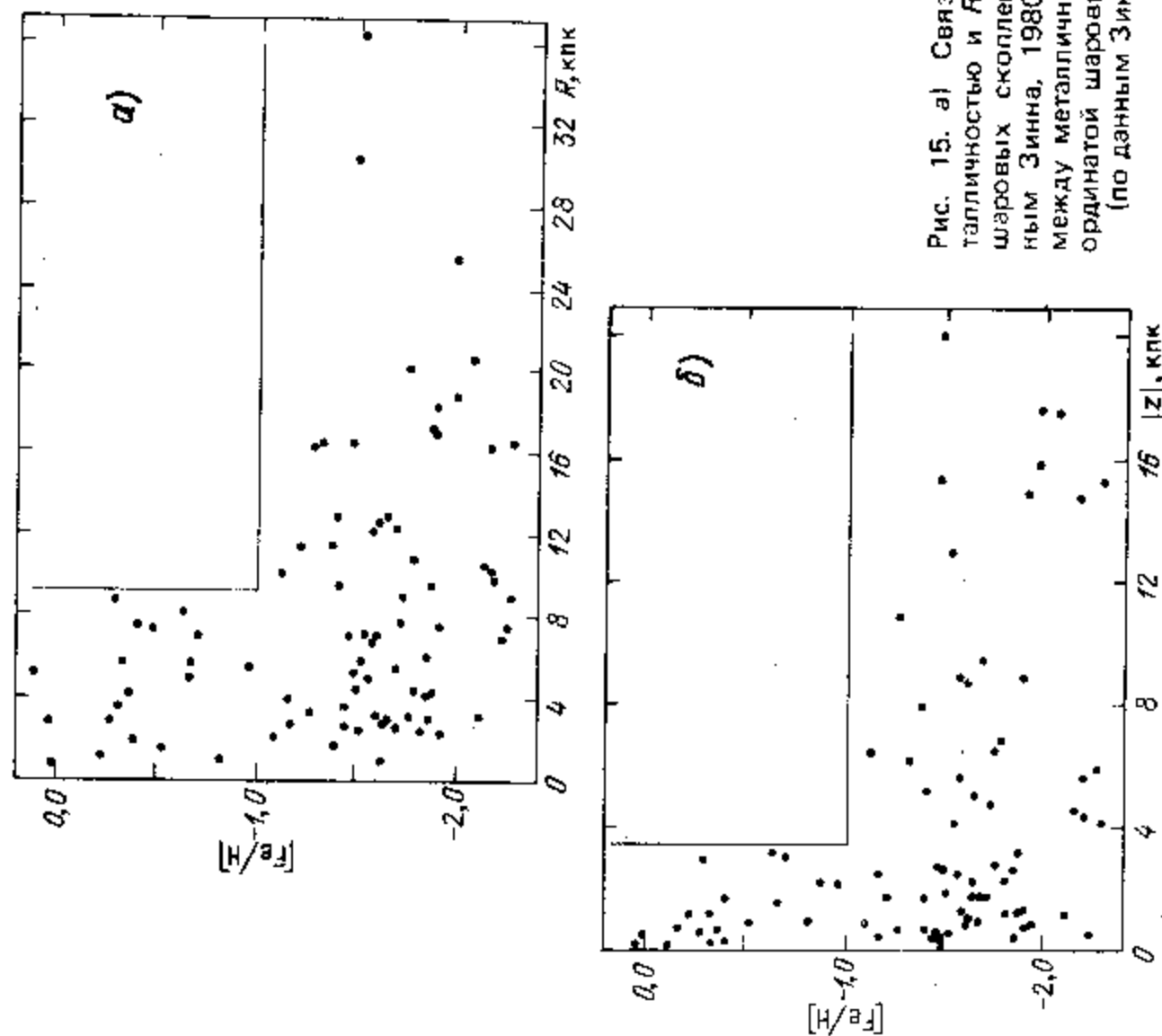


Рис. 15. а) Связь между металличностью и R -координатой шаровых скоплений (по данным Зинна, 1980а). б) Связь между металличностью и z -координатой шаровых скоплений (по данным Зинна, 1980а).

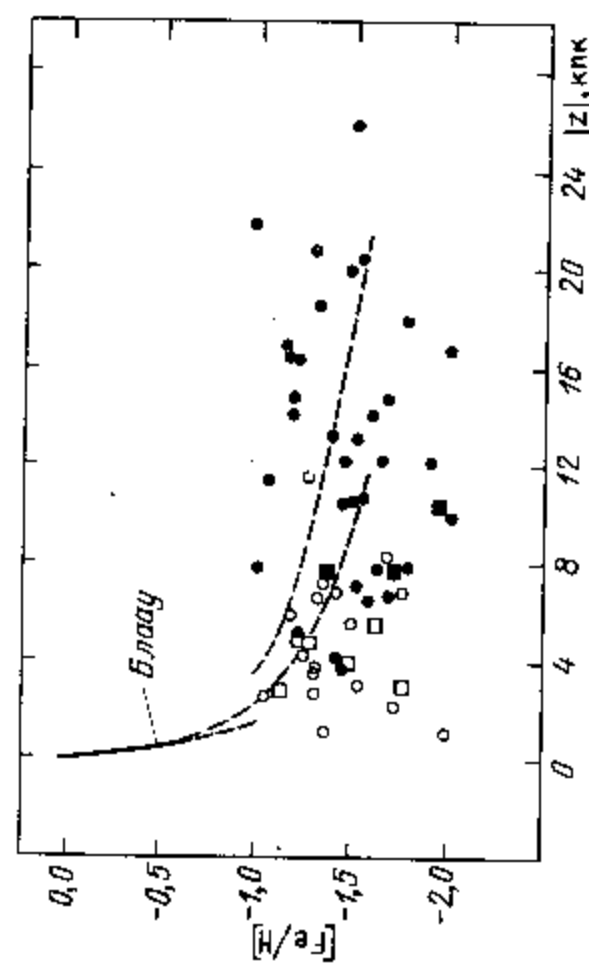


Рис. 16. Связь между металличностью и расстоянием от плоскости диска Галактики у звезд типа RR Лир. Указан ход зависимости $[Fe/H] - |z|$ для звезд диска по Блау (Батлер и др., 1982).

самых молодых, богатых металлами ШС (M 71, 47 Tuc; для M 71 Карни нашел даже $6 \cdot 10^9$ лет при $[\text{Fe}/\text{H}] = -0,2$).

Эти результаты давали основание считать, что явно обнаруживается зависимость содержания тяжелых элементов от возраста. Однако ситуация оказалась намного сложнее. Дело в том, что определяемый возраст непосредственно зависит от принимаемой величины обилия тяжелых элементов Z , причем таким образом, что завышение обилия ведет к уменьшению возраста. Так, завысив Z на 0,4 dex, мы занижим возраст на $2,5 \cdot 10^9$ лет (Демарк, 1980). Отсюда видно, что из-за случайных ошибок в определении $[\text{Fe}/\text{H}]$ обязательно возникает ложная корреляция возраст—металличность. Это так и оказалось в отмеченных выше работах. Подавляющая часть обнаруженной в них зависимости $t - [\text{Fe}/\text{H}]$ обусловлена двумя "молодыми" скоплениями: 47 Tuc и M 71, для которых принималось $[\text{Fe}/\text{H}] = -0,5$ и $-0,2$ соответственно. Изменив, согласно Пилачовски и др. (1980), эти значения на $-1,2$, мы получим для них возраст $15 - 17 \cdot 10^9$ лет, т.е. такой же, как и для других ("старых") скоплений. Будущие исследования должны дать окончательный ответ на этот вопрос.

Дополнительную неопределенность в проблеме возраста ШС вносят плохо известные отношения CNO-элементов к металлам и гелию к водороду. Особенно большая проблема связана с содержанием CNO-элементов. Они дают основной вклад в весовую долю тяжелых элементов Z , причем почти половина его приходится на кислород. В то же время о величине Z в шаровых скоплениях судят по отношению $[\text{Fe}/\text{H}]$, поскольку из-за трудностей определения обилия CNO-элементов их содержание известно лишь для нескольких объектов. Обычно предполагают, что $[\text{O}/\text{Fe}]$ и вообще $[\text{CNO}/\text{Fe}]$ близко к нулю, т.е. пропорции этих элементов такие же как на Солнце. Тогда, пользуясь солнечным значением Z_{\odot} и известными для скоплений величинами $[\text{Fe}/\text{H}]$, можно найти Z . Но если указанное предположение неверно, то этот метод даст ошибочное значение Z . Сейчас ряд данных указывает на то, что при $[\text{Fe}/\text{H}] < -0,5$ кислород относительно избыточен, $[\text{O}/\text{Fe}] \approx +0,5$ (Снеден и др., 1979). Учет такого избытка кислорода уменьшает возраст скоплений приблизительно на $1 - 3 \cdot 10^9$ лет.

Страйжис (1982b) определил возрасты 13 скоплений с учетом новых спектроскопических определений металличности для M 71 и 47 Tuc и с учетом относительного избытка кислорода в малометаллических скоплениях. Его результаты обнаруживают некоторую корреляцию возраста и химического состава, но точность все еще недостаточна, чтобы говорить о ней уверенно. Интересный вывод можно сделать относительно различия в возрастах скоплений: оно не превышает $3 - 4 \cdot 10^9$ лет, и скорее всего заметно меньше этих цифр, поскольку случайная ошибка определения возраста не меньше $2 - 3 \cdot 10^9$ лет. Возрасты лежат в пределах $13 - 17 \cdot 10^9$ лет.

Аналогично Сэндидж (1982) определил возраст системы ШС в $17 \cdot 10^9$ лет и сделал заключение о том, что разброс возрастов отдельных ШС составляет всего лишь $\sim 10\%$; даже богатые металлами скопления 47 Tuc и NGC 6838 не могут быть моложе бедных металлами скоплений более чем на 10% .

Новые исследования возрастов ШС имеют важное значение для понимания ранней эволюции Галактики. Они усиливают полученный ранее Мак-Клюром и Тварогом (1977) результат о большом разрыве между возрастными гало и диска ($t_{\text{disk}} \leq 5 - 8 \cdot 10^9$ лет) и свидетельствуют о том, что на стадии формирования гало химическая эволюция протекала быстрее, чем на стадии формирования диска.

4. Происхождение шаровых скоплений и экстремального населения гало

Известное совпадение массы типичного шарового скопления с критической массой Джинса на космологической стадии рекомбинации дало повод для предположения о догалактическом образовании ШС и последующем их сгущении в галактики (Пиблс и Дикке, 1968). Но существование в Галактике по крайней мере двух групп ШС с их свойствами позволяет сейчас исключить предположение о том, что все ШС имеют догалактическое происхождение. Действительно, тот факт, что богатые металлами ШС обнаруживаются только на малых расстояниях от центра и от плоскости Галактики, означает, что эти ШС сформировались на поздних стадиях коллапса протогалактики из уже обогащенного металлами вещества.

С малометаллической группой ШС ситуация менее определенная. Эта группа по химическому составу и ряду других свойств сходна с малометаллическими звездами поля. Поэтому, если считать, что экстремально бедные гало родились в Галактике, то и эта группа ШС формировалась в ней. Такая же картина наблюдается у других галактик. Харрис и др. (1978) установили, что подсистема шаровых скоплений эллиптической галактики M 87 имеет радиальный градиент показателей цвета, который оказался идентичен градиенту, полученному из поверхностной фотометрии гало M 87. Отсюда делается вывод, что химическая история звезд гало и системы шаровых скоплений одинакова, поэтому теперь "трудно защищать модели, которые требуют образования шаровых скоплений до формирования галактики". Впрочем, у той же галактики M 87 и некоторых других эллиптических галактик в скоплениях Девы обнаружены также и различия между шаровыми скоплениями и звездами гало: скопления имеют в среднем больший ультрафиолетовый избыток, т.е. имеют меньшее содержание металлов, и их поверхностная плотность падает слабее с увеличением расстояния от центра (Форт и др., 1981).

В нашей Галактике вид распределения металличности у звезд гало и у шаровых скоплений практически один и тот же (Сучков, 1981a). Это говорит в пользу общности химической эволюции ШС и звезд гало. Однако исключить возможность догалактического происхождения и малометаллической группы ШС и старых звезд поля не просто. Одним из решающих аргументов против такой возможности был бы факт различия химического состава металлических скоплений (и звезд поля) у разных галактик. Его естественно приписать различию характера начального обогащения металлами в галактиках в зависимости от их свойств (например, от массы), и тогда можно было бы утверждать, что рассматриваемые скопления образуются из вещества протогалактики после этого начального обогащения. Указания на такие различия действительно существуют. Рейсин и др. (1978) получили для наиболее малометаллических скоплений галактики M 87 величину $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -1,3$, что намного больше, чем у бедных металлами скоплений нашей Галактики. И в среднем для скоплений (экстремально бедных) гало M 87 они находят обилие металлов в пять раз больше, чем в Галактике. Отсюда делается заключение, что "величина $[\text{Fe}/\text{H}]$ зависит от свойств самой галактики, а не является универсальным свойством шаровых скоплений". Рейсин и др. (1978) подтверждают тем самым точку зрения ван ден Берга (1969), который пришел к выводу о большом обилии металлов у периферийных скоплений M 31 по сравнению с аналогичными скоплениями Галактики. Итак, данные о химическом составе шаровых скоплений (экстремально бедных) гало разных галактик указывают все же на то, что ШС рождаются в самой галактике.

Подчеркнем теперь другой аспект вывода Рейсина и др. (1978), а именно: поскольку величина $[Fe/H]$ является свойством самой галактики, а не "универсальным свойством шаровых скоплений", то тяжелые элементы производятся не в скоплениях, а в общей протогалактической среде, из которой затем уже выделяется облака протоскоплений. Это в высшей степени важное обстоятельство, имеющее отношение к проблеме первичных источников тяжелых элементов (население III?), к образованию и эволюции шаровых скоплений, химической эволюции галактик в целом.

Из него, в частности, следует, что звезды скопления должны иметь практически одинаковое обилие металлов. Результаты очень многих работ подтверждают это. В частности, Сирл и Зинн (1978) установили этот факт сразу для 19 скоплений (экстремального) гало; Сюнцев (1980) показал, что в хорошо изученных скоплениях M 3, M 13, M 15, M 82 нет разброса в содержании Ca, превышающего ошибку определения; Смит и Батлер (1978) установили то же самое для скопления M 4.

Однако для нескольких скоплений установлен несомненный разброс величины $[Fe/H]$, связанный, возможно, с крайне интересным обстоятельством. Наиболее известно в этом отношении скопление ω Cep. Батлер, и др. (1978), определили в нем металличность около 40 звезд типа RR Лиры и показали, что они занимают очень широкий диапазон металличности. При этом они обратили внимание на бимодальность распределения звезд по $[Fe/H]$. Сучков (1981a) предположил, что бимодальность обусловлена тем, что ω Cep образовалась при слиянии двух шаровых скоплений (или протоскоплений) с разным содержанием металлов. Это, в частности, объясняет и аномально большую массу ω Cep. Независимо такое же предположение высказали Норрис и др. (1980) о скоплении NGC 6752. Они обнаружили бимодальность распределения интенсивности фиолетовой полосы циапа гигантов этого скопления, а также ряд других деталей, которые одновременно объясняются указанным предположением.

Важнейшую информацию о природе, о происхождении шаровых скоплений дает сравнение скоплений с ближайшими карликовыми сфероидальными галактиками (например, в созвездиях Скульптора, Печи, Дракона и др.). Они имеют почти такие же массы, и иногда считают, что они являются объектами того же типа, что и ШС. На самом деле природа и происхождение шаровых скоплений и карликовых галактик, по-видимому, совершенно разная. Между ними имеются существенные различия, на которые уже неоднократно обращалось внимание. Например, при одинаковой массе светимость у галактик меньше, чем у ШС: $L_{\text{гал}} < L_{\text{ШС}}$; в отличие от скоплений у всех карликовых галактик обнаруживается большой разброс металличности, достигающий 1,0 по $[Fe/H]$; они показывают ту же связь между $[Fe/H]$ и параболической скоростью, что и более массивные эллиптические галактики. Анализ этих свойств карликовых галактик и ШС приводит к выводу о том, что химический состав первых обусловлен производством химических элементов в них самих, тогда как "металличность шаровых скоплений, по-видимому, отражает только металличность Галактики во время и в месте рождения этих скоплений"; кроме того, перед тем как карликовые галактики потеряли газ в процессе звездообразования, они были "в 100 раз более массивны и в 100 раз более компактны, чем в настоящее время" (Вигру и др., 1981).

Таким образом, если карликовые галактики формируются так же, как и другие галактики, и у них наблюдаются те же взаимосвязи между разными характеристиками, что и у других галактик, то шаровые скопления рождаются только в галактике, и их свойства определяются физическими усло-

виями в данной галактике. Это относится не только к химическому составу ШС, но и к многим другим их характеристикам. Сучков и Шекинов (1981), например, показали, что наблюдаемую среднюю плотность скоплений можно однозначно связать с содержанием тяжелых элементов Z и с интенсивностью нагревающего излучения (или скоростью первичной ионизации ξ) в газовой протогалактике.

В соответствии с приведенным выше заключением можно также думать, что, в отличие от карликовых галактик, ШС сразу рождаются с малыми массами, близкими к современной, и процесс звездообразования очень быстро переводит газ протоскопления в звезды; в противном случае трудно понять, почему все-таки у ШС нет собственного обогащения тяжелыми элементами.

§ 4. Звезды гало

Наиболее изученными звездами гало являются субкарлики, звезды типа RR Лиры, красные гиганты. Существование красных и желтых звезд низкой светимости, лежащих ниже главной последовательности, установил в конце 30-х годов Койпер. Паренаго (1946) обнаружил, что эти звезды — субкарлики — образуют свою последовательность, лежащую почти параллельно ГП. После работ Паренаго, а затем и других авторов, стало ясно, что они относятся к экстремальному населению гало.

Сейчас мы знаем, что субкарлики — это действительно наиболее старые звезды Галактики, с содержанием тяжелых элементов на один — два порядка меньше солнечного. У них наблюдаются наибольшие скорости движения, наибольшая дисперсия скоростей, наибольший эксцентриситет орбит, близкий к $e = 1$. Характеристики субкарликов заключают в себе информацию о самом раннем периоде жизни Галактики, и это привлекает к ним особое внимание.

Из-за низкой светимости субкарлики видны только вблизи Солнца, и это затрудняет их использование для изучения свойств гало в больших масштабах. Для этой роли прекрасно подходят звезды типа RR Лиры — яркие переменные гиганты горизонтальной ветви. Эти звезды хорошо обнаруживаются и отождествляются на расстояниях до нескольких кпк от Солнца, а в направлении на северный галактический полюс — даже до 20 — 25 кпк (Батлер и др., 1979); для них хорошо определяется содержание тяжелых элементов, они имеют сравнительно надежные фотометрические расстояния. Все это делает их весьма ценными объектами для изучения крупномасштабных свойств населения гало.

Звезды типа RR Лиры встречаются и в поле, и в шаровых скоплениях. Сравнивая их свойства можно сделать важные выводы о различии или одинаковости этих двух типов звездных населений, что дает дополнительную информацию о происхождении самых старых объектов Галактики.

К наиболее ярким звездам гало относятся и красные гиганты. В шаровых скоплениях эти звезды дают подавляющий вклад в светимость. В поле их очень сложно отождествлять, выделять как по светимости, так и по принадлежности к гало. Последнее осуществляется, главным образом, по кинематическим критериям — звезды гало должны иметь в среднем большие скорости. У красных гигантов намного хуже, чем у звезд типа RR Лиры, определяются и расстояния. Тем не менее, эти звезды вносят свой вклад в изучение структуры и ранней эволюции Галактики.

Низкая светимость последовательности субкарликов на диаграмме ГР обусловлена дефицитом тяжелых элементов по сравнению с обилием тяжелых элементов у населения диска. На диаграмме M_V , $(B - V)$ этот дефицит дважды влияет на светимость: во-первых, при меньших Z ГП лежит вообще ниже из-за меньшей непрозрачности атмосферы звезды. Во-вторых, цвета звезд голубеют из-за меньшего эффекта бланкетирования линиями металлов, т.е. величины $(B - V)$ смещаются на диаграмме ГР влево. В сумме это приводит к разрыву светимости между последовательностью скопления Гиад и последовательностью субкарликов приблизительно на $\Delta M_V = 1^m,5$. Но более слабых звезд на интервале $0,6 \leq (B - V) \leq 1,3$ по-видимому, не существует (Дан и Харрингтон, 1978). На диаграмме M_V , $(R - I)$ разрыв примерно вдвое меньше, так как на $(R - I)$ величина Z не влияет (см. Карни, 1979).

На диаграмме M_{bol} , $\lg T_e$ субкарлики лежат на $0^m,7$ ниже карликов, но вблизи, $\lg T_e = 3,76$ их последовательность уходит вверх и пересекает ГП звезд диска (рис. 17). Таким образом, F- и ранние G-субкарлики уже ушли со своей ГП в область субгигантов населения гало (Эгген, 1973; Перрин и др., 1977). Впрочем, звезды с экстремальным дефицитом металлов $[Fe/H] \leq -2,2$, по-видимому, находятся на ГП субкарликов и в области больших температур (см. Карни, 1979).

Известные субкарлики представлены в основном спектральными классами G и F. Доля же звезд sdK и sdM намного меньше ожидаемой, и это явление получило название дефицита K-субкарликов. Интерес к нему объясняется тем, что, как отметили, например, Бессель и Викарамсинг (1979), реальность такого дефицита означала бы, что в гало на ранних стадиях эволюции Галактики не формировались звезды малых масс. При этом они показали, что малометаллические K-субкарлики просто трудно обнаруживать, а на самом деле экстремально бедных металлами звезд sdK должно быть много среди известных объектов с большими ультрафиолетовыми избытками. Аналогично Эйк и Гринштейн (1980), обнаружившие экстремально бедные металлами M-субкарлики, указали на эффекты, которые обычно препятствуют выявлению этих звезд. Дело в том, что в спектрах поздних, маломассивных звезд дефицит металлов не представляется обычным ослаблением линий, так как он компенсируется увеличением газового и электронного давления в атмосферах. Малое содержание тяжелых элементов у них обнаруживается по ослаблению полос TiO по отношению к полосам гидридов (CaH, MgH). Но у чрезвычайно малоиметаллических звезд молекулы TiO могут вообще не наблюдаться, поэтому такие звезды не отождествляются вообще.

Это, возможно, объясняет результат Моулда (1978), который нашел, что среди звезд sdM нет объектов с содержанием металлов более чем в 10–20 раз меньше солнечного. Таким образом, пока что нет необходимости считать,

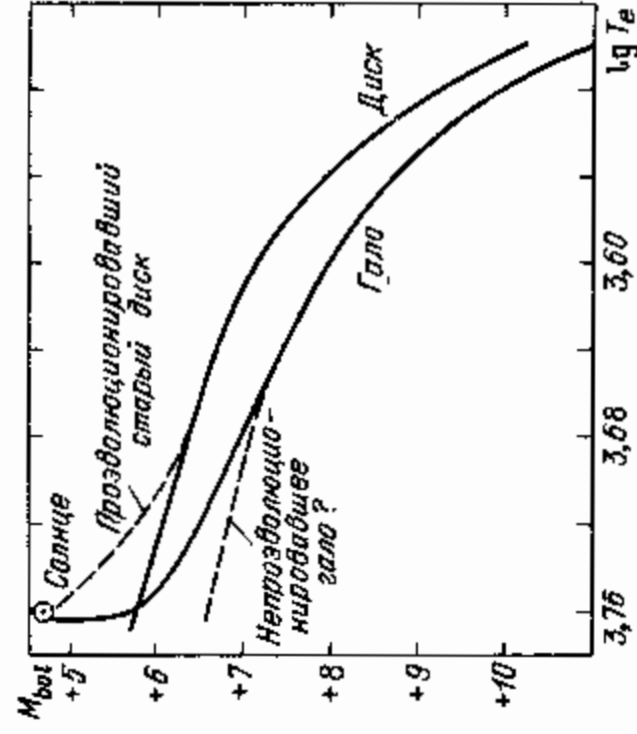


Рис. 17. Схема диаграммы ГР для звезд гало и диска (Эгген, 1973).

что в гало на ранних стадиях эволюции Галактики не формировались малоиметаллические звезды.

Впрочем, здесь, возможно, более важно другое обстоятельство. Экстремально бедные металлами звезды данного спектрального класса имеют гораздо меньшие массы на ГП, чем звезды с большим содержанием металлов. Если у звезд диска начальная функция масс (НФМ) падает в области малых значений масс, например, в районе наиболее поздних спектральных подклассов M, то аналогичное падение этой функции у малометаллических звезд при той же начальной функции масс проявляется в гораздо более ранних спектральных классах. Это может объяснить дефицит звезд sdK и sdM даже при одинаковых НФМ звезд гало и диска.

Сравнение диаграмм ГР субкарликов и звезд диска обнаруживает ряд интересных моментов (Эгген, 1973). Во-первых, полосы ГП этих звезд с большим запасом не перекрываются, (см. также Моулд и Хайланд, 1976). Отсутствие звезд промежуточных светимостей, скорее всего, указывает на отсутствие звезд с металлическостью, промежуточной между характерными для диска и гало значениями. Во-вторых, величина разрыва между последовательностями субкарликов и скопления Гиад полностью объясняется десятикратным различием в содержании тяжелых элементов Z . В то же время действительная разность обилия металлов $[Fe/H]$ составляет порядка — два порядка. Чтобы оставить ГП диска и гало на своих местах при таком различии в $[Fe/H]$, естественнее всего предположить соответствующий дефицит гелия у субкарликов. Карни (1979) показал, что он должен быть равен $\Delta Y = 0,11$. Кроме того, относительное обилие железа у старых звезд, по-видимому, меньше, чем кислорода, который дает основной вклад в Z . И если у субкарликов $[O/Fe] = +0,5$ (Ламберт и др., 1979), то достаточно дефицита гелия $\Delta Y = 0,07$, чтобы объяснить величину разрыва светимости между последовательностями скопления Гиад и субкарликов.

Детальное изучение диаграммы ГР субкарликов осложняется их малочисленностью, трудностями их отождествления и определения светимостей. До сих пор известно не многим более двух десятков этих звезд с относительно надежными тригонометрическими параллаксами, пригодными для анализа диаграммы ГР (Эгген, 1979). Поиски субкарликов ведутся обычно среди звезд с большими ультрафиолетовыми — избытками $\delta(U - B)$ и среди высокоскоростных звезд. Полагая, что звезды с $\delta(U - B) > 0,15$ относятся к гало и являются субкарликами (Эгген и др., 1962, Эгген, 1970), можно значительно увеличить число доступных для изучения представителей этого типа населения Галактики. Используя тот факт, что у субкарликов узкая и резко отделившаяся от звезд диска полоса главной последовательности, для них можно получить хорошие фотометрические расстояния, а далее исследовать их кинематику и вычислять элементы галактических орбит.

Среди высокоскоростных звезд субкарлики преобладают в области значительной эксцентриситета орбит $e > 0,5 - 0,6$, и это позволяет считать звезды главной последовательности с $e > 0,6$ субкарликами.

Наконец, среди звезд диска крайне редко встречаются малометаллические объекты, с $[Fe/H] < -0,5$ (см. ниже). Поэтому такие звезды, если они не гиганты, можно также отнести к субкарликам, т.е. помещать их на соответствующую последовательность диаграммы ГР и определять затем светимость и расстояние.

2. Химический состав и распределение металличности звезд поля гало и старого населения диска

Все возрастающий интерес к самым старым звездам Галактики привел к тому, что за последнее время для них сильно увеличилось количество данных о химическом составе. Так, компилятивный каталог Марсакова (1980) содержит около 100 звезд с металличностью гало ($[Fe/H] < -0.5$), для которых величины $[Fe/H]$ найдены из спектрального анализа. Лак и Бонд (1981) определили детальный химический состав 21 гиганта гало с $[Fe/H] < -1.5$. Большое количество измерений $[Fe/H]$ было сделано на основе различных фотометрических систем. В итоге сейчас имеется достаточно данных, чтобы делать статистические выводы о ранней химической эволюции Галактики.

Один из важных результатов спектроскопических измерений химического состава звезд гало состоит в том, что до сих пор не обнаружено ни одного объекта с реликтовым содержанием элементов, т.е. с $Z = 0$. Самая бедная металлами звезда имеет металличность $[Fe/H] = -3.52$ (Карни и Петерсон, 1981). До недавнего времени наименее металличной звездой считался хорошо изученный гигант HD 122563: $[Fe/H] = -2.7$. Но подавляющее большинство звезд гало имеет металличность $[Fe/H] > -2.0$. Это видно на рис. 18, где изображены распределения металличности звезд гало и старого населения диска.

На рис. 18 приведены гистограммы нескольких выборок звезд с определениями металличности разными методами: рис. 18а — звезды со спектроскопическими измерениями $[Fe/H]_{sp}$, рис. 18б, 18в, 18г — карлики и субкарлики спектральных классов F — G с фотометрическими значениями $[Fe/H]$ в системе UV (индекс металличности $\delta_{0.6}$) и в тринадцатичетной системе (индекс металличности $\delta(37-45)$; Шустер, 1979). На рис. 19 представлены звезды типа RR Лир с индексами металличности $(k-b)_2$ и ΔS . Кривые на рис. 18 и 19 получены путем сглаживания гистограмм.

На рисунках видно, что все распределения быстро падают к точке $[Fe/H] = -2.0$. Другими словами, среди экстремально старых населений

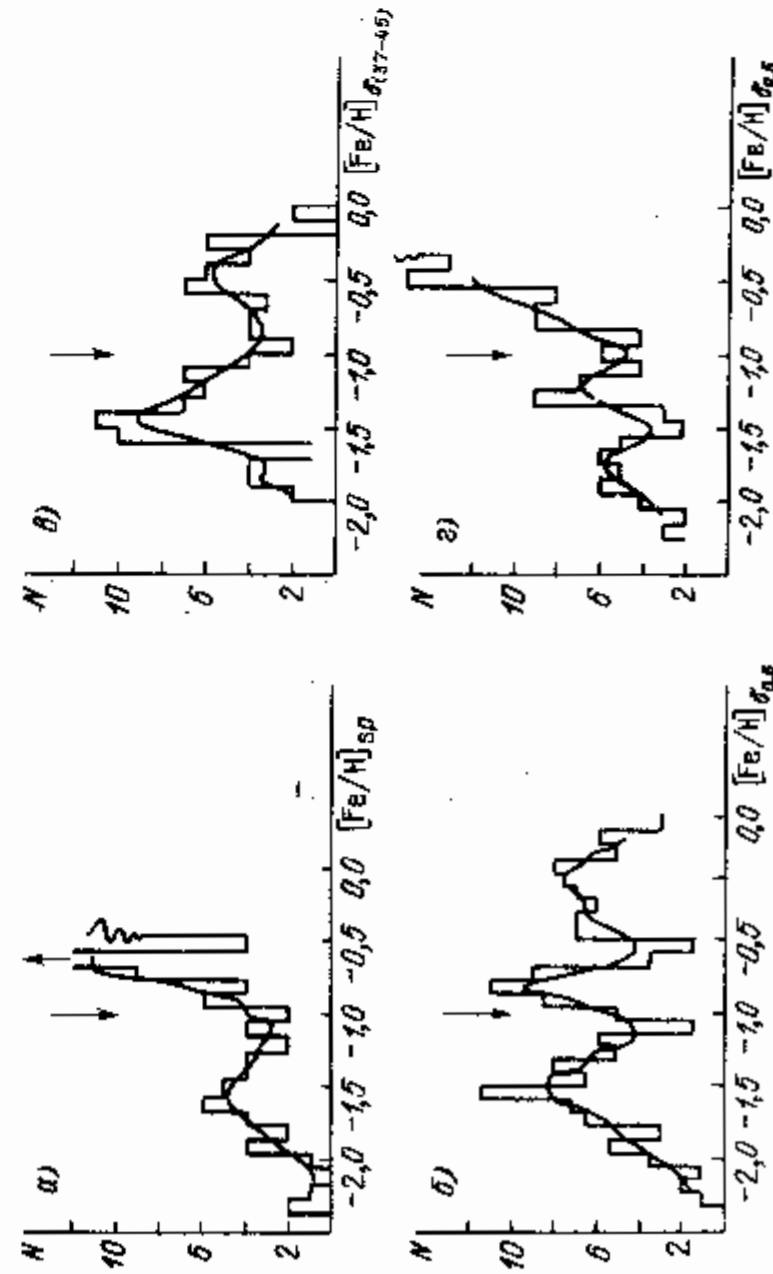


Рис. 18. Распределение металличности субкарликов и карликов с различными определениями величин $[Fe/H]$ (Сучков, 1981а).

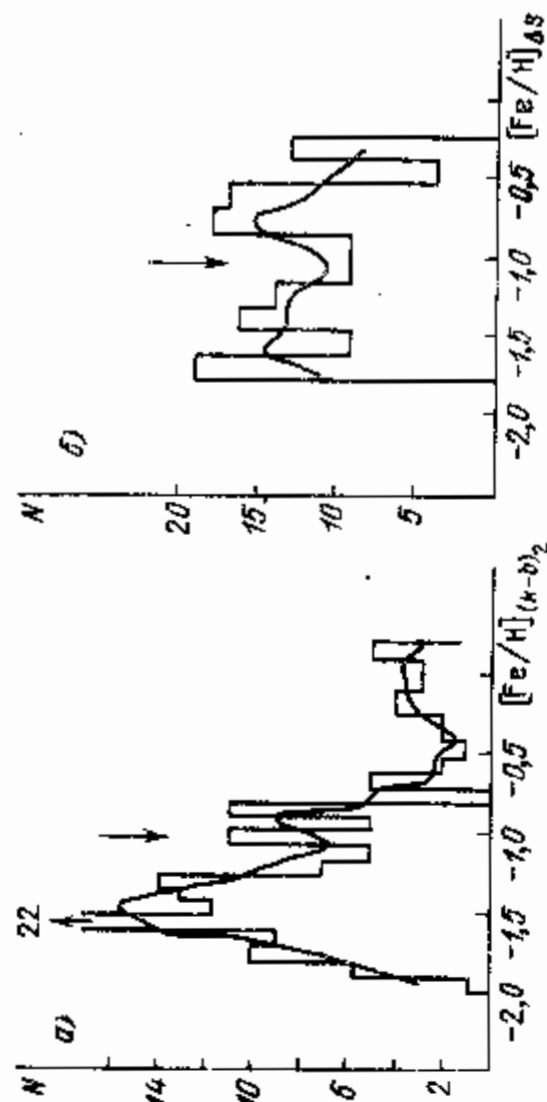


Рис. 19. Распределение металличности звезд типа RR Лир с различными определениями величин $[Fe/H]$ (Сучков, 1981а).

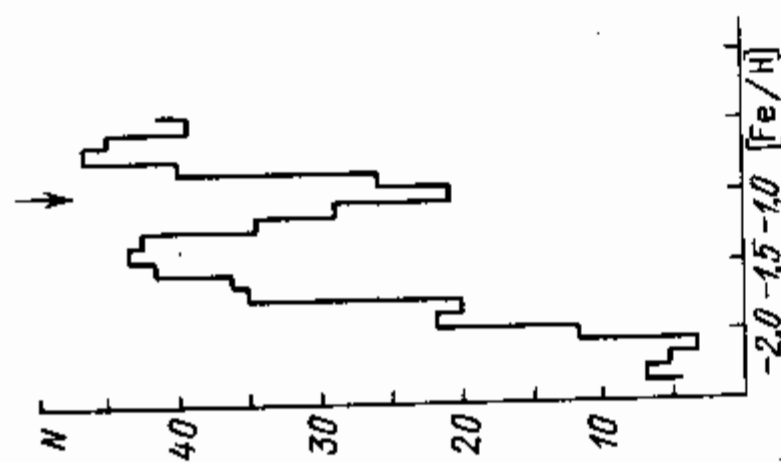
Галактики чрезвычайно мало объектов с содержанием тяжелых элементов меньше чем $0.01 Z_{\odot}$. Такой же вывод следует из распределения металличности шаровых скоплений (рис. 13). Это означает, что заметное звездообразование, во всяком случае, образование известных нам типов звезд и шаровых скоплений в Галактике началось только после того, как 0.02% ее массы (т.е. $\approx 4 \cdot 10^7 M_{\odot}$, если взять для массы Галактики величину $M_G = 2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$) превратилось в тяжелые элементы.

Этот результат в значительной степени остается сейчас загадкой. Если начальная функция масс (НФМ) первых звезд не отличалась радикально от известной нам НФМ для существующих звезд, то вместе с теми предположительно массивными звездами, давшими $4 \cdot 10^7 M_{\odot}$ тяжелых элементов, образовалось бы большое количество звезд меньшей массы, которые дожили бы до наших дней. Тогда мы видели бы значительное количество таких чрезвычайно малометаллических или совсем неметаллических объектов. Но этого не наблюдается. Таким образом, возникает проблема дефицита экстремально малометаллических звезд гало (или, что то же самое, проблема избытка "металлических" звезд гало; Хартвик, 1976). И самостоятельный интерес представляет крайне интригующий вопрос: почему нет звезд (гипотетическое население III) с реликтовым (космологическим) химическим составом?

Впрочем аналогичная проблема, известная под названием: парадокс дефицита малометаллических G-карликов, возникает и для населения диска (ван ден Берг, 1962; Шмидт, 1963; см. § 8). В целом исследование этого явления стало в 70-е годы важнейшим направлением в изучении нашей и других галактик. Его называют химической эволюцией галактик, хотя, по существу, оно в равной степени охватывает практически все эволюционные проблемы: формирование галактики, звездообразование, происхождение химических элементов (см. § 13).

Вернемся к распределению металличности звезд гало. Характернейшей его особенностью, отчетливо видимой на рис. 18 и 19, является минимум в окрестности $[Fe/H] = -1.0$. Аналогичный дефицит или даже полное отсутствие объектов в этой области, обнаруживают и шаровые скопления (рис. 13). Реальность этой структурной детали распределения вызывает мало сомнений, поскольку она проявляется одинаковым образом у звезд разных типов и с различными определениями содержания металлов. Последнее хорошо видно на рис. 20, где изображено совместное распределение не-

Рис. 20. Распределение металличности старых населений Галактики (Сучков, 1981а).



скольких типов объектов (карлики, звезды типа RR Лиры, шаровые скопления) с различными определениями величины $[Fe/H]$.

Непростая проблема возникает при рассмотрении вопроса о виде распределения металличности отдельных звезд гало и звезд диска. А она важна потому, что дает информацию о химической эволюции в очень интересный период истории Галактики — период между стадиями формирования гало и диска. Сама же проблема возникает из-за того, что нет однозначных критериев, позволяющих отличить звезды гало от звезд старого населения диска.

Область $[Fe/H] < -0.6$ лежит далеко от характерных значений металличности старого населения диска ($[Fe/H] > -0.5$ см. § 8), и звезды диска даже ошибочно сюда попадают очень редко. Поэтому в этой области все приведенные выше выборки звезд на рис. 18–20 дают правильное представление о распределении металличности звезд населения гало, показывая одну и ту же картину: падение распределения к точкам $[Fe/H] = -2.0$ и -1.0 . Однако при больших значениях $[Fe/H]$ вид распределения выборки сильно зависит от характера селекции изучаемых звезд. Дело в том, что из-за случайных ошибок в определениях величины $[Fe/H]$ в окрестности $[Fe/H] \approx -0.6$ может попасть много звезд диска, если даже все они на самом деле имеют металличность, скажем, $[Fe/H] > -0.4$. А поскольку пространственная плотность этих звезд на один — два порядка больше, чем звезд гало (в окрестности Солнца), то вид распределения в указанной окрестности $[Fe/H]$ может полностью определяться ошибочно попавшими сюда звездами диска. Таких звезд может оказаться значительно больше, чем звезд гало с истинной металличностью $[Fe/H] \approx -0.6$. Поэтому не все выборки звезд пригодны для того, чтобы установить вид распределения металличности в окрестности $[Fe/H] = -0.6$.

Поясним это на примере. В выборку на рис. 18г отобраны F—G-карлики и субкарлики со слабыми линиями металлов в спектре (т.е. использована селекция по интенсивности линий). В первую очередь сюда, естественно, попадут звезды гало. Но и среди звезд диска относительно много объектов с линиями, которые по критерию селекции считаются слабыми. В распределении такие звезды вполне могут доминировать в окрестности $[Fe/H] = -0.6$, и это может объяснить подъем распределения (при увеличении $[Fe/H]$) в указанной области на рис. 18г). В выборку же на рис. 18б звезды отобраны по другому принципу: это объекты с большими скоростями из каталога Эггена (1964). Критерий больших скоростей сильно уменьшает число звезд диска в выборке, и почти не влияет на число звезд гало (большинство звезд гало имеют большие скорости); в результате относительное число звезд гало и старого населения диска здесь примерно одинаково. Поэтому рис. 18б, по-видимому, более правильно отражает вид распределения в переходной области металличности между гало и диском. Это предположение подтверждается сравнением рис. 18б с распределениями по $[Fe/H]$ звезд диска. При уменьшении металличности эти распределения быстро падают к точке $[Fe/H] = -0.5$ (см. § 8), и аналогичное падение

распределения видно на рис. 18б. Общее же распределение звезд гало и диска на рис. 18б имеет в окрестности $[Fe/H] = -0.5$ минимум, который отделяет по металличности население гало от населения диска. Такой же результат получается по данным фотометрии $ulbu$ высокоскоростных звезд (Сучков, 1981а).

Обнаруживающийся дефицит звезд со значениями $[Fe/H] \approx -1.0$ и $[Fe/H] \approx -0.5$ дает основание считать, что по металличности старые населения Галактики делятся на три отдельные группы: $[Fe/H] < -1.0$; $-1.0 < [Fe/H] < -0.5$; $[Fe/H] > -0.5$ (Марсаков, Сучков, 1976, 1977). Первую следует отнести к экстремальному населению гало, третью — к населению диска, а вторую можно считать промежуточным населением гало.

3. Пространственное распределение, орбиты и кинематика

Деление населений Галактики на три отдельные группы значениями $[Fe/H] = -0.5$ и -1.0 проявляется также в свойствах распределений звезд по z -координате, по апогалактическим расстояниям R_a , по углу наклона галактических орбит ξ , по z -компоненте углового момента l_z , если рассматривать эти распределения в зависимости от металличности.

На рис. 21 изображена связь между величиной $\delta(U-B)$ и z -координатой для звезд F5—K0 в направлениях на галактические полюсы. Согласно Эггену (1970), эта диаграмма имеет отчетливую структуру: распределение звезд с $\delta(U-B) < 0.15$ по $|z|$ резко обрывается при $|z| \approx 800$ пк, аналогичный обрыв наблюдается для звезд с $\delta(U-B) < 0.025$ при $|z| \approx 450$ пк. Значение $\delta(U-B) = 0.15$ соответствует $[Fe/H] = -0.5$. Таким образом, при переходе через значение металличности $[Fe/H] = -0.5$, звезды, до этого почти все расположенные ниже $|z| \approx 800$ пк, скачком появляются на высотах до 2 кпк, причем сравнительно равномерно заполняют весь этот интервал высот.

Подобная картина наблюдается также для групп, разделенных значением $[Fe/H] = -1.0$. В направлении северного галактического полюса Батлери др. (1979) обнаружили 40 звезд типа RR Лиры на высотах $|z| > 2$ кпк (до $|z| = 25$ кпк). У всех металличность оказалась $[Fe/H] < -1.0$. Другими словами, в районе $|z| = 2$ кпк звезды с металличностью $[Fe/H] > -1.0$ вдруг исчезают, тогда как объекты с $[Fe/H] < -1.0$ встречаются вплоть до 25 кпк. Эта картина оказалась настолько неожиданно, что была осознана

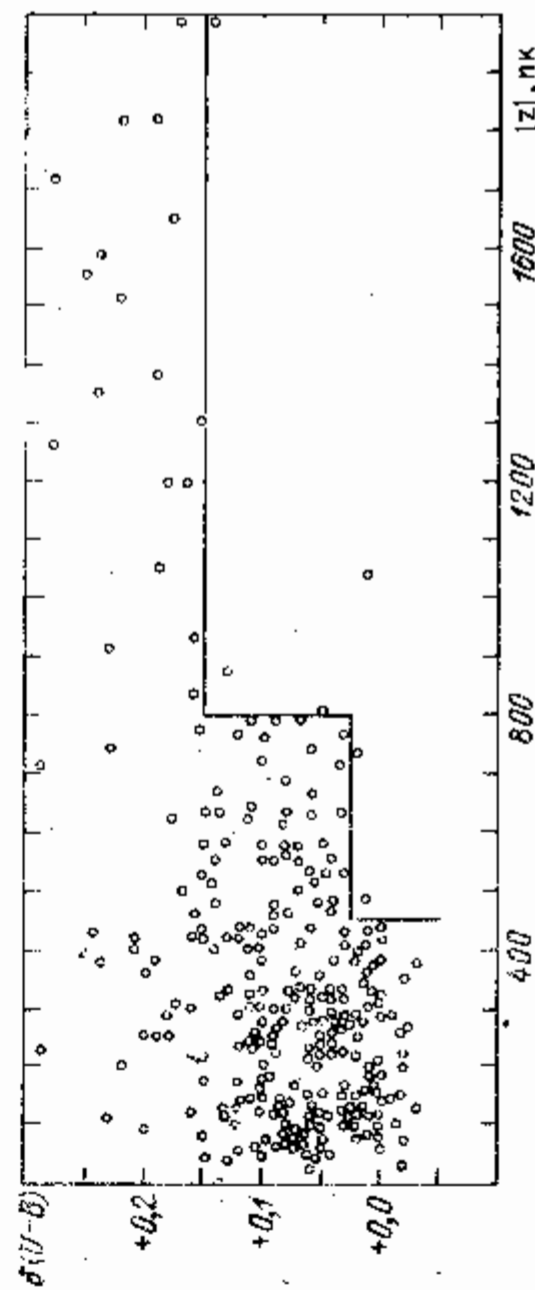


Рис. 21. Связь между ультрафиолетовым избытком (металличностью) и высотой над плоскостью диска Галактики у карликов и субкарликов F5—K0 в направлениях галактических полюсов (Эгген, 1970).

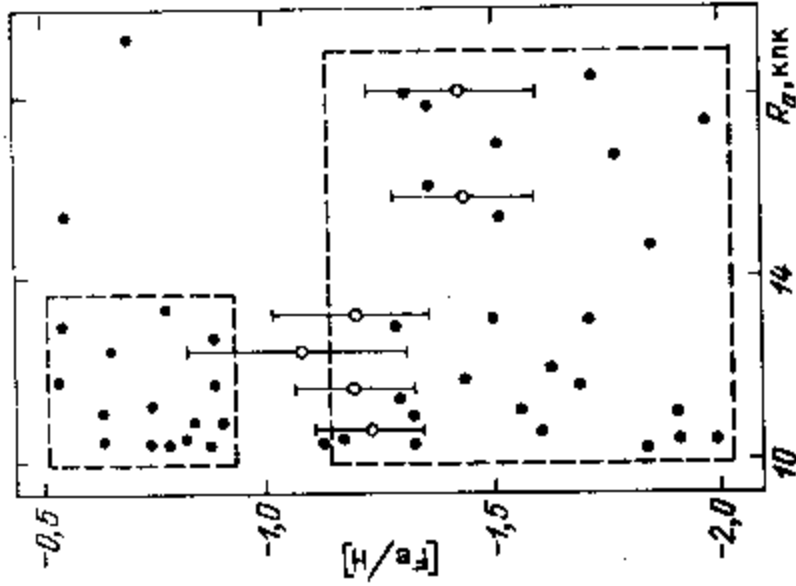


Рис. 22. Связь между металличностью и апо-
галактическим расстоянием у субкарликов
(Марсаков, Сучков, 1982).

не сразу. Лишь позднее Батлер и др. (1982) обратили на нее внимание и сделали вывод, что на расстоянии $|z| = 1-2$ кпк от плоскости Галактики происходит резкий переход от диска к гало, проявляющийся в скачкообразном изменении металличности звездных населений при этих значениях z . Заметим, что если использовать классификацию подсистем, рассматриваемую в настоящей книге, то на самом деле это переход не между гало и диском, а между двумя подсистемами гало (экстремальное гало и промежуточное гало).

Скачкообразное изменение характеристик пространственного распределения при переходе через значение $[Fe/H] = -1,0$ обнаруживается для апогалактических расстояний звезд R_g . Оно хорошо видно на рис. 22.

Выводы о характере пространственного распределения звезд можно получить, изучая также распределение угла наклона орбит звезд ζ к плоскости Галактики. Очевидно, он мал у объектов плоских подсистем, а с увеличением степени сферичности подсистем ζ в среднем растет.

Каримова и др. (1976), определив величины ζ и индексы металличности $(k-b)_2$ для звезд типа RR Лиры, обнаружили, что при переходе через точку $(k-b)_2 = 0,17$ (что соответствует $[Fe/H] = -0,5$; см. Сучков, 19776) скачкообразно меняется интервал наблюдаемых значений ζ . Аналогичный скачок можно увидеть в окрестности $(k-b)_2 = 0,008$ ($[Fe/H] = -1,0$). На рис. 23 приведена диаграмма $\zeta - (k-b)_2$ этих звезд; ступенчатой линией мы отметили указанные скачки. Видно, что при переходе через $(k-b)_2 = 0,17$ предельные значения ζ возросли с 20° до 50° , а при переходе через $(k-b)_2 = 0,008$ — с 50° до 150° .

Пожоим свойством обладает распределение скорости вращения звезд (околоплоскостной окрестности) вокруг центра Галактики V_θ . На рис. 24 видно, что при переходе через точки $\delta_{0,6} = 0,15$ и $\delta_{0,6} = 0,20$ резко уменьшается количество звезд со значениями $V_\theta < 140$ км/с и $V_\theta < 20$ км/с соответственно. Величина V_θ пропорциональна z -компоненте удельного углового момента h_z . Для близких звезд $h_z = R_0 V_\theta$, где R_0 — расстояние от центра Галактики до Солнца. Поэтому рис. 24 отражает распределение угловых моментов, свидетельствуя, что в окрестности Солнца при переходе к $[Fe/H] > -0,5$ звезды с $h_z < 1,4 \cdot 10^3$ кпк.км/с практически вдруг исчезают, тогда как при $[Fe/H] < -0,5$ они составляют подавляющее большинство всех звезд. При переходе через $[Fe/H] = -1,0$ почти исчезают звезды с $h_z < -0,2 \cdot 10^3$ кпк.км/с, встречающиеся в большом количестве в области $[Fe/H] < -1,0$.

Таким образом, распределения по $|z|$, R_g , ζ , V_θ (или h_z), рассматриваемые в зависимости от $[Fe/H]$, обнаруживают одну и ту же характерную деталь — скачок при переходе или через $[Fe/H] = -0,5$ или через $[Fe/H] = -1,0$ или для обоих значений $[Fe/H]$ сразу. Если сюда добавить такие же свойства диаграмм $[Fe/H] - z$ и $[Fe/H] - R$ для шаровых скоплений

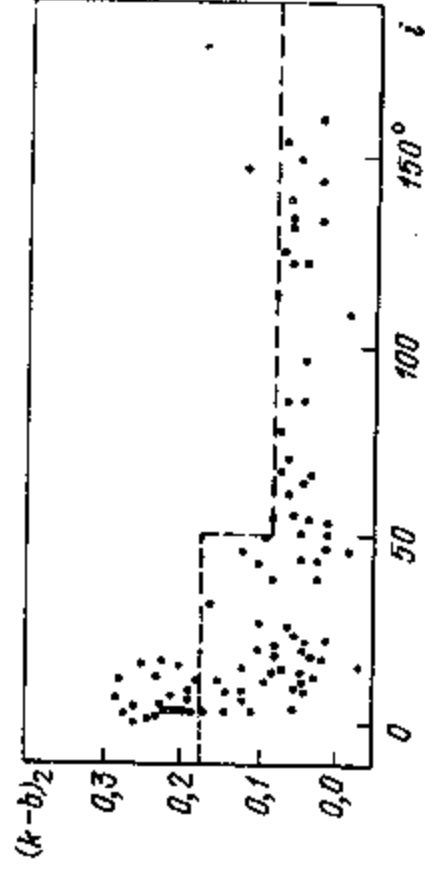


Рис. 23. Связь между индексом металличности $(k-b)_2$ и углом наклона галактических орбит у звезд типа RR Лиры (Каримова и др., 1976); добавлена ступенчатая линия, отмечающая скачки параметров.

(рис. 15), то получается картина, убедительно свидетельствующая о разделении населений Галактики по химическому составу и пространственно-кинематическим характеристикам по крайней мере на три подсистемы, между которыми нет непрерывного перехода. Другими словами, деление Галактики на подсистемы имеет дискретный характер.

В целом эта дискретность многокомпонентной структуры Галактики проявляется по крайней мере в двух планах: во-первых, в разрывах ряда параметров ее населений (т.е. в отсутствии объектов с некоторыми промежуточными значениями параметров), во-вторых, в скачках ряда пространственно-кинематических характеристик. Мы уже говорили о разрывах в величине содержания тяжелых элементов (очень мало звезд со значениями $[Fe/H] \approx -1,0$ и $\approx -0,5$). Отметим аналогичное поведение еще двух параметров, затем отдельно обсудим разрывы в возрастах галактических населений.

Бакол и др. (1983) показали, что в окрестности Солнца звездное население заключено в двух подсистемах: в гало, с характерной "шкалой высот"

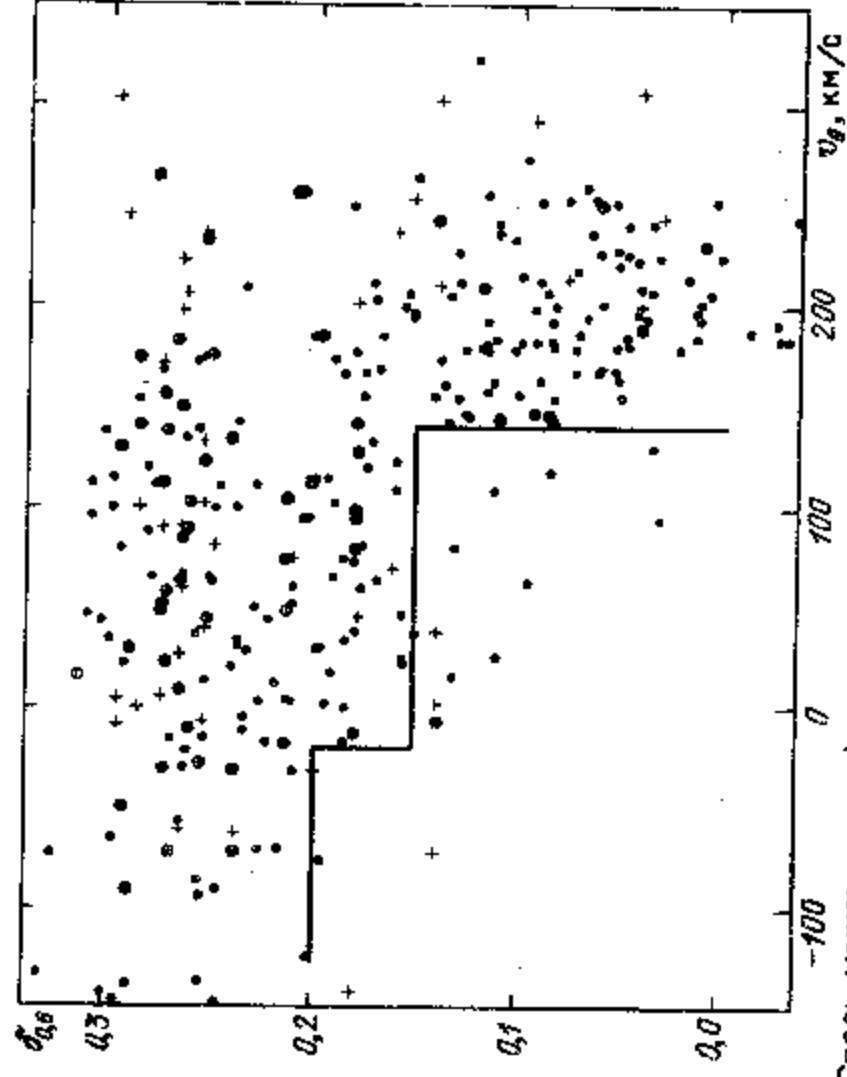
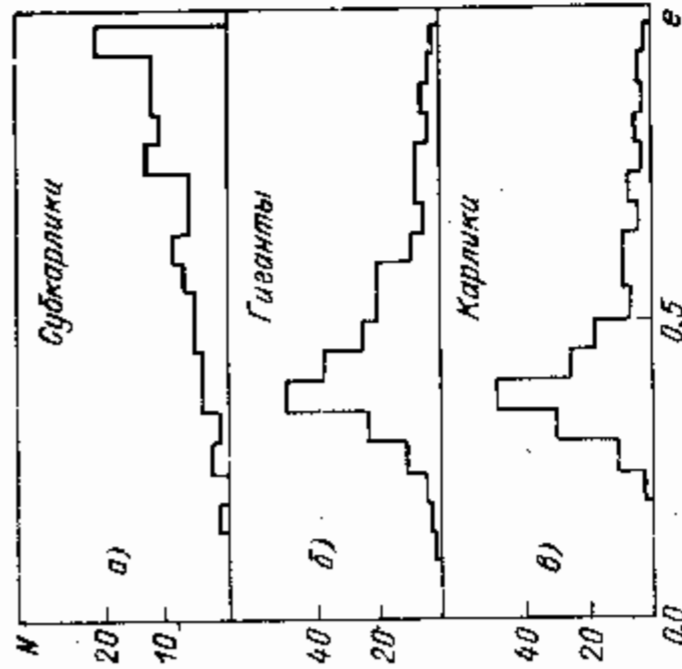


Рис. 24. Связь между ультрафиолетовым избытком $\delta_{0,6}$ (металличностью) и азимутальной компонентой скорости у старых звезд Галактики (Йоши, Сайо, 1979); добавлена ступенчатая линия, отмечающая скачки параметров.

Рис. 25. Распределение эксцентриситетов галактических орбит звезд с большими скоростями (Сучков, 1981а). Вверху — субкарлики, в середине — гиганты, внизу — карлики.



$\bar{z} \sim 5$ кпк, и в диске, имеющим "шкалу высот" $\bar{z} \approx 365$ пк. Звезд же, которые могли бы образовывать промежуточные подсистемы, т.е. с промежуточными значениями "шкалы высот", здесь нет. Этот вывод они сделали на основе анализа распределения показателя цвета $B - V$ у слабых звезд ($19,75 \leq m_V \leq 22,0$) галактического полюса: бимодальность этого распределения (много красных и голубых звезд, и мало звезд промежуточного цвета, $0,65 < B - V < 1,35$) указывает на отсутствие промежуточных подсистем. (Согласно Джипмору и Рейду, 1983, население гало образует на самом деле две подсистемы, а не одну, с двумя разными "шкалами высот").

Впервые, по-видимому, вывод об отсутствии звезд промежуточных (между гало и диском) подсистем сделал Сучков (1977а), обнаружив разрыв в распределении эксцентриситетов галактических орбит звезд. На рис. 25 приведены распределения по e отдельно для субкарликов, карликов и гигантов из каталога высокоскоростных звезд Эггена (1964). Рис. 25 обнаруживает замечательную особенность: у субкарликов распределение растет с увеличением e , а у карликов и гигантов — падает (в области $e > 0,4$). Таким образом, между звездами гало и диска существует еще

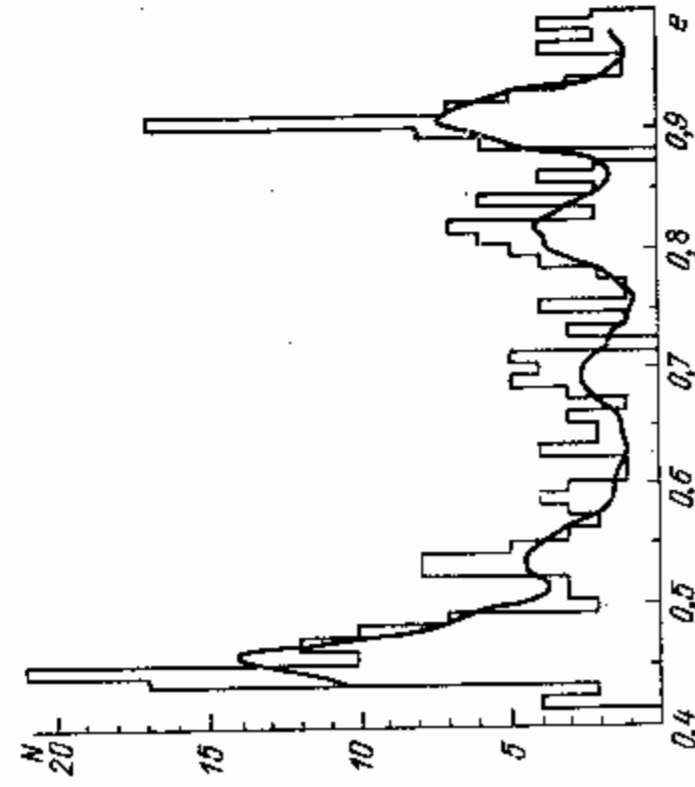


Рис. 26. Распределение эксцентриситетов галактических орбит звезд гало из каталога Эггена (1979) (Сучков, 1981а).

одно качественное различие: у них принципиально разный вид распределения эксцентриситетов. Это различие приводит к тому, что в совместном распределении звезд диска и гало в окрестности $e = 0,5 - 0,6$ образуется провал (Сучков, 1977а). Он хорошо виден на рис. 26. Этот дефицит звезд независимо показывает крайнюю малочисленность населения, промежуточных между диском и гало (в окрестности Солнца), подтверждающая дискретный характер перехода от гало к диску.

4. Возрасты населения гало и диска

Марсаков и Сучков (1976) предположили, что разрыв в металличности между населением гало и диска связан с прерывистым ходом звездообразования и обогащения в Галактике. Аналогично Коэн (1980) пришла к выводу, что "... не существует перекрытия областей металличности, занимаемых шаровыми и рассеянными скоплениями; по крайней мере, оно чрезвычайно мало. Этот провал в величине содержания металлов хорошо согласуется с разрывом между возрастными молодыми шаровыми и старыми рассеянными скоплениями". Только что рассмотренные скачки пространственно-кинематических характеристик населения Галактики дают новые аргументы в пользу этой гипотезы. Но сейчас уже накопилось достаточно много фактов, которые прямо указывают на значительный разрыв между возрастными гало и диска и тем самым непосредственно демонстрируют цикличность звездообразования на ранних стадиях эволюции Галактики.

Демарк и Мак-Клор (1977), Мак-Клор и Тварог (1977) определили возраст ряда хорошо изученных шаровых и рассеянных скоплений, и пришли к выводу, что наиболее молодые шаровые скопления на $5 - 10$ миллиардов лет старше, чем самые старые рассеянные скопления (например, NGC 188, имеющее возраст $t = 5 - 8 \cdot 10^9$ лет). Далее, Мак-Клор и Тварог (1977) обратили внимание, что на диаграмме ГР подавляющая часть гигантов находится слева от ветви гигантов скопления NGC 188. Поскольку более старые гиганты должны быть расположены на диаграмме ГР правее (при условии одинаковости химического состава звезд), то отсюда был сделан вывод, что подавляющая часть звезд диска не старше, чем это скопление, т.е. $t_{\text{disk}} \approx 5 \cdot 10^9$ лет (подробнее см. § 8). Таким образом, не только рассеянные скопления, но и подавляющая часть звезд поля диска примерно в два раза моложе, чем гало.

Либерт и др. (1979) подтвердили существование разрыва в возрасте между гало и диском, исследуя вырожденные звезды крайне низкой светимости. Они обнаружили большой дефицит таких звезд по сравнению с тем числом, которое должно сейчас наблюдаться в случае отсутствия разрыва в возрастах гало и диска. Это дало им основание заключить, что дефицит белых карликов низкой светимости свидетельствует о том, что "... звездный диск существенно моложе, чем принимаемый сейчас возраст гало". Разрыв в возрасте гало и диска, согласно Либерту и др. (1979), составляет не менее $5 \cdot 10^9$ лет.

Этот факт характерен не только для нашей Галактики. Хухра (1977) нашел, что свойства ряда детально изученных им галактик могут найти объяснение, если только их населения представлены звездами старше 10^{10} лет и моложе 10^9 лет. Тем самым и в случае внешних галактик есть данные, указывающие на разрыв в возрастах звездных населений порядка 10^{10} лет.

Итак, многие характеристики населений Галактики обнаруживают дискретность, которая позволяет выделить в нашей звездной системе несколько отчетливых подсистем. Во-первых, объекты, относимые обычно к населению гало, резко отделяются по своим параметрам от объектов населения диска, во-вторых, само население гало также делится аналогичным образом на две части. Некоторые характеристики соответствующих подсистем приведены в таблице 6. Надо иметь в виду, что числа в этой таблице дают значения параметров подсистем только на расстоянии 10 кпк от центра Галактики. Возраст подсистем указан по данным о рассеянных и шаровых скоплениях (Демарк и Мак-Клор, 1977; Мак-Клор и Тварог, 1977). Ниже мы кратко резюмируем обсуждение величин в таблице 6, и прокомментируем их смысл в роли "границ" подсистем Галактики.

Значения $[Fe/H]$ очень четко разделены между подсистемами, поэтому величина $[Fe/H]$ дает наиболее надежный критерий принадлежности звезды (или скопления) к той или иной подсистеме. Малочисленность звезд с промежуточными значениями металличности ($-1,0$ dex и $-0,5$ dex) значительно уменьшает неопределенность разделения звезд по подсистемам. Величина $[Fe/H] = -0,5$ (или $\delta(U-B) = 0,15$) неоднократно рассматривалась как естественная граница между гало и диском, начиная с работы Эггена и др. (1962). Основанием для выбора этой границы служит факт, что при переходе через нее резко меняются пространственно-кинематические характеристики звездных населений (Эгген и др., 1962; Эгген, 1970; Йоши и Сайо, 1979). Эгген (1979) выделил это значение еще и потому, что среди субкарликов, т.е. среди типичных представителей населения гало, нет ни одного с металличностью $[Fe/H] > -0,5$. Наконец, это значение выделено тем, что соответствует провалу распределения по металличности. Все это делает указанное значение металличности довольно надежно надежной границей между населением гало и диска.

Распределение эксцентриситетов звезд диска и гало показывает, что среди последних встречаются все значения e , тогда как численность звезд диска в области $e = 0,4 - 0,6$ резко падает. В результате в области $e > 0,6$ доминируют объекты гало, и звезды с $e > 0,6$ можно отнести к населению гало. Эгген (1979) предложил в качестве границы между гало и диском величину $e = 0,42$ на том основании, что среди звезд с $[Fe/H] > -0,6$, т.е. у звезд диска, нет таких, у которых $e > 0,42$. Сучков (1977а) обратил внимание на провал в распределении по e в окрестности $e = 0,5$ и предположил, что он разделяет по величине e население диска и гало.

Так же как и эксцентриситет, величины $|z_{max}|$, $|z_{min}|$ и h_z дают лишь ограниченную возможность выделять объекты старых подсистем. А именно: объекты, скажем, с $z > 2$ кпк, $\xi > 50^\circ$ и $h_z < 0,3$ кпк-км/с с большой уверенностью можно отнести к населению экстремального

Таблица 6. Характеристики подсистем гало и диска

Подсистема	Возраст t , лет	$[Fe/H]$	$ z_{max} $, кпк	e	ξ_{max}	h_z^{min} , кпк-км/с
Экстремальное гало	$> 15 \cdot 10^9$	$< -1,0$	20-25		150°	$-1,5 \cdot 10^3$
Промежуточное гало	?	$\approx -0,8$	2	$> 0,6$	50°	$-0,3 \cdot 10^3$
Диск	$< 8 \cdot 10^9$	$> -0,5$	0,8	$< 0,5$	20°	$1,4 \cdot 10^3$

гало, однако это население встречается и по другую сторону от указанных границ, вместе с населением промежуточного гало и далее диска.

Отчетливое деление Галактики на подсистемы, "дискретность" ее структуры в настоящее время можно считать довольно хорошо установленным наблюдательным фактом. Этот вывод о структуре Галактики и лежащие в его основе наблюдательные данные дают дополнительную и крайне важную информацию о раннем периоде ее жизни, о формировании гало; они позволяют сделать интересные заключения об истории звездообразования в этот период. Подробнее эти вопросы рассмотрены в § 5.

6. Градиент металличности в гало

Вопрос об изменении металличности гало с удалением от центра Галактики также имеет большое значение для решения отмеченных выше эволюционных проблем. При этом его следует делить на две части (и это относится не только к гало, но и к диску): первая связана с градиентом металличности среди объектов одинакового возраста, вторая — с градиентом, который возникает из-за того, что звезды и скопления разного возраста, с разным обилием металлов имеют разное пространственное распределение в Галактике.

В § 3 отмечалось, что из-за сильного различия пространственного распределения двух групп шаровых скоплений, с $[Fe/H] > -1,0$ и $[Fe/H] < -1,0$, в гало существует градиент содержания тяжелых элементов. Этот вывод подтверждается данными о близких звездах поля. Марсаков и Сучков (1982), определив апогалактические расстояния R_a для группы G-карликов и субкарликов с большими скоростями, нашли, что $d[Fe/H]/dR_a = -0,04$ кпк $^{-1}$. При этом всю величину градиента можно связать с наличием скачка в распределении по R_a при переходе от металличности экстремального гало $[Fe/H] < -1,0$ к металличности промежуточного гало $[Fe/H] > -1,0$ (рис. 22).

Отдельно объекты экстремального гало градиента не обнаруживают. Батлер и др. (1979) исследовали звезды типа RR Лир в направлении северного галактического полюса и не нашли систематического изменения $[Fe/H]$ с высотой z , хотя вариации металличности у этих звезд достигали порядка, а диапазон высот, на которых они наблюдались, составляет от 1 кпк до 25 кпк. Не удается найти градиента при $[Fe/H] < -1,0$ и по шаровым скоплениям. К такому заключению пришли, например, Сирл и Зинн (1978). Впрочем, нельзя исключить возможности того, что использованные методы определения металличности шаровых скоплений и звезд типа RR Лир не позволяют получать правильные значения для экстремально бедных металлами объектов ($[Fe/H] < -2,5$), и это затрудняет обнаружение градиента в этой группе населения гало (Крафт и др., 1979).

Скопления с $[Fe/H] > -1,0$ встречаются только до $R = 9$ кпк (см. § 3) поэтому градиент по скоплениям проявляется только в области $R < 9$ кпк (внутреннее гало). Отсутствие систематического изменения металличности при $R > 9$ кпк, где находятся скопления с $[Fe/H] < -1,0$, называют часто отсутствием градиента во "внешнем" гало. Это не совсем верно, поскольку, в отличие от скоплений, звезды поля с $[Fe/H] > -1,0$ есть и на расстояниях значительно больших 9 — 10 кпк, следовательно градиент металличности обусловленный существованием двух групп населения гало, простирается много дальше 10 кпк (см. Эгген, 1979).

Сильное различие пространственно-кинематических свойств экстремального и промежуточного населения гало указывает на существенную разницу их возрастов. Поэтому градиент металличности в гало можно полностью

объяснить разным временем образования богатого и бедного металлами населения в коллапсирующей Галактике. Установить же различие химического состава в период коллапса на разных расстояниях в Галактике в каждый данный момент времени не удается. А это важно знать: действительно ли на каждом этапе эволюции вещество во всей Галактике было однородным по химическому составу?

§ 5. Коллапс протогалактики и формирование гало

Сопоставление возрастов, кинематики, химсостава и геометрии подсистем Галактики (§ 4) дало возможность уже к концу 50-х годов обрисовать важнейшие черты ее эволюции (см., например, Оорт, 1958). Взаимосвязь между указанными характеристиками удалось объяснить в предположении, что Галактика формировалась из медленно вращающегося газового облака, начальные размеры которого в десятки раз превосходили ее современные размеры. Это облако в начале практически свободно сжималось под действием собственной гравитации (коллапсировало), и в процессе сжатия рождались первые звезды.

Для дальнейшей эволюции важным оказалось различие в изменении энергии у звездной и у газовой подсистем. Выделяющаяся при коллапсе гравитационная энергия переходит в кинетическую энергию движения звезд и газа. В звездной подсистеме рост кинетической энергии довольно быстро остановил ее сжатие. Поэтому подсистема старых звезд, родившихся в начале коллапса протогалактики, в значительной степени сохранила свою первоначальную сфероидальную форму и начальное распределение углового момента, образовав слабовращающуюся сферическую подсистему (гало). Газ же безвозвратно терял приобретаемую кинетическую энергию в столкновениях газовых облаков; энергия превращалась в тепло и уносилась в конце концов в виде излучения. Поэтому подсистема газа продолжала свободно сжиматься. Но постепенно в ней нарастали центробежные силы, так как вследствие сохранения углового момента при уменьшении размеров системы увеличивается скорость вращения. Когда размеры уменьшились примерно на порядок, эти силы уравновесили силу гравитации и оставили сжатие в плоскости вращения. Вдоль оси вращения сжатие продолжалось, и в итоге формировался тонкий газовый диск. Родившись в нем звезды и образовали быстровращающуюся дисковую подсистему.

Параллельно с формированием подсистем происходило обогащение межзвездной среды тяжелыми элементами. Звезды диска рождались из вещества, обогащенного сверхновыми предыдущего поколения звезд, поэтому диск богаче тяжелыми элементами, чем образовавшееся ранее гало.

Таким образом, описанная картина объясняет целый ряд фундаментальных фактов: существование и характер различий в геометрии, в распределении удельного углового момента и в химическом составе гало и диска. На дальнейшее развитие представлений о ранней эволюции Галактики большое влияние оказала работа Эггена и др. (1962). Во-первых, на основании исследования характеристик орбит звезд гало и диска, в ней были сделаны количественные оценки начального состояния Галактики. Так, оказалось, что размеры протогалактического газового облака к моменту начала звездообразования превышали современные размеры Галактики примерно в 10 раз по R -координате и в 25 раз по z -координате (отсюда следует, что средняя плотность вещества протогалактики на три-четыре порядка меньше современной средней плотности Галактики и не превышала

ла $10^{-27} - 10^{-28} \text{ г/см}^3$). Это, очевидно, фундаментальный результат для теории происхождения галактик в расширяющейся Вселенной.

Однако в последующем гораздо большее внимание привлеч другой результат этой работы. В ней было показано, что у звезд с большим ультрафиолетовым избытком, $\delta(U - B) > 0,15$ (этому соответствует $[Fe/H] < -1,0$), не наблюдается орбит с малым эксцентриситетом, $e < 0,3 - 0,5$. Отсюда был сделан вывод, что на ранней стадии эволюции, в период образования звезд гало, Галактика находилась в состоянии "быстрого" коллапса, с характерным временем, близким к орбитальному времени, $t_{\text{rot}} \approx 2 \cdot 10^8$ лет (см. также Линден-Белл, 1967). "Быстрота" коллапса означает, что скорость движения газа к центру Галактики была не мала по сравнению со скоростью в направлении вращения. В этой работе, и особенно в работе Эггена (1970), было обращено также внимание на резкое изменение величин e , $|z|_{\text{max}}$, h_z (см. § 4) при переходе от звезд с $\delta(U - B) > 0,15$ к звездам с $\delta(U - B) < 0,15$. Согласно этим авторам, подобное явление также требует предположения о "быстром" коллапсе Галактики. "Резкая граница на рис. 19 (см. наш рис. 21 — J.M., A.C.) при $\delta(U - B) = 0,15$ разделяет звезды, сформировавшиеся до и после коллапса Галактики; она является сильным аргументом в пользу того, что коллапс был быстрым" (Эгген, 1970). Позднее было установлено, что у звезд с малым содержанием металлов (т.е., предположительно, у звезд гало) все же имеются орбиты с малым эксцентриситетом (см. § 4). Отсюда был сделан вывод, что коллапс был не "быстрым", а "медленным", квазиравновесным, с характерным временем больше динамического времени Галактики и равным нескольким миллиардам лет (Исобе, 1974; Йоши, Сайо, 1979).

Впрочем, акцент на вопросе о скорости коллапса в этих работах и на противоречиях в решении этого вопроса связан, скорее, с некоторой драматизацией именно этой проблемы и, по-видимому, с определенным недоразумением (см. ниже). Не менее, а, может быть, более важным в этих работах является, например, вопрос о начальных размерах Галактики, вывод о том, что ее объем в тысячи, а возможно, и в десятки тысяч раз превосходил современный объем.

В целом этот этап развития теории эволюции Галактики ярко продемонстрировал тот факт, что в существующих данных об орбитах и химическом составе звезд заключена богатейшая информация о глобальных динамических процессах, происходивших в Галактике многие миллиарды лет назад, информация о ее начальных размерах.

Новый этап в формировании картины ранней эволюции Галактики связан с многочисленными фактами, свидетельствующими о том, что образование звездных подсистем сопровождалось длительным периодом (периодами) задержки, подавления звездообразования, что скорость звездообразования и скорость обогащения тяжелыми элементами на протяжении истории Галактики имели несколько ярко выраженных периодов спада и подъема. К таким фактам можно отнести разрыв в металличности (Марсакков, Сучков, 1976, 1977; Козн, 1980) и в возрасте (Демарк и Мак-Клор, 1977) между гало и диском, скачки пространственно-кинематических и химических характеристик при переходе от одной подсистемы Галактики к другой (см. § 3, 4), характерную форму Галактики: диск плюс сферическая компонента (Ларсон, 1976). В настоящее время складывается картина ранней эволюции Галактики, которая с единой точки зрения объясняет все эти разнородные факты. Ее основой является представление о коллапсе Галактики, на фоне которого развиваются процессы звездообразования и обогащения тяжелыми элементами, сменяющиеся периодами подавления, задержки звездообразования. Последние обусловлены, воз-

можно, мощным энерговыделением при вспышках сверхновых, ответственных за производство тяжелых элементов. Нельзя игнорировать также аргументы в пользу того, что в центре галактик, скорее всего спиральных, на стадии коллапса или сразу после него "загорается" квазар; такая ситуация, также может коренным образом изменить ход звездообразования.

Рассмотрим теперь подробнее этот круг вопросов (см. также § 12, 13).

1. Ограничения на свойства коллапса протогалактики, вытекающие из статистики галактических орбит звезд

Теория коллапса ранней Галактики должна объяснить статистику орбит старых звезд, наблюдаемых в окрестности Солнца; другими словами, надо объяснить вид распределения эксцентриситетов, углов наклона орбит, угловых моментов. Чтобы сделать это, остановимся сначала на свойствах орбит в стационарной модели Галактики, а затем рассмотрим изменение орбит в процессе коллапса.

В Галактике движение звезд определяется только общим гравитационным потенциалом, поскольку парные взаимодействия звезд, которые могли бы менять орбиты, отсутствуют (характерное время между такими взаимодействиями порядка 10^{14} лет, что на три-четыре порядка превышает возраст Галактики; см. § 14).

В стационарной звездной системе с осевой симметрией орбиты звезд сохраняются в том смысле, что они полностью определяются тремя инвариантами движения (изолирующие интегралы движения): интегралом энергии

$$I_1 = E = \frac{1}{2} (v_R^2 + v_\theta^2 + v_z^2) - \varphi(R, z),$$

интегралом момента

$$I_2 = h_z = \frac{1}{2} R v_\theta,$$

и так называемым третьим интегралом см. также § 14, который в простейшем случае можно записать так:

$$I_3 = (v_R z - v_z R)^2 + (R^2 + z^2) v_\theta^2 + 2g(\xi).$$

Строго говоря, I_3 не является точным интегралом движения, однако в первом приближении этим можно пренебречь. В этих формулах величины v_R, v_θ, v_z — компоненты скорости звезд: $v_R = \dot{R}$, $v_\theta = R\dot{\theta}$, $v_z = \dot{z}$; $\varphi(R, z)$ — гравитационный потенциал галактики, функция $g(\xi)$ определена ниже.

Орбиту звезды можно вычислить, зная гравитационный потенциал системы. Потенциал Галактики достаточно хорошо описывается формулой

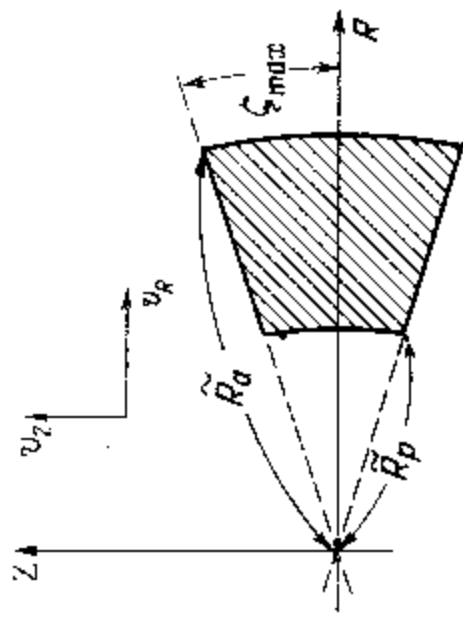
$$\varphi(\tilde{R}, \xi) = \frac{GM_G}{b + (b^2 + \tilde{R}^2)^{1/2}} - \frac{g(\xi)}{\tilde{R}^2},$$

где

$$g(\xi) = \epsilon^2 \operatorname{tg}^2(\xi/2) [1 + \epsilon^2 \operatorname{tg}^2(\xi/2)]^{-1/2}.$$

Здесь $\tilde{R} = R/\cos \xi = Z/\sin \xi$, ξ — угол между галактической плоскостью и плоскостью орбиты звезды. Величины M_G и b подбираются так, чтобы удовлетворить наблюдаемой кривой вращения, а величины a и ϵ находятся из данных по перпендикулярной к плоскости Галактики компоненте силы тяжести.

Рис. 27. Иллюстрация к "ящичным" орбитам звезд в Галактике.



Ниже приведены некоторые расчеты орбит звезд в потенциале φ при следующих значениях этих величин (Йоши и Сайо, 1979): $M_G = 2.4 \cdot 10^{11} M_\odot$, $b = 2.77$ кпк, $\epsilon = 10.55 \cdot 10^3$ кпк · км/с, $a = 30.8$.

Движение звезды в потенциале φ ограничено некоторой областью — "ящиком", поперечное сечение которой изображено на рис. 27. Важнейшие параметры такой "ящичной" орбиты — это угол "ящика" ξ_{\max} , апо- и перигалактические расстояния \tilde{R}_a и \tilde{R}_p . Величина ξ_{\max} находится как положительный действительный корень уравнения

$$I_3 - h_z^2 (1 + \operatorname{tg}^2 \xi) - 2g(\xi) = 0,$$

а величины \tilde{R}_a и \tilde{R}_p равны

$$\tilde{R}_a = \frac{b}{\gamma - \beta} [1 - 2(\gamma - \beta)]^{1/2}, \quad \tilde{R}_p = \frac{b}{\gamma + \beta} [1 - 2(\gamma + \beta)]^{1/2},$$

где

$$\alpha = (1 + 4bGM_G/I_3)^{1/2}, \quad \beta = (\gamma^2 + 2Eb^2/I_3\alpha^2)^{1/2},$$

$$\gamma = (GM_G - 2Eb)b/I_3\alpha^2.$$

Эксцентриситет орбиты определяется как

$$e = (\tilde{R}_a - \tilde{R}_p)/(\tilde{R}_a + \tilde{R}_p).$$

На рис. 28 изображены линии постоянного эксцентриситета для звезд окрестной окрестности на плоскости $v_R - v_\theta$ (т.е. на диаграмме Боттинера) и при двух значениях v_z -компоненты скорости.

Можно вычислить периоды осцилляций по всем трем координатам:

$$t_{\tilde{R}} = 2\pi GM_G/(-2E)^{3/2},$$

$$t_\xi = 4t_{\tilde{R}} \frac{\alpha}{I_3(\alpha + 1)} \int_0^{\xi_{\max}} \Psi(\xi) d\xi,$$

$$t_\theta = t_\xi \left\{ \int_0^{\xi_{\max}} |h_z| \cdot (1 + \operatorname{tg}^2 \xi) \Psi(\xi) d\xi \right\}^{-1},$$

где

$$\Psi(\xi) = [I_3 - h_z^2 (1 + \operatorname{tg}^2 \xi) - 2g(\xi)]^{-1/2}.$$

В принятом потенциале отношения периодов $t_{\tilde{R}}/t_\xi$ и t_θ/t_ξ для круговых орбит близки к 2.7 и 3.5 соответственно, а для эксцентричных орбит они разбросаны в широком диапазоне значений (Йоши, Сайо, 1979). Поскольку все три периода неодинаковы, орбиты звезд не могут быть замкнутыми.

Итак, после стадии коллапса, когда установилось стационарное состояние, характеристики орбит звезд $e, \tilde{R}_a, \tilde{R}_p, \xi_{\max}$ и др. не меняются. Звезды, родившиеся после коллапса, сохраняют начальные орбиты, следовательно,

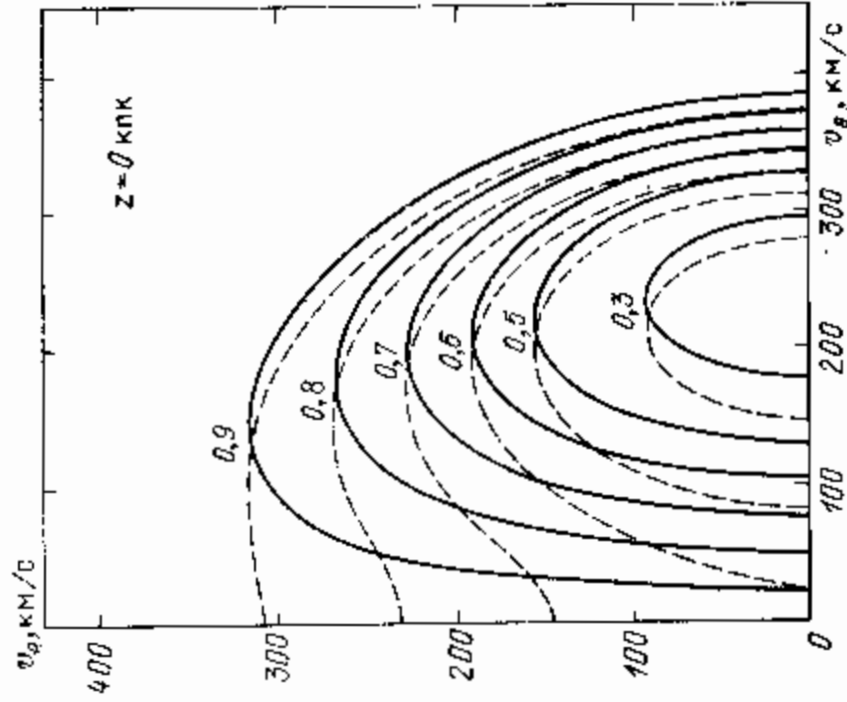


Рис. 28. Линии постоянного эксцентриситета для звезд окрестности Солнца на плоскости v_R, v_θ . Сплошные кривые соответствуют $v_z = 0$ км/с, пунктирные — $v_z = 100$ км/с (Йоши, Сайо, 1979).

и вид распределений элементов орбит. У звезд, формировавшихся на стадии коллапса, т.е. в переменном гравитационном поле, элементы орбит менялись, причем по-разному в зависимости от соотношения между характеристическим временем коллапса и характеристическими временными орбитальными величинами t_R, t_ξ, t_θ . Поэтому конечный вид распределений элементов орбит этих звезд зависит от того, с какой скоростью происходило сжатие Галактики. Сравнимая наблюдаемые орбиты звезд в окрестности Солнца с теми, которые получаются в разных моделях коллапса, можно установить, как на самом деле протекало сжатие Галактики. Такую задачу рассматривали Эгген и др. (1962), Исобе (1974) и наиболее полно ее проанализировали Йоши и Сайо (1979), результаты которых приведены ниже.

Если предположить, что при сжатии форма потенциала Галактики не менялась, а менялись только численные значения параметров $b = b(t)$, $\epsilon = \epsilon(t)$, $a = a(t)$, то по начальному положению и скорости звезды можно рассчитать элементы конечной орбиты и компоненты скорости U, V_θ, W , с которой она будет проходить после коллапса вблизи Солнца. Отношение апогалактического расстояния к радиусу равновесной круговой орбиты для одного и того же углового момента характеризует степень сжатия протогалактики в радиальном направлении. По данным о старых звездах, протогалактика сжалась в этом направлении не менее чем в 20 раз. Это число дает величину изменения параметра b . Аналогично, сравнение шкалы высот (т.е. характерной z -координаты) звезд гало и диска показывает, что вдоль z -координаты протогалактика сжалась не менее чем в 50 раз. Последнее число дает величину изменения параметра a . Этих оценок степени полного изменения параметров b и a достаточно, чтобы определить изменение орбит звезд в двух предельных случаях: очень "быстрого" и очень "медленного" коллапса.

При очень "быстром" коллапсе: $\partial t / \partial \ln \varphi \ll \min(t_R, t_\xi, t_\theta)$ сохраняющимися (в течение коллапса) величинами являются координаты и скорость звезды на момент ее рождения. Компоненты скорости v_R, v_θ , которые будут иметь после коллапса звезды, родившиеся с различными начальными значениями v_R, v_θ , изображены на рис. 29а. Наиболее важной особенностью этого рисунка является наличие "запрещенной области". Она означает, что звезды, родившиеся на стадии "быстрого" коллапса, не могут иметь малых некруговых скоростей и, соответственно, малых эксцентриситетов, независимо от того, какую скорость они имели при рождении. Этот результат получили, по-существу, Эгген и др. (1962), показав, что при "быстром" коллапсе эксцентриситет не сохраняется и начальные круговые

орбиты превращаются в сильно вытянутые, радиальные. Но "ящичный" угол ξ_{\max} не меняется.

Граница запрещенной области соответствует начальной скорости отрыва на данном расстоянии; звезды с большими скоростями не могли родиться, поэтому мы сейчас их не наблюдаем в соответствующем интервале значений v_R, v_θ . В принятом потенциале начальная скорость отрыва, как видно из рис. 29а, составляла 120 км/с на окрестном расстоянии R_0 . Этому соответствует $e \approx 0.5$ (см. рис. 28), так что не должны наблюдаться звезды с $e < 0.5$. Этот вывод практически не меняется, если даже $v_{zi} \sim 100$ км/с. "Ящичный" угол ξ_{\max} при "быстром" коллапсе не меняется, и распределение этой величины в настоящее время должно было быть таким же, как в период формирования гало.

При очень "медленном" коллапсе: $\partial t / \partial \ln \varphi \gg \max(t_R, t_\xi, t_\theta)$ сохраняющимися величинами являются адиабатические инварианты, т.е. переменные действия J_R, J_ξ, J_θ :

$$J_R = \pi \left[\frac{2GM_G}{(-2E)^{1/2}} - I_3 \right]^{1/2} - (4bGM_G + I_3)^{1/2},$$

$$J_\xi = 4 \int_0^{\xi_{\max}} \Psi^{-1}(\xi) d\xi, \quad J_\theta = 2\pi h_z.$$

В этом случае меняется "ящичный" угол ξ_{\max} , но сохраняется эксцентриситет; точнее, сохраняется величина

$$e^* = 1 - \left(1 + \frac{J_R}{J_\xi + J_\theta} \right)^{-2},$$

которая, как и e , характеризует степень отклонения орбиты от круговой и

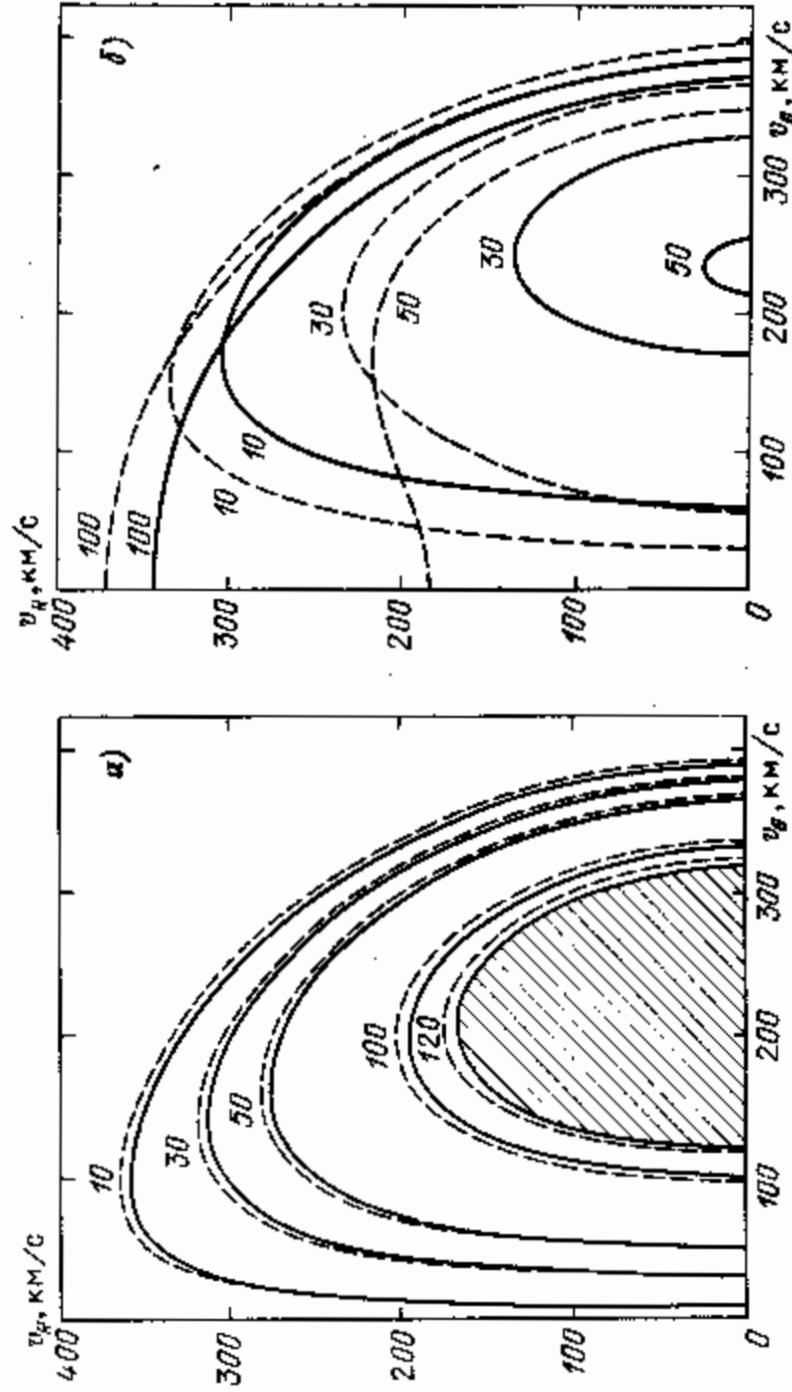


Рис. 29 а) Связь между компонентами скорости v_R, v_θ на окрестном расстоянии после "быстрого" коллапса. Начальные скорости звезд: $v_{Ri} = -50$ км/с (пунктирные кривые) и $v_{Ri} = 0$ км/с (сплошные кривые); значения $v_{\theta i}$ указаны над соответствующими кривыми, $v_z = 0$ км/с. Заштрихована "запрещенная область"; звезды с малыми эксцентриситетами, т.е. лежащие внутри этой области, не могут наблюдаться. б) То же, что и на рис. а), но для случая "медленного" коллапса. "Запрещенная область" не существует (Йоши, Сайо, 1979).

при $e < 0,4$ практически совпадает с

$$e = (\bar{R}_a - \bar{R}_p) / (\bar{R}_a + \bar{R}_p).$$

Компоненты скорости V_R, V_θ , которые будут иметь звезды в окрестности Солнца после "медленного" коллапса, изображены на рис. 29б. В отличие от предыдущего случая (когда рассматривался вариант "быстрого" коллапса") на этот раз "запрещенной области" нет, и допустимы все орбиты вплоть до круговых.

Теперь вернемся к наблюдаемому распределению эксцентриситетов звезд и сравним его с предсказаниями "быстрого" и "медленного" коллапса. Как было показано в § 4, у экстремально старых звезд, т.е. у звезд с большим дефицитом металлов, у субкарликов встречаются как большие, так и малые эксцентриситеты (Исобе, 1974; Каримова и др. 1976). Это противоречит очень "быстрому" коллапсу, но вполне согласуется с "медленным".

Впрочем, очень "быстрый" коллапс не согласуется с очевидным общим соображением: в гравитирующей системе глобальные динамические процессы не могут протекать быстрее, чем с характерным гравитационным временем (временем свободного падения).

Эгген и др. (1962) пришли к идее о "быстром" коллапсе отчасти из необходимости объяснить большие значения e у старых звезд. Они полагают, что звезды рождаются первоначально вблизи апогалактия, на орбитах, близких к круговым (т.е. начальные эксцентриситеты малы и $V_{Ri} = 0$). Однако более естественно предполагать, что звездообразование, во-первых, идет в сжимающейся неравновесной системе, т.е. $V_{Ri} < 0, V_\theta \neq V_{rot}$, где V_{rot} — круговая скорость (скорость движения по круговой орбите); во-вторых, среда является турбулентной, т.е. существует начальный хаотический разброс значений $V_{Ri}, V_\theta, V_{z,i}$. Тогда и в варианте "медленного" коллапса, как видно из рис. 29б, старые звезды в окрестности Солнца могут иметь большие эксцентриситеты — звезды рождаются сразу во всем диапазоне величин e .

С другой стороны, очень "медленный" коллапс с физической точки зрения также трудно оправдать. Действительно, возникает вопрос: что препятствовало свободному сжатию протогалактики в радиальном направлении на той стадии, когда центробежная сила была пренебрежимо мала по сравнению с гравитационной силой, и что мешало ей свободно сжиматься вдоль оси вращения?

Тепловое давление, как легко видеть, не могло влиять на сжатие. Действительно, протогалактика оптически прозрачна к охлаждающему излучению, а в таких системах скорость охлаждения сильно зависит от плотности, $L \propto \rho$ (см. § 9). Поэтому если даже протогалактика находилась вначале в состоянии, близком к равновесию (при массе $M_G = 2 \cdot 10^{11} M_\odot, R = 100$ кпк это требует температуры $T \approx 5 \cdot 10^5$ К), то при сжатии, т.е. при увеличении ρ , температура будет прогрессивно падать, следовательно, роль давления — уменьшаться. В то же время роль гравитации с ростом ρ увеличивается, и в итоге система очень скоро перейдет в режим свободного сжатия (коллапса). Не могло быть существенным и давление магнитного поля, поскольку для этого требуются чрезвычайно большие поля, даже по сравнению с современным магнитным полем в Галактике. Наконец, вряд ли заметное противодействие коллапсу могло оказывать давление турбулентных движений газа. Для этого требуются, очевидно, сверхзвуковые турбулентные скорости порядка 10^2 км/с. Но такая турбулентность быстро диссипирует в ударных волнах (см., например, Голдрейх, Кван, 1974), а

поддерживать ее в течение характерного динамического времени, $t \sim 3 \cdot 10^9$ лет, невозможно. Таким образом, очень "медленный" коллапс, по-видимому, исключается как вариант ранней динамической эволюции Галактики.

Скорее всего, Галактика сжималась с характерным динамическим временем, близким к времени свободного падения, так что величина $\partial t / \partial \ln \varphi$ и орбитальные времена были одного порядка, $t \sim t_{ff} = (32 G \rho / 3 \pi)^{-1/2} \approx 3 - 4 \cdot 10^9$ лет (при $\rho = 5 \cdot 10^{-28}$ г/см³), что соответствует размерам Галактики примерно на порядок больше современных. Такая ситуация, похоже, не противоречит наблюдаемой статистике орбит старых звезд. Действительно, в этом промежуточном случае запрещенная область на диаграмме $V_R - V_\theta$ не будет выражена столь явно, как на рис. 29а, и звезды в конечном состоянии смогут иметь орбиты с малыми эксцентриситетами — как это и наблюдается. С другой стороны, изменение эксцентриситета в процессе сжатия все же должно происходить, поскольку коллапс не очень "медленный". По-видимому, это проявляется в том, что распределение эксцентриситетов старых звезд растет в сторону больших e (см. рис. 25, 26). Последнее объясняет, таким образом, не только большое число субкарликов с $e > 0,3 - 0,5$ (факт, который особенно выделяют Эгген и др., 1962), но и форму распределения эксцентриситетов этих звезд (Сучков, 1979, 1981а).

Противоречие между выводом Эггена и др. (1962) о "быстром" коллапсе ($t \approx 2 \cdot 10^8$ лет) и выводом Исобе (1974) и Йоши и Сайо (1979) о "медленном" коллапсе ($t \approx 2 - 4 \cdot 10^9$ лет) в значительной степени разрешил еще Исобе (1974). Он обратил внимание на то, что Эгген и др. (1962) в качестве характерного динамического (орбитального) времени привели современное значение этой величины, $\approx 2 \cdot 10^8$ лет. На самом деле нужно рассматривать эту величину для начального, разреженного состояния Галактики — а тогда она более чем на порядок превышает современное значение.

2. Ограничения на раннюю историю звездообразования, вытекающие из многокомпонентной структуры Галактики

Важнейшей особенностью спиральных галактик является отчетливое разделение на дисковую и сфероидальную компоненты. Оно проявляется в характерной форме этих систем — тонкий диск с резко выделенным центральным утолщением — балджем. Относительная мощность диска и балджа вообще может быть положена в основу морфологической классификации галактик. Этот параметр, зависящий от характера формирования галактики, по-видимому, более фундаментален, чем другие параметры в классификационных схемах, такие как вид и мощность спиральной структуры, содержание газа и т.д. (см., например, Фабер и Галлахер, 1976; Вокулер, 1979). Происхождение двухкомпонентной структуры требует, как оказывается, весьма нетривиального хода процесса звездообразования на ранней стадии эволюции Галактики. Этот вопрос подробно рассмотрел Парсон (1976), изучая модели коллапсирующих газовых систем с учетом вращения, турбулентной вязкости и превращения газа в звезды.

Конечная структура звездной системы сильно зависит от закона звездообразования. Приняв показательную зависимость скорости звездообразования от плотности газа ρ_g :

$$d\rho_g/dt = A\rho_g^n, \quad (5.2.1)$$

где ρ_g — звездная плотность, $n \sim 1,85$, сравнительно хорошо удается объяс-

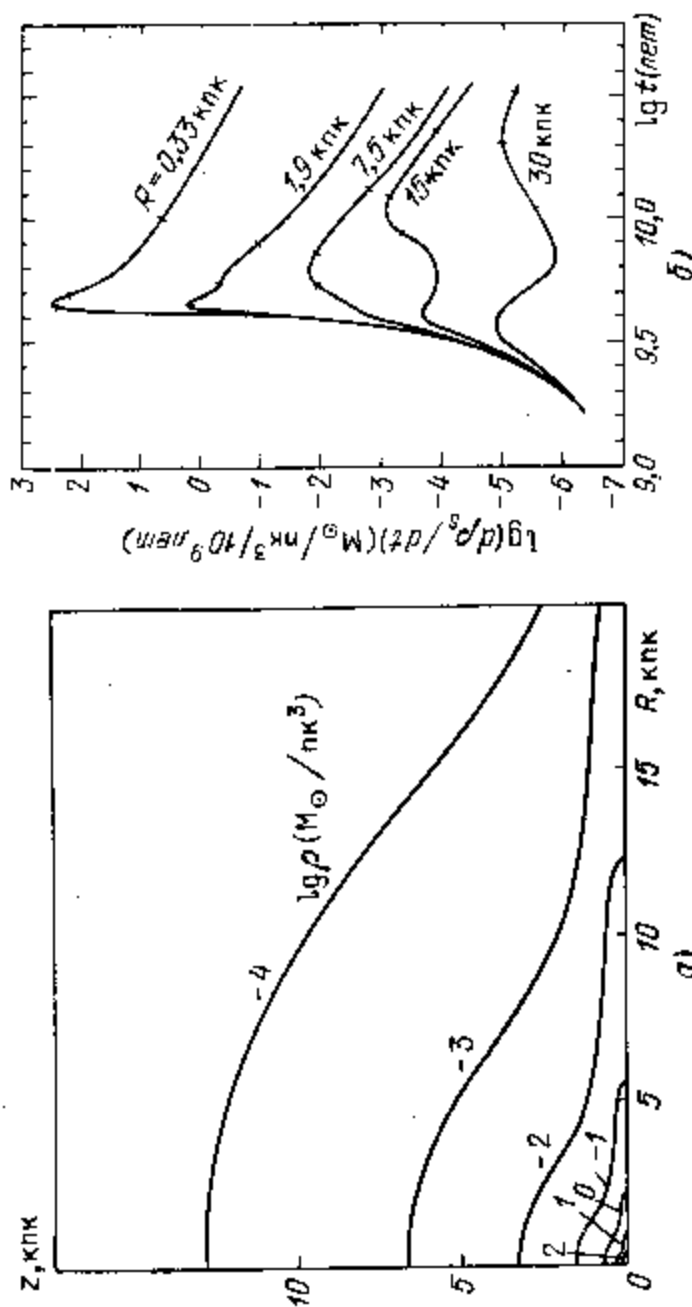


Рис. 30. а) Профили звездной плотности в модели дисковой галактики со сфероидальной компонентой. б) Зависимость скорости звездообразования от времени, при которой получается распределение плотности на рис. 30, а (Ларсон, 1976).

нить наблюдаемые свойства эллиптических галактик (профили плотности, форму изотоп, профили эллиптичности). Однако ни при каких начальных условиях закон типа (5.2.1) не позволяет получить диск и балдж. Вариации углового момента системы, начальной плотности и других начальных условий неизменно приводят к эллипсоидальным фигурам различной степени сплюснутости, но не дают диска с центральным утолщением.

Оказалось, что необходимый результат получается только в том случае, если после начальной стадии звездообразования, сформировавшейся население сфероидальной составляющей, скорость рождения звезд в галактике резко падает, на один-два порядка по сравнению с формулой (5.2.1). На рис. 30 изображены типичные профили плотности в модели дисковой галактики со сфероидальной компонентой, а также поведение скорости звездообразования, которое дает такую модель.

Проанализировав серию моделей, различающихся начальными условиями и зависимостью скорости звездообразования от времени, Ларсон (1976) сделал общее заключение: "формирование спиральной галактики с отчетливой дисковой компонентой и балджем должно протекать в две стадии, сильно различающиеся скоростью звездообразования: сначала должен быть период быстрого звездообразования, в течение которого примерно за время свободного падения формируется сфероидальная компонента; затем процесс звездообразования должен сильно замедлиться, чтобы позволить оставшемуся газу сжаться в диск, прежде чем из него образуются звезды".

3. История звездообразования, обогащения и формирования подсистем Галактики. Активные фазы эволюции

В результате сопоставления кинематики, пространственного распределения, орбит, химсостава и возраста старых населений Галактики в настоящее время вырисовывается следующая картина ранней эволюции Галактики. Формирование населения гало началось на стадии, когда размеры Галактики (точнее, протогалактики) более чем в 20 раз по радиусу и в 50 раз по

2-координате превосходили ее современные размеры. Основная масса объектов гало родилась за время $t \leq 3 \cdot 10^9$ лет, при этом протогалактика успела сжаться, по-видимому, в два-три раза. Затем в течение нескольких миллиардов лет происходило дальнейшее сжатие и оседание газа в тонкий равновесный диск, размеры Галактики уменьшились на порядок, и все это время звездообразование было практически остановлено. Это объясняет статистику орбит старых звезд, (Эгген и др., 1962; Исобе, 1974; Йоши и Сайо, 1979), разрывы орбитальных и кинематических характеристик (Сучков, 1977а; Марсаков, Сучков, 1977), двухкомпонентную структуру Галактики, (Ларсон, 1976) разрыв в возрастах между населением гало и диска (Демарк и Мак-Клур, 1977; Либерт и др., 1979).

Чтобы в рамках этой картины объяснить далее скачки пространственно-кинематических характеристик, рассматриваемых в зависимости от химсостава (Эгген, 1970), а также разрыв в металличности между гало и диском (Марсаков и Сучков, 1976, 1977; Козн, 1980; Сучков, 1981а), надо предположить, что обогащение тяжелыми элементами в Галактике, как и звездообразование, было также дискретным процессом. Если по окончании образования звезд гало содержание тяжелых элементов в межзвездной среде скачком возросло в несколько раз, то становится понятным, почему даже самые старые звезды имеют существенно большую по сравнению со звездами гало металличность, почему между гало и диском существует разрыв в металличности. А поскольку образование звезд диска начинается тогда, когда и геометрия, и динамика системы радикально отличаются от того, что было в период формирования гало, то этот скачок металличности будет соответствовать скачкам пространственно-кинематических характеристик.

Рассматриваемая схема, очевидно, подразумевает, что тяжелые элементы, наблюдаемые сейчас у (старого) населения диска, были созданы не в диске, а задолго до его формирования, звездами (сверхновыми) населения гало (Сучков, 1977б). Такой же вывод сделала Фабер (1977) по данным о химсоставе внешних галактик. Она обнаружила поразительную схожесть градиента содержания металлов вдоль радиуса галактики у дисковых и эллиптических систем, и этот факт привел ее к заключению, что "тяжелые элементы в дисковых галактиках были созданы на стадии коллапса, а не были произведены в последующем, в самом диске".

И.С. Шкловский обратил особое внимание на тот факт, что у квазаров даже с большим красным смещением, соответствующим времени формирования звезд гало, содержание тяжелых элементов, по-видимому, близко к солнечному, т.е. уже примерно $15 \cdot 10^9$ лет назад основное обогащение в галактиках закончилось (в предположении, что квазары находятся в центре формирующихся галактик; ряд данных показывает, что это должны быть, скорее, спиральные, а не эллиптические галактики — см. Боросон и др., 1982; Хатчингс и др., 1982).

Острайкер и Туан (1975), рассматривая модель ранней эволюции нашей Галактики, заключили, что половина всего содержания тяжелых элементов диска является продуктом выброса звезд сферической подсистемы, поэтому "не было такой эры, когда диск мог быть беднее металлами, чем молодые звезды, более чем в два раза" (Острайкер, 1977).

Вывод о том, что тяжелые элементы, если не полностью, то в значительной степени, созданы на стадии коллапса, до формирования диска, крайне любопытен и важен для теории химической эволюции галактики с нескольких точек зрения. Во-первых, из него следует, что звездообразование и обогащение разделены во времени, а не протекают параллельно друг другу, как это обычно предполагается в теориях химической эволюции галактики (так

называемое приближение "мгновенного круговорота вещества"). Такую последовательность процессов в отличие от "мгновенного круговорота" можно назвать предзвездобразовательным обогащением (Сучков, 1977б). Далее, оказывается, что на стадии формирования гало была создана значительная часть полного содержания тяжелых элементов в Галактике несмотря на относительно малочисленность населения гало (во всяком случае, наблюдаемого) и большую массу газа, в котором растворились эти элементы. В то же время на стадии диска металличность увеличилась не более чем в два раза, хотя масса газа на этой стадии значительно меньше, а звезд, соответственно, больше. Поэтому следует думать, что формирование гало завершилось мощной вспышкой обогащения среды тяжелыми элементами.

Мы еще вернемся к вопросу о химической эволюции Галактики в § 5б, 13, а сейчас продолжим обсуждение звездобразования на стадии коллапса Галактики.

Итак, целый ряд фактов приводит к выводу, о подавлении звездобразования после формирования гало. Но мы еще не затрагивали вопрос, почему и как звездобразование было остановлено.

Ответ на него напрашивается сам собой, если мы сопоставим резкое падение скорости звездобразования в конце стадии формирования звезд гало со скачкообразным возрастанием содержания тяжелых элементов в это же время. Действительно, обогащение тяжелыми элементами в галактике связано с огромным энерговыделением, например, при вспышках сверхновых. Если процесс этот достаточно мощный, то выделяющейся энергии хватит, чтобы на длительное время затормозить звездобразование. Существование таких периодов в истории Галактики — активных фаз эволюции, во время которых происходит интенсивное обогащение тяжелыми элементами и выделяется большое количество энергии, нарушающее дальнейшее звездобразование, предположили Марсаков и Сучков (1976, 1977). Сучков и Шекинов (1979), Сучков (1984) рассмотрели конкретные механизмы нарушения звездобразования и показали, что в Галактике после формирования гало сверхновые и их остатки действительно могут приослаивать звездобразование (см. § 12). Это происходит в результате разогрева межзвездного газа и разрушения его облачной структуры, а также, по-видимому, в результате увеличения турбулентного давления в газе и, как следствие, падения средней плотности газа ниже уровня, при котором начинается гравитационная неустойчивость.

Возможно, что активная фаза соответствует "квазарной" стадии эволюции Галактик. В пользу этой гипотезы говорит, во-первых, то, что квазар, судя по его химическому составу ("нормальный" химсостав, см. Дэвидсон, Нетцер, 1979), "загорается" после того, как образовалось население гало, и, судя по большому красным смещениям, задолго до того, как рождаются звезды диска. Можно представить себе, что мощное рентгеновское излучение квазара, достигающее 10^{47} эрг/с, а также весьма вероятные космические лучи разогревают большую часть газа молодой галактики до температуры $T \sim 10^7$ К (при средней плотности $n \sim 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ такое состояние газа близко к характеристикам "коронального" газа в Галактике и межгалактического газа в скоплениях галактик). Время охлаждения такого газа составляет $\sim 5 \cdot 10^9$ лет. Поэтому, если даже квазар быстро угасает, температура продолжает длительное время оставаться высокой и звездобразование не происходит (за исключением, возможно, центральных областей, где существуют плотные, сравнительно холодные, $T \sim 10^4$ К, облака газа).

Подробнее эта ситуация рассмотрена в § 12. Здесь же мы обратим внимание еще на ряд фактов, которые говорят в пользу картины активных фаз эволюции и остановки звездобразования нагреванием газа до температур $T \sim 10^7$ К. Исследование межгалактической среды (МГС) в скоплениях галактик (главным образом, по данным о рентгеновском излучении) показывает, что, во-первых, содержание тяжелых элементов в ней близко к солнечному, т.е. нормально, во-вторых, масса МГС сравнима с полной массой галактик скопления (см. Рефаэли, 1978, а также обзор Аракеляна, 1981).

Из этих двух фактов следует, что, во-первых, галактики должны были сбросить в межгалактическое пространство обогащенный металлами газ, сравнимый по массе с оставшейся у них массой. Во-вторых, главный вклад в сброшенную массу должны давать гигантские галактики типа нашей, поскольку у карликовых галактик содержание тяжелых элементов обычно на один-два порядка меньше солнечного. (Для Галактики необходимость сбросить около половины своей начальной массы, причем в уже обогащенном виде, можно независимо связать с тем фактом, что ее металличность, по всей видимости, примерно в два раза меньше, чем у более богатых металлами галактик — см. § 13). Но тогда, чтобы сбросить, скажем, половину массы такой системы, газ должен быть нагрет до температуры порядка или выше вириальной температуры, $T_{vir} \sim 5 \cdot 10^5$ К (при $n = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, $M = 2 \cdot 10^{11} M_\odot$).

Весьма вероятно, что прямым наблюдательным подтверждением сильного разогрева газа на ранних стадиях эволюции галактик является существование изотропного фона рентгеновского излучения в диапазоне энергий 2–50 кэВ. Оно имеет тепловой спектр, соответствующий температуре $T \approx 5,2 \cdot 10^8$ К. Как показали Букбиндер и др. (1980), оно является, скорее всего, реликтом теплового излучения газа молодых, формирующихся галактик. Ранее полученные оценки Шварца и др. (1975) показывают, что сверхновые, необходимые для создания наблюдаемого в массивных галактиках содержания тяжелых элементов, дают вполне достаточную энергию ($\sim 10^{61}$ эрг) для нагрева газа до столь высоких температур, если даже лишь незначительная часть этой энергии, порядка $10^{-2} - 10^{-3}$, переходит в тепло.

Представление о том, что энерговыделение в молодых галактиках приводит к разогреву газа до высоких температур, $T \sim 10^7 - 10^8$ К, сейчас получило широкое распространение (см., например, Икеучи и др., 1983). Этот процесс, связанный с эволюцией массивных звезд первого поколения (или с квазаром), происходит за время $t \leq 10^8$ лет, что значительно меньше динамического времени галактики, $\sim 2 - 3 \cdot 10^9$ лет. Поэтому он может протекать, как взрыв, сопровождаемая уходящей в межгалактическое пространство ударной волной (Шварц и др., 1975; Икеучи, 1977; Озерной, Черномордик, 1978; Черномордик и Озерной, 1983, 1984). В этой эволюционной картине потеря массы и длительная задержка звездообразования получаются с неизбежностью (см. § 12).

Реальная эволюция была, несомненно, сложнее, чем рассмотренная схема с одноактным выделением большого количества энергии. По-видимому, в истории Галактики была не одна, а две-три активные фазы. На это указывают: 1) разделение населения гало и диска по металличности, в свою очередь, на две группы (Марсаков и Сучков, 1976; Сучков, 1981а), 2) не один, а три скачка пространственно-кинематических характеристик (Эгген, 1970) между населенными Галактики и 3) сам факт существования, скорее, чистых, чем двух, подсистем в Галактике.

ДИСК И ЦЕНТР ГАЛАКТИКИ

В заключение кратко перечислим факты, относящиеся к происхождению и ранней эволюции Галактики, которые сейчас представляются в той или иной степени обоснованными.

- 1) Начальное состояние: размеры на порядок больше современных, средняя плотность $\rho \sim 10^{-27} \text{ г/см}^3$, структура газа — облачная (так как звезды, которые уже были при $\rho \sim 10^{-27} \text{ г/см}^3$, могли родиться только из плотных облаков).
- 2) Динамика: коллапс с характерным временем $\sim 3 \cdot 10^9$ лет, сброс примерно половины начальной массы (во время активных фаз).
- 3) Звездобразование: перерыв длительностью $\sim 5 \cdot 10^9$ лет после стадии формирования гало.

4) Основное обогащение: произошло в конце фазы формирования звезд гало, металличность скачком возросла примерно на порядок по сравнению с металличностью гало.

Видим ли мы сегодня системы, которые были бы похожи на Галактику $10-15 \cdot 10^9$ лет назад, которые находятся на стадии активной фазы эволюции? Весьма вероятно, что такими системами являются квазары, точнее, галактики на "квазарной" стадии эволюции. Ожидаемые свойства Галактики на стадии активной фазы, задолго до образования звезд диска, обнаружены в паразитическую схожесть со свойствами удивительного объекта MR 2251-178 (Бергерон и др., 1983). Это близкий рентгеновский квазар, $z = 0,064$, находящийся в центре гигантской зоны HII. Ее размеры равны $\approx 230 \text{ кпк}$, масса $M \leq 5 \cdot 10^{11} M_\odot$. При этом $M_{\text{tot}} \geq 1,3 \cdot 10^{12} M_\odot$ (найденна по кривой вращения), масса в пределах $R = 10 \text{ кпк}$ равна $\approx 10^9 M_\odot$. Именно так могла выглядеть Галактика, когда только что родилось немногочисленное экстремальное население гало, газ нагрелся и ионизовался, звездобразование остановилось. Галактике предстояло еще сжиматься в течение нескольких миллиардов лет, уменьшить свои размеры на порядок, прежде чем началось основное звездобразование, формирующее диск.

Диск Галактики приблизительно в два раза моложе гало, как звездная подсистема он начал активно формироваться всего лишь $5-8 \cdot 10^9$ лет назад. К этому времени ситуация в Галактике существенно изменилась по сравнению с той, когда рождалось звездное население гало. Коллапс газовой подсистемы был почти остановлен центробежными силами в плоскости диска и "давлением" турбулентных движений, а также магнитным давлением по z -координате; размеры этой подсистемы сильно уменьшились, особенно по z -координате, и она стала быстро вращаться; газ обогатился тяжелыми элементами и т.д. В итоге динамические, химические, физические характеристики родившейся на этой стадии звездной составляющей Галактики оказались резко отличными от характеристик гало. Свойства диска оказались гораздо более многообразными и богатыми, чем свойства гало — и в отношении структуры, и в отношении населяющих его объектов, и в отношении разыгрывающихся здесь процессов. Если гало — это во многом устоявшаяся, чуть ли не застывшая компонента Галактики, "музей" ее ранней истории, то диск и в настоящее время живет бурной жизнью, внешним проявлением которой является мощное излучение в самых различных участках спектра: гамма-излучение, рентгеновское, оптическое, инфракрасное излучение, радиоизлучение. Последнее в еще большей степени относится к центру Галактики. Поэтому, если гало привлекает наше внимание главным образом как хранитель информации о формировании и начальной эволюции Галактики, то диск и центр для нас интересны и теми процессами, во многом загадочными и непонятными, которые происходят здесь в наши дни, на наших глазах, с участием самых разнообразных форм материи, с участием самых разнообразных, часто "экзотических" объектов.

§ 6. Звездные населения диска

В этом параграфе мы рассмотрим главным образом статистику основных типов звездных населений диска, а также некоторые результаты, которые следуют из статистических исследований. Будет рассмотрена вертикальная структура диска в окрестности Солнца, структура главной последовательности диаграммы Герцшпрунга-Рессела и связанные с ней вопросы возраста и химического состава ближайших звезд, возрастная структура и пространственное распределение системы рассеянных скоплений и пульсаров. При этом более глубокое и детальное изложение вопросов возраста, химического состава и кинематики звездных населений, вопросов связи разных типов населений со спиральной структурой, а также всей проблемы, связанной с газовой составляющей диска, отложено до следующих параграфов.

1. Статистика звездных населений

Среди населений диска встречаются почти все известные типы звезд. С5 относительной доли тех или иных звезд судить очень просто — решение этой задачи сильно осложняется различными эффектами селекции. И все же сейчас мы довольно далеко продвинулись в детальном изучении звездного состава диска Галактики, по крайней мере, в окрестности Солнца.

На рис. 31а изображена диаграмма Герцшпрунга—Рессела для 36 382 звезд с хорошим качеством двумерной спектральной классификации (M_V , Sp) из Мичиганского спектрального каталога; диаграмма показывает относительное число звезд разных спектральных классов и классов светимостей.

Видно, что здесь наиболее многочисленны красные гиганты K III, далее идут звезды главной последовательности A0V, затем F5V. Однако эта диаграмма не дает правильного представления об истинном соотношении численностей разных звезд. Действительно, в каталоге доминируют яр-

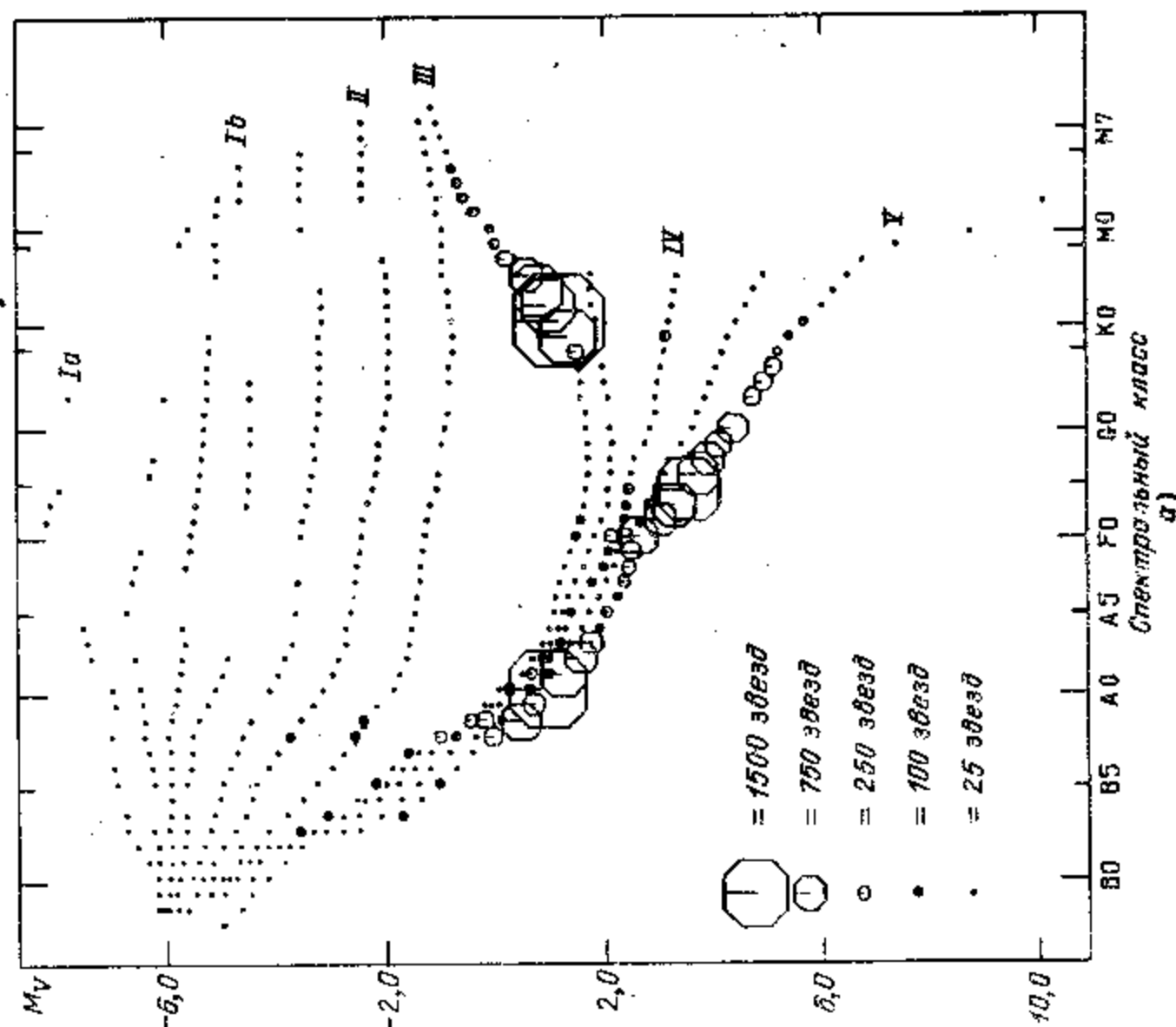


Рис. 31. а) Звезды с хорошим качеством спектральной классификации (Мичиганский спектральный каталог) на диаграмме Герцшпрунга—Рессела. Значки разных размеров показывают количество звезд. б) То же, что и на рис. а), но оставлены только звезды в пределах до 25 пк и 100 пк. (Хоук и Фесен, 1978).

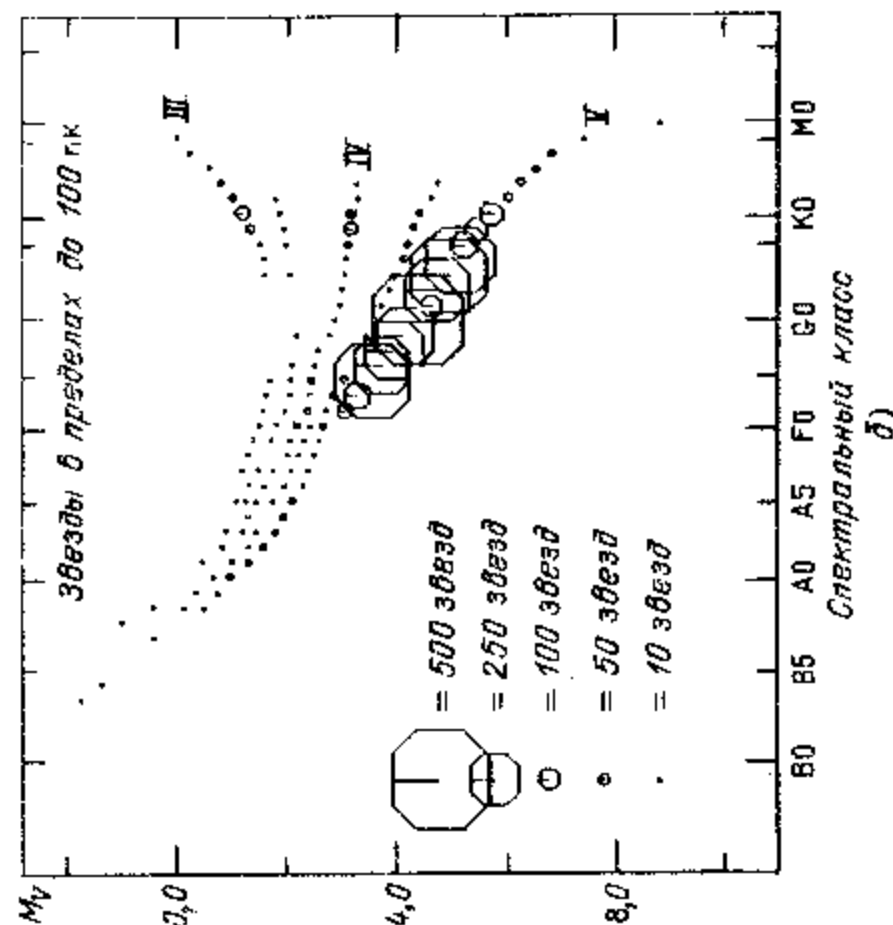
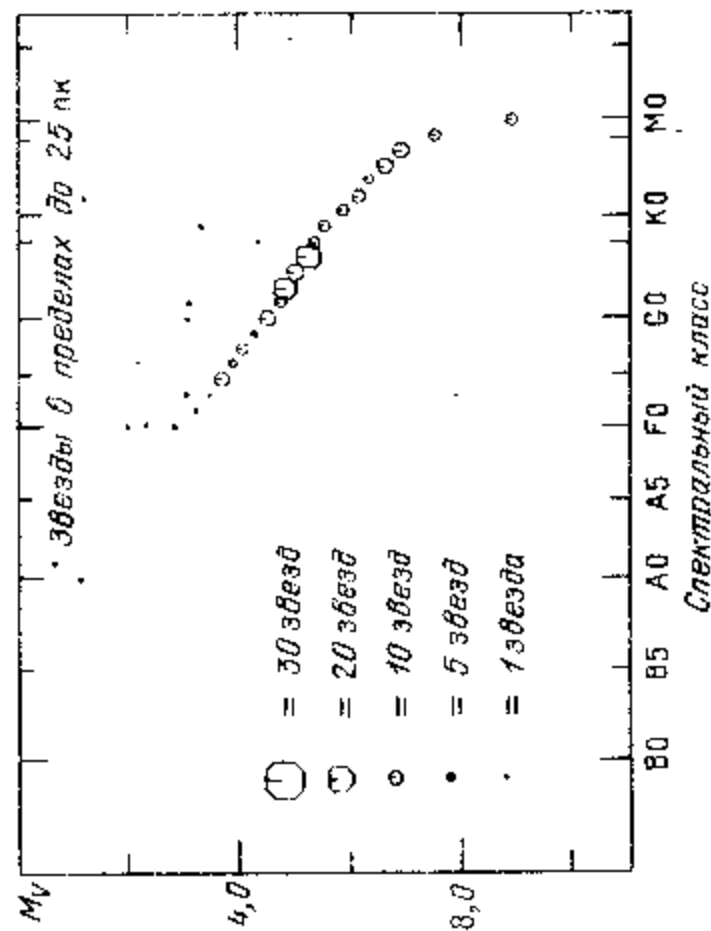


Рис. 31 (окончание).

кие звезды из верхней части ГП и гиганты, поскольку они видны на гораздо больших расстояниях, следовательно, в больших объемах пространства, чем слабые звезды нижней части ГП. Если ограничиться только близкими звездами, например, в пределах 100 пк от Солнца, то картина полностью меняется (рис. 31б внизу). Теперь самые многочисленны — это звезды G0V: численность звезд резко уменьшается у спектрального класса F3, и более ранние звезды лежат за пределами 100 пк.

В пределах 20—25 пк (рис. 31б сверху) наибольшее число наблюдаемых звезд также относится к G-карликам (Хоук и Фесен, 1978). Однако эти результаты все еще не до конца отражают истинную численность различных звезд. Дело в том, что здесь сильно недооценивается число M-карликов;

из-за их крайне низкой светимости мы даже в пределах 25 пк наблюдаем лишь небольшую их часть. Кроме того, количество М-звезд вообще занижено в рассматриваемых выборках из-за трудностей определения класса светимостей для них.

Последнее относится и к О-звездам, которые по той же причине недопредставлены на рис. 31.

Анализ различных данных о населении М-карликов показывает, что плотность этих звезд составляет около половины всей звездной плотности (по массе) в окрестности Солнца (см. Сучков, 1978). А поскольку М-карлики в среднем почти на порядок менее массивны, чем Солнце, то их численность должна быть во много раз больше численности звезд других спектральных классов.

Джилмор (1981) на основе подсчетов очень слабых звезд, вплоть до $m_B = 24^m$, оценил долю звезд разных типов в Галактике. Оказалось, что в интервале звездных величин $20^m \leq m_B \leq 24^m$ почти все звезды в сферической составляющей относятся к спектральному классу G, а в диске — к классу M.

Чтобы оценить относительное число звезд низкой светимости, Лютен (1978) построил статистическую диаграмму ГР для 115 000 звезд, используя вместо светимостей M_V собственные движения звезд μ (у близких звезд, очевидно, собственные движения в среднем больше, а светимость M_V — меньше, т.е. с ростом μ светимость в среднем падает; поэтому μ можно использовать как статистический аналог величины M_V). Результат показал, что белых карликов намного больше, чем, например, желтых гигантов, хотя обычные диаграммы ГР, наоборот, дают чрезвычайно мало вырожденных звезд. Причина недооценки числа этих звезд та же, что и в случае М-карликов: низкая светимость и трудность определения класса светимости у поздних звезд.

Если судить о численности близких звезд только по данным в пределах до 20 пк от Солнца (звезды из каталога Глизе, 1969), то, согласно, например, Ярайсу и Вилену (1974), нам известно менее 35% от полного их числа в этой области: мы видим только 1277 звезд, тогда как их должно быть не менее 3600. Учет вырожденных звезд должен существенно увеличить последнее число.

Наряду с низкой светимостью, обнаружению близких звезд препятствует ряд эффектов селекции, которые зачищают долю звезд с теми или иными физическими характеристиками. Хорошо известен эффект кинематической селекции: близкие звезды обнаруживаются в значительной степени по большому собственным движениям, и поскольку это в основном красные карлики, то среди них оказывается заниженной доля звезд с малой тангенциальной скоростью. Возможно, недооценивается также число звезд с пониженным содержанием металлов (Гренон, 1978).

При анализе близких звезд следует иметь в виду еще один эффект — статистическое завышение параллаксов. В результате, согласно, например, Гренону (1978), 35% звезд каталога Вули и др. (1970), т.е. звезд в пределах 25 пк, на самом деле находятся на расстояниях $r > 25$ пк.

Особенности наблюдаемого пространственного распределения звезд околосолнечной окрестности рассмотрела Бартя (1979). Она провела анализ распределения 10 896 звезд по спектральным классам и классам светимости с учетом зависимости распределений от галактической широты b и от z -координаты, используя свой обзор звезд с двумерной Абастуманской спектральной классификацией. Предельная величина звезд, $m_{pg} = 11^m.5$, здесь на полторы единицы больше, чем в Мичиганском каталоге, и,

возможно, поэтому распределения звезд этих двух каталогов по спектрам несколько различаются. В Абастуманском обзоре преобладают звезды A, за ними идут F, G, K, B и M. Распределения по спектральным классам имеют ярко выраженную зависимость от галактической широты b . Звезды A особенно многочисленны в области $b < 20^\circ$, тогда как в интервале $27^\circ < b < 72^\circ$ наиболее многочисленны звезды G, затем K и F. Конечно, этот результат, как и в Мичиганском обзоре, также не дает представлений об истинном распределении звезд разных спектральных классов из-за эффекта видимости: на больших расстояниях видны преимущественно гиганты и сверхгиганты, тогда как карлики, особенно поздних спектральных классов, из-за малой светимости видны только на очень малых расстояниях.

Но отдельно для гигантов эффект видимости во всех спектральных классах в значительной степени одинаков, так что эти звезды обзора можно сравнивать как по численности, так и по пространственному распределению (широтному и по z -координате). Оказывается, что на высоких широтах явно преобладают звезды K III, далее идут звезды G III, М-гигантов сравнительно мало, и это согласуется с результатом Лютена (1977) о том, что этих звезд вообще в семь-десять раз меньше, чем гигантов K III.

2. Распределение звезд на главной последовательности

Большое количество информации об эволюции звезд и звездных населений "зашифровано" в структуре главной последовательности близких звезд. Вопрос о структуре можно разделить на две части. Первая связана с распределением звезд вдоль ГП; обычно рассматривают "проекции" этого распределения на ось M_V или на ось, соответствующую эффективной температуре T_e (показатель цвета $B-V$, спектральный класс Sp и т.д.). Эти распределения (первое из них есть функция светимости, ФС) отражают распределение звезд по массам, и если рассматривать только непрозрационированную часть ГП (т.е. позднее спектрального класса F5, см. § 8), то из них сразу получается начальная функция масс (НФМ). НФМ определяет механизм звездообразования, поэтому исследование распределения звезд вдоль ГП дает возможность сделать выводы о свойствах этого процесса.

Вторая часть вопроса о ГП — это "поперечная" структура главной последовательности. Наблюдаемая ГП имеет конечную ширину, обусловленную помимо ошибок еще и физическими факторами. Важнейшие из них — это возраст и химический состав. С возрастом звезды поднимаются на диаграмме ГР влево вверх, уширяя тем самым полосу ГП. Химический состав определяет положение начальной главной последовательности (ГПНВ), так что с вариациями химсостава связан целый набор ГПНВ, образующий на диаграмме ГР полосу конечной ширины. Таким образом, исследование "поперечной" структуры ГП позволяет делать выводы о возрастах и химсоставе звезд (см. также § 1).

В настоящее время не приходится сомневаться, что распределение звезд вдоль ГП обнаруживает ряд нерегулярностей, хотя еще не очень давно принималось, что количество звезд монотонно растет в сторону поздних спектральных классов. Главная структурная особенность этого распределения — дефицит звезд в интервале светимостей от $M_V = +6$ до $M_V = +9$, что соответствует интервалу $B-V$ от $+0.8$ до $+1.4$ или интервалу спектральных классов от G8 до M0 (см. функцию светимости Вилена на рис. 33). Особенно большой недостаток звезд наблюдается в середине этого диапазона. На рис. 32 он отчетливо проявляется ярко выраженным пробелом в главной последовательности в области $B-V = 1.0 - 1.2$, т.е. в районе между спектральными классами K3 и K6.

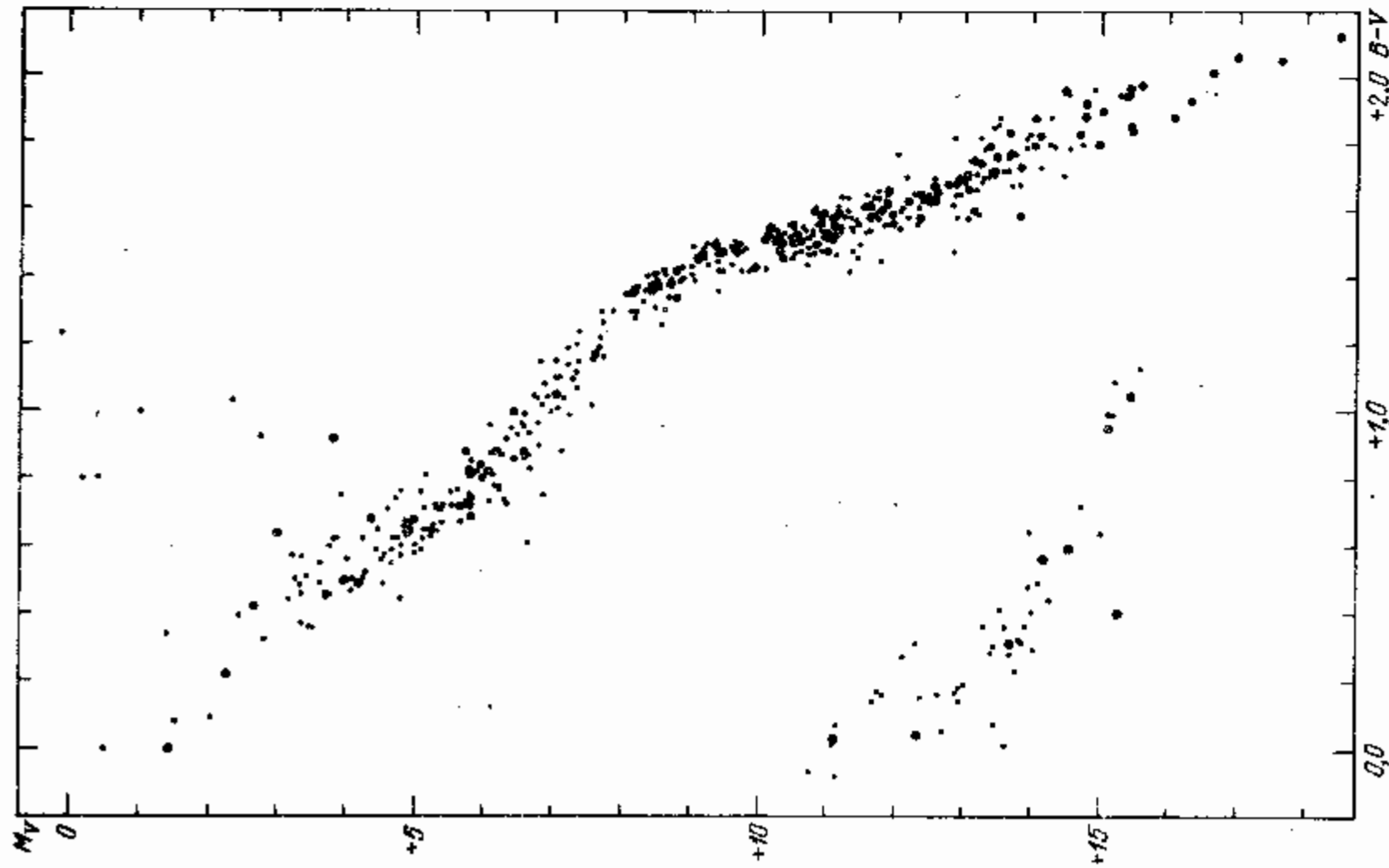
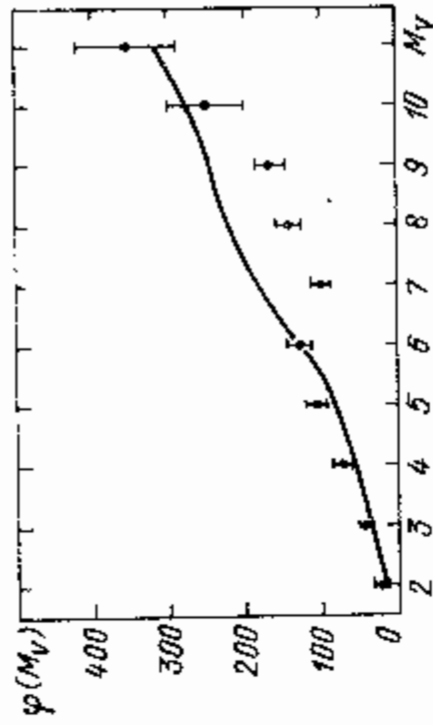


Рис. 32. Диаграмма Герцшпрунга—Ресселла для близких звезд ($r < 22$ пк) с малой ошибкой светимости $\epsilon_{M_V} < 0,30$ (Глизе, 1978).

Нерегулярность в распределении звезд вдоль ГП была отмечена еще Стариковой (1960). Полученная ею ФС имела минимум в точке $M_V = +8$. Этот минимум находили и другие авторы, но его существование обычно игнорировалось. Более подробное исследование получила ФС Льютена (1968) — гладкая монотонная функция (рис. 33); именно она обычно используется, например, для нахождения начальной функции масс (Миллер, Скало, 1979). Алгрен и Армандров (1981) решили выяснить, является ли минимум ФС реальным, или он связан с неполнотой выборки близких звезд ($r < 20$ —25 пк) в спектральном диапазоне G—K. Оказалось, что выборка звезд каталога Глизе ($r < 22$ пк), по которой построена ФС Вилена (1979), является

Рис. 33. Функция светимости Льютена (1968) (сплошная кривая) и Вилена (1974) (точки) (Алгрен и Армандров, 1981).



полной вплоть до спектрального класса M0 ($B-V = 1,4$), а более поздние звезды обнаружили разительные признаки неполноты. Поскольку же провал в ФС Вилена наблюдается в спектральном классе K, то Алгрен и Армандров (1981) заключили, что он реален.

Непосредственная интерпретация этого явления состоит в том, что начальная функция масс имеет минимум в области масс $0,4-0,8 M_\odot$. В таком случае пробел в ГП представляет собой серьезный наблюдательный факт, который должна объяснить теория звездобразования.

Другая интерпретация состоит в том, что связь между светимостью и массой звезды не является столь гладкой, как это сейчас предполагается. Это уже должна была бы объяснить теория строения звезд. Однако сейчас вторая интерпретация кажется менее правдоподобной. Она не обоснована наблюдательно и противоречит существующей теории строения звезд ГП, которая (в отличие от теории звездобразования) считается достаточно надежной; причем не только в качественном, но и количественном отношении.

Пробел в ГП обнаруживается также в области ранних спектральных классов. Так, из рис. 31 видно, что существует относительный дефицит звезд A4—A9 (Хук, Фесен, 1978). По-видимому, он реален, поскольку проявляется и на других диаграммах, например, $M_V - (B-V)$. У рассеянных скоплений этого дефицита нет. Недостаток звезд приблизительно в этой же области обнаружили также Пискунов и др. (1979). Ранее на этот дефицит звезд в верхней части главной последовательности обратил внимание Эгген (1976, 1977). Он предположил, что это явление указывает на существование двух разных механизмов звездобразования, один из которых ответствен за рождение звезд ярче $M_V = -1,0$ на ГП, второй связан с рождением звезд слабее $M_V = 0,0$; звезды же с M_V вблизи $-0,5$ (что соответствует массе $M \approx 4,5 M_\odot$) вообще не рождаются.

Таким образом, свойства распределения звезд вдоль ГП дают серьезные основания считать, что механизм звездобразования не является универсальным во всем диапазоне звездных масс; можно думать, что звезды с массами $M \leq 0,6 M_\odot$, $0,8 M_\odot \leq M \leq 4 M_\odot$, $M \geq 4 M_\odot$ образуются тремя разными механизмами, причем на границах между этими тремя интервалами масс звездобразование или вообще не происходит, или идет очень слабо. Очевидно, этот вывод чрезвычайно важен для теории звездобразования (см. § 12).

Рассмотрим теперь "поперечную" структуру ГП. Как уже говорилось, потенциально она является источником информации о возрастах звезд, поскольку с увеличением возраста звезда все выше поднимается над начальной главной последовательностью.

Однако проблема определения возраста — этой важнейшей характеристики звездных населений — упирается в точность и надежность данных о поло-

жени звезд на диаграмме ГР и об их химсоставе (см. § 1). Сейчас мы знаем около 2000 звезд ближе 22 пк ($\pi > 0,044$), имеющих тригонометрические параллаксы π_{tr} . Но для многих данные плохие. Насчитывается только около 500 звезд с довольно малой ошибкой светимости: $\epsilon_{M_V} = \pm 0,13$ — $\pm 0,30$, которые пригодны для анализа вопроса о возрасте звезд главной последовательности (их диаграмма ГР приведена на рис. 32). Но даже у этих звезд эффекты возраста, определяющие при данном химсоставе ширину ГП, в значительной мере теряются в этих ошибках. Помимо возраста t , ширину ГП увеличивает различие химсостава звезд, и ошибка этой характеристики (т.е. ошибка в Z и Y) дополнительно ухудшает определения величины t .

Перрин и др. (1977) вычислили возрасты 138 близких звезд ГП и субгигантов, используя данные о металличности и эффективной температуре из детального спектроскопического анализа. Их результат показал, что различия в металличности дают основной вклад в ширину главной последовательности при $T_e < 5500$ К, а эффекты возраста преобладают только для звезд горячее Солнца, при $T_e > 6000$ К. Таким образом, "поперечная" структура верхней и нижней части ГП определяется разными факторами, и, в силу довольно больших ошибок в определении химического состава, только для верхней части ГП имеют смысл индивидуальные определения возраста звезд.

Обращает на себя внимание еще одна деталь в "поперечной" структуре ГП. Как видно на рис. 32, существует очень много G-карликов аномально низкой светимости; на этой диаграмме и на других аналогичных диаграммах (см., например, Вули и др., 1971; Гренон и Руфенер, 1981) они образуют своеобразный "мешок", висающий под главной последовательностью в районе спектрального класса G. Он неоднократно привлекал внимание разных авторов. Есть мнение, что он обусловлен ошибками в светимости, однако убедительных доказательств этому нет, и реальность аномально слабых G-карликов пока нельзя исключить (заметьте, что эти звезды не субкарлики, их кинематика и химический состав типичны для населения диска).

3. Вертикальная структура диска

Большое значение для понимания строения и происхождения диска Галактики имеют данные о распределении звезд перпендикулярно его плоскости, т.е. по z -координате. Распределение звезд по высоте над плоскостью Галактики, согласно Бартя (1979), обладает следующими особенностями (рис. 34). Звезды B и A III-V классов светимости образуют тонкий слой, так что их численность резко падает при $z = 200$ пк. Звезды же F III — F V, G II и K III простираются при малом градиенте плотности до $z \approx 400$ пк, после чего их плотность резко падает. Распределение M-гигантов также обрывается при $z = 400$ пк, хотя хвост распределения тянется до $z = 700$ пк.

Таким образом, в вертикальной структуре звездного диска Галактики в окрестности Солнца выделяются два характерных масштаба: 200 пк и 400 пк, которые, по-видимому, можно по порядку величины связать с вертикальным масштабом диска $|z|$, фигурирующим в экспоненциальном законе падения звездной плотности: $D = D_0 e^{-|z|/|z|}$. На высотах $|z| \approx 2|z|$ плотность падает на порядок, поэтому величиной $2|z|$ можно характеризовать границу слоя звезд. Мы имеем, таким образом, две границы для звезд диска: $|z|_{\max} \approx 400$ пк, и $|z|_{\max} \approx 800$ пк. Это хорошо согласуется с результатом Эггена (1970) (см. § 4, рис. 21).

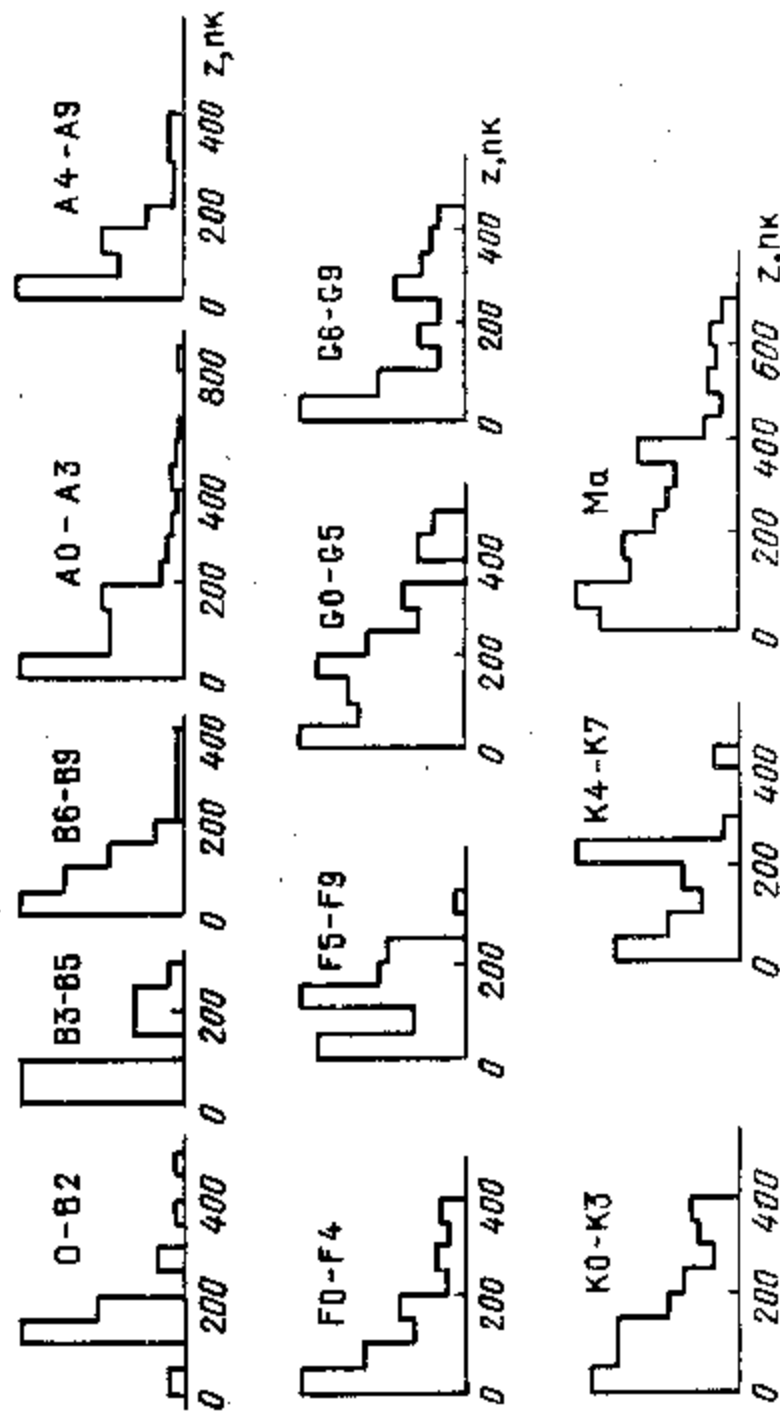


Рис. 34. Нормированное распределение по z -координате звезд F—M III класса светимости (Бартя, 1979).

Подробно вертикальную структуру диска рассматривал Борзов (1973). Он показал, что логарифмический градиент плотности $\partial \lg D / \partial |z|$ у A-звезд скачком меняется в окрестности $z = 400$ пк. Это подтверждает более ранний результат Курочкина (1958) и Апгрена (1962). На рис. 35 видно, что другие яркие звезды — гиганты G III и K III — столь резко выраженной структуры не обнаруживают. Однако у них в окрестности тех же 400 пк можно увидеть быстрое изменение логарифмического градиента плотности. Это обстоятельство на рис. 35 хорошо отражено кривой $\lg D(z)$ Апгрена (1962). Таким образом, вертикальная структура населения гигантов G и K также имеет черты, наблюдаемые в резкой форме у A-звезд. Эти результаты наталкивают на мысль, что звездное население диска образовано двумя подсистемами, имеющими два совершенно разных масштаба по z -координате. Обратимся к более надежным данным о K-гигантах (количество этих звезд значительно больше, чем всех других ярких звезд, и, кроме того, они надежно отделяются от субгигантов и карликов; поэтому у них надежнее расхождения). Согласно Борзову, они имеют логарифмический градиент плотности $\partial \lg D / \partial |z| = |z|^{-1} = (308 \text{ пк})^{-1}$. Из рис. 35 видно, однако, что в области $z < 400$ пк $|z|$ должно быть несколько меньше, а при $z > 400$ пк — больше, чем это значение, что согласуется с выводом Апгрена. С учетом этого обстоятельства в z -распределении звезд K III можно увидеть полное соответствие результату Эггена (1970), который показал, что карлики диска с разным химическим составом образуют в диске два слоя, причем высота слоя звезд с большим содержанием металлов ($[Fe/H] > 0$) равна $|z|_{\max} \approx 450$ пк, а у слоя с $-0,5 < [Fe/H] < 0$, $|z|_{\max} \approx 800$ пк (рис. 21). Поскольку можно считать, что $|z|_{\max} \approx 2|z|$, то эти оценки согласуются с данными о вертикальной структуре гигантов, и можно полагать, что, как и для карликов, пространственное различие двух подсистем гигантов сопровождается различием в их химсоставе. Результаты Гренона (1978) подтверждают последнее предположение.

Такая структура диска дает основание считать, что здесь мы имеем дело с двумя существенно различающимися подсистемами, одна из которых

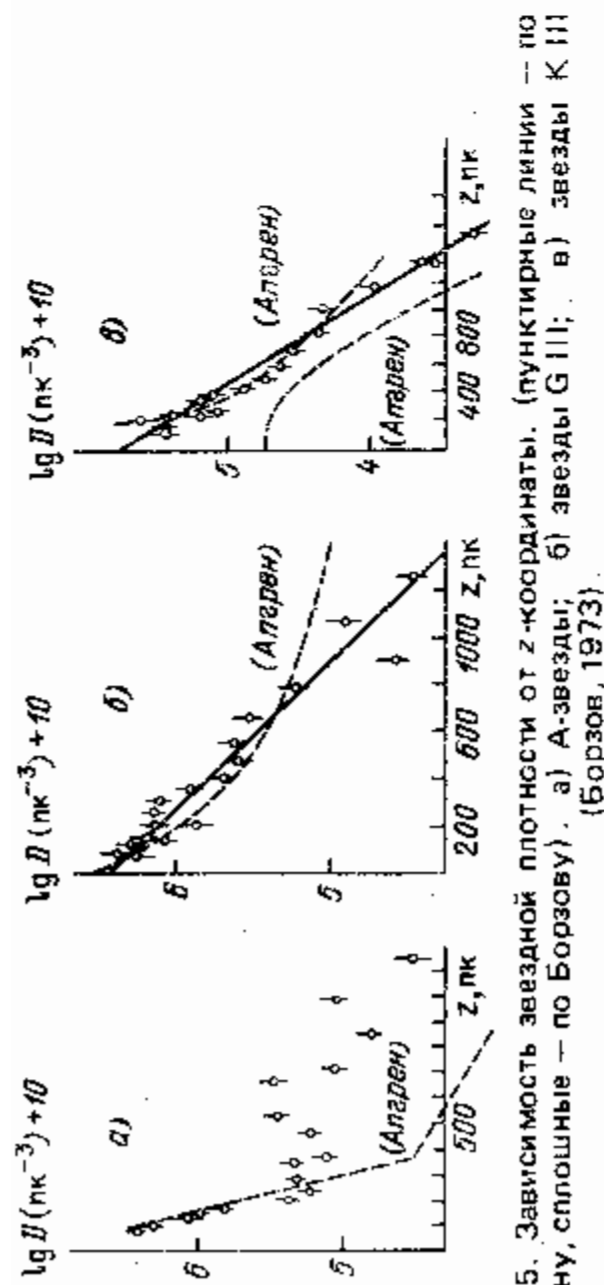


Рис. 35. Зависимость звездной плотности от z -координаты. (пунктирные линии — по Алугеру, сплошные — по Борзову). а) А-звезды; б) звезды G-K; в) звезды K-M (Борзов, 1973).

сформировалась на самых ранних стадиях звездообразования в диске, когда он имел большую толщину, а вторая возникла значительно позднее, после приблизительно двукратного уплотнения газовой подсистемы. Население промежуточных возрастов должно быть при этом малочисленно, иначе оно бы полностью размыло границы между этими двумя экстремальными подсистемами. Подробнее вопрос о формировании и структуре двух подсистем диска Галактики обсуждается в § 8.

Если z -распределение карликов F-K и красных гигантов допускает эволюционную интерпретацию, то у А-звезд оно менее понятно. А-звезды главной последовательности — это сравнительно молодые объекты, среди них не должно быть звезд старого населения диска. Существование значительного числа А-звезд на больших высотах, $z > 400$ пк, имеющих к тому же малый градиент плотности ($|z| = 500$ пк), заставляет предполагать, что в этом спектральном диапазоне есть много старых объектов, не относящихся к главной последовательности. Это могли бы быть звезды горизонтальной ветви, т.е. объекты старого населения. Однако оценки показывают, что численность таких звезд недостаточна для объяснения наблюдаемого количества А-звезд с 400 пк (Борзов, 1973). По данным Барта (1979), эта проблема, может быть, и не столь остра, поскольку в Абастуманском обзоре А-звезд на больших высотах оказывается мало. Но все же вопрос об этих звездах не до конца ясен.

4. Пульсары

Сейчас нет сомнений в том, что пульсары — это молодые нейтронные звезды, остатки массивных звезд, окончивших свою эволюцию вспышкой сверхновой (см. подробнее монографию Манчестера, Тейлора, 1980). Они видны (в радиодиапазоне) на больших расстояниях, и потому важны для проблем исследования строения диска Галактики; они могут многое сказать о поздних стадиях эволюции массивных звезд, о влиянии вспышек сверхновых на процесс звездообразования, об электронной компоненте межзвездной среды, о спиральной структуре Галактики и строении спиральных ветвей и т.д. (см. также § 21). Поэтому пульсары представляют большой интерес для галактических исследований. Один из наиболее полных списков данных о наблюдаемых пульсарах содержится в работе Тейлора и Манчестера (1981).

Существуют чрезвычайно различающиеся оценки количества пульсаров в Галактике — от $N_p \approx 1,3 \cdot 10^5$ (Тейлор, Манчестер, 1977) до $N_p \approx 3600$

(Морини, 1981). Столь большие расхождения отражают общую трудность в интерпретации характеристик населения пульсаров, которая связана, в основном, с двумя факторами. Во-первых, из-за эффекта направленности излучения пульсаров мы видим лишь какую-то долю этих объектов. Но вот какова эта доля — мы с уверенностью сказать не можем. Популярная оценка этой величины $\sim 20\%$, однако степень ее достоверности неизвестна. Во-вторых, не очень надежно определяются расстояния до пульсаров. Они оцениваются, главным образом, по величине меры дисперсии, $DM = \int_0^r n_e dr$,

где интеграл по электронной концентрации n_e берется вдоль луча зрения. Но величина n_e и ее распределение в диске известны недостаточно хорошо, и в конечном итоге многие выводы из статистики пульсаров зависят от гипотез об электронной плотности. Тейлор и Манчестер (1977) принимают для сглаженного распределения этой величины экспоненциальное распределение по z -координате, $n_e = n_{0e} \exp\{-|z|/z_e\}$, $n_{0e} = 0,03 \text{ см}^{-3}$, $z_e = 1$ кпк. Существуют и другие оценки величин n_{0e} и z_e . Например, Холл (1980) приводит аргументы в пользу значений $n_{0e} = 0,05 \text{ см}^{-3}$ и $z_e = 264$ пк. Очевидно, что выводы, получаемые из расстояний

$$r = - (z_e / \sin |b|) \ln \{1 - (\sin |b| DM / z_e n_{0e})\}$$

для этих двух случаев будут различны. Дополнительная неопределенность здесь связана с пространственными флуктуациями электронной плотности (например, обусловленными зонами H II) и с зависимостью n_e от галактического расстояния. Подробный анализ пространственного распределения пульсаров с учетом этих обстоятельств выполнен, в частности, Гусейнов и др. (1981, 1982), Лайн (1982), получив при этом важные выводы о количестве этих объектов в Галактике, скорости их рождения, времени жизни, функции светимости.

Ряд методов исследования пространственного распределения пульсаров дает возможность выбрать между разными вариантами распределений и тем самым получить уже из данных о самих пульсарах оценки величины n_e , а также оценки числа пульсаров N_p и некоторых других величин. Например, Морини (1981), моделируя методом Монте-Карло распределения пульсаров по галактической долготе, $N(l)$, по величине потока излучения, $N(S)$, и по светимости $N(L)$, нашел, что наилучшее согласие с наблюдаемыми зависимостями $N(l)$, $N(S)$ и $N(L)$ получается в предположении, что пульсаров в Галактике мало ($N_p \approx 3600$), и что они сосредоточены в очень тонком слое и распределены так же, как остатки сверхновых. Этот вывод существенно отличается от результатов, основанных на "прямых" измерениях расстояний пульсаров (например, Тейлор, Манчестер, 1977). Ромеро и Гонсалес (1981) показали, что положение пульсаров хорошо коррелирует с положением зон H II, если $n_e = 0,03 \text{ см}^{-3}$ и заметно хуже, если $n_e = 0,02 \text{ см}^{-3}$ или $0,04 \text{ см}^{-3}$; таким образом, здесь связь пульсаров с другими объектами позволяет уточнить их расстояния и оценить электронную концентрацию.

Среди других типов звездных населений Галактики пульсары выделяются большими пеккулярными скоростями, типичными для старого населения гало (свыше 200 км/с), и в то же время отчетливой концентрации к плоскости диска, типичной для наиболее молодых населений диска. Это позволило предположить, что пульсары образуются в диске при взрывах сверхновых II типа (молодое население спиральных ветвей), а большие скорости приобретаются ими вследствие асимметрии взрыва или из-за эффекта

Таблица 7. Характеристики распределения рассеянных скоплений разных возрастов в диске Галактики (Джейнс, Адлер, 1982). Расстояние от центра Галактики до Солнца принято $R_0 = 8,5$ кпк.

R, кпк	$t < 10^8$ лет		$t = 10^8 - 10^9$ лет		$t > 10^9$ лет	
	Σ_z кпк	N	Σ_z кпк	N	Σ_z кпк	N
< 8	55	84	43	13	90	8
8-9	75	114	97	19	332	11
9-10	80	55	128	26	349	9
> 10	126	45	184	8	606	12

Здесь Σ_z — дисперсия расстояний рассеянных скоплений от плоскости Галактики.

$t < 10^8$ лет, скоплений с возрастом $10^8 < t < 10^9$ лет приблизительно в пять раз меньше, а с возрастом $t > 10^9$ лет — меньше почти на порядок. Если образование этих объектов происходило с постоянной скоростью, то они должны распадаться экспоненциально с характерным временем $\sim 10^8$ лет (Линга, 1982).

2) Старые скопления находятся в основном на больших расстояниях от плоскости диска и на больших галактоцентрических расстояниях (см. таблицу 7). Последнее, согласно ван ден Бергу (1981) связано, скорее всего, с тем, что скопления разрушаются главным образом при взаимодействии с массивными облаками молекулярного водорода (см. § 9); на периферии таких облаков мало, поэтому там смогли сохраниться даже наиболее старые скопления.

Другой особенностью пространственного распределения скоплений является то, что самые молодые из них очерчивают в окрестности Солнца фрагменты спиральных ветвей; по существу, скопления явились первыми объектами, по которым удалось установить, что наша Галактика обладает спиральной структурой. Подробнее этот вопрос рассмотрен в § 21.

3) У скоплений обнаруживается корреляция между возрастом и металличностью — хотя значительно более слабая, чем у звезд поля (Верещагин, Пискунов, 1979). Одна из возможных причин такой слабости обсуждалась выше. Другая может состоять в том, что среди скоплений одинакового возраста действительно существует гораздо больший разброс металличности, чем у звезд поля. Это предположение согласуется с несомненно большой металличностью старейшего скопления — NGC 188, типичной скорее для молодого населения диска, чем для старого.

4) Бархатова и Павловская (1975), исследовавшие кинематику и орбиты рассеянных скоплений, показали, что эксцентриситет орбит в среднем больше у более старых скоплений. Это важный результат для проблемы происхождения кинематических свойств населений диска, проблемы рекласации.

5) Характеристики звезд рассеянных скоплений обнаруживают заметные расхождения с характеристиками звезд поля. Особенно обращают на себя внимание два из них: различия функций светимости и различия в химическом составе. В частности, мы уже отмечали, что у звезд поля наблюдается значительный дефицит звезд A4-A9, которого нет у рассеянных скоплений. Молодые скопления нередко имеют довольно низкое содержание металлов, тогда как аналогичные случаи для звезд поля нетипичны. И наоборот, очень старые скопления иногда богаты металлами, (пример — NGC 188), что также нетипично для звезд поля (см. в § 8 о "сверхметалличности" старых

"пращи" при разрушении двойной системы. За счет больших скоростей пульсары должны быстро рассеиваться из плоскости диска, поэтому тот факт, что они тем не менее концентрируются в нем, означает, что среднее время жизни пульсаров (t_p), т.е. среднее время "активной" жизни нейтронных звезд мало. Из скорости пульсаров и их высоты над плоскостью диска следует оценка $t_p \leq 10^7$ лет. Она не слишком отличается от оценки возрастов пульсаров, получаемой по скорости замедления их периода (Тейлор, Манчестер, 1977).

Большое внимание привлекает к себе вопрос о происхождении пульсаров. Шкловский (1981б) предположил, что пульсары происходят из сверхновых II типа. В дальнейшем эта гипотеза была поддержана другими авторами (см., например, Гусейнов и др., 1982). Сильным аргументом в пользу того, что пульсары представляют собой остатки сверхновых II типа, является их связь со спиральными ветвями (Ромеро, Гомес-Гонсалес, 1981; Сучков, 1981б). Она указывает на то, что "родители" пульсаров — это массивные звезды с малым временем жизни на главной последовательности, которые, как известно, особенно интенсивно формируются в спиральных ветвях.

5. Рассеянные скопления

Мы рассмотрим лишь некоторые вопросы изучения рассеянных скоплений, наиболее близкие к основной направленности нашей книги; подробности можно найти в обширной монографии Холопова (1981).

В последние годы было получено большое количество информации об этих объектах, и сейчас она собрана в каталогах Линги (1981) (1180 скоплений), Джейнса, Адлера (1982) (434 скопления, имеющие UV или RGU фотометрию) и в ряде других списках.

Этот материал имел бы огромную ценность для проблем строения и эволюции диска и Галактики в целом, если бы удалось с хорошей точностью произвести еще и массовое определение возраста и химического состава скоплений. Однако именно это пока не удается сделать. Массовые определения возраста скоплений производятся по точке поворота главной последовательности (Линга, 1981, 1982; Джейнс, Адлер, 1982), но они мало надежны, главным образом из-за плохого определения точки поворота (см. например, Тоси, 1979). Более точные методы (например, с использованием цефеид, теоретических изохрон) возможны буквально для единичных объектов.

Но дело не только в надежности возрастов. Пожалуй, важнее то, что подавляющая часть известных скоплений имеет возраст $t < 1 \cdot 10^9$ лет (Линга, 1982; Джейнс, Адлер, 1982), тогда как наиболее существенные эволюционные изменения в диске, например, формирование в нем двух подсистем (см. § 8) происходили значительно раньше и имели характерный временной масштаб порядка нескольких миллиардов лет. Это делает практически невозможным исследование долговременных эволюционных эффектов в диске по данным о рассеянных скоплениях. В частности, в случае скоплений не приходится удивляться слабости одного из основных эволюционных эффектов для звездных населений — зависимости металличности от возраста, на которую обращает внимание Линга (1982), Джейнс и Адлер (1982) и ряд других авторов.

Тем не менее существующий материал позволил выявить у системы рассеянных скоплений целый ряд интересных свойств.

1) Одно из них мы уже отметили — это чрезвычайная немногочисленность старых скоплений. Большая часть скоплений имеет возраст

звезд). Еще один пример различий химического состава: молодое скопление Гиад, являющееся своеобразным стандартом, с которым сравниваются характеристики звездных населений, вдруг оказалось имеющим "нестандартный" химический состав: содержание гелия в нем существенно меньше, чем у звезд поля с такой же металличностью (Стрёмгрен и др., 1982, см. также § 2).

Эти различия настораживают и дают основание думать, что скопления часто образуются из вещества, которое в какой-то степени "выключено" из общей эволюции межзвездного вещества в Галактике, и поэтому состав и условия звездообразования в нем отличаются от тех, в которых происходит образование звезд поля (тогда постоянная скорость образования скоплений и высокая эффективность их разрушения может ставиться под сомнение).

§ 7. Кинематика

Основной тип движения звезд диска — это дифференциальное вращение вокруг центра Галактики с угловой скоростью $\Omega(R)$. На вращение накладываются другие систематические движения, например, движение в поле спиральной волны плотности (см. гл. VI). Наконец, помимо систематических движений, звезды имеют случайную компоненту скорости, которую называют остаточной, или пекулярной. Распределение остаточных скоростей можно описать эллипсоидом скоростей, оси которого соответствуют дисперсиям компонент случайной скорости в трех взаимно перпендикулярных направлениях: $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$. Направление большой оси называют вертексом. У звезд окосолнечной окрестности вертекс практически совпадает с направлением на центр Галактики, лишь у наиболее молодых объектов наблюдаются значительные, иногда до нескольких десятков градусов, отклонения от этого направления. Для групп звезд с нулевым отклонением вертекса величины $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ совпадают с дисперсиями компонент скорости вдоль галактоцентрического направления, направления вращения и направления, перпендикулярного плоскости диска. Обозначим эти компоненты пекулярной скорости u_R, u_θ, u_z (в отличие от компонент полной скорости V_R, V_θ, V_z , см. § 5), а их дисперсии $\sigma_R, \sigma_\theta, \sigma_z$. Компоненты скорости меренные относительно Солнца, обозначим u_R^0, u_θ^0, u_z^0 .

При анализе кинематики звезд окосолнечной окрестности их как правило объединяют в группы по какому-либо физическим признакам, например, по спектральному классу, классу светимости. Среднюю скорость движения такой группы называют скоростью центроида этих звезд. Группа ближайших к Солнцу звезд образует локальный центроид, с которым обычно связывают локальную систему координат. Он вращается вокруг центра Галактики со скоростью V_0 .

Распределение звезд в пространстве и по скоростям полностью описывается функцией фазовой плотности $f(r, \vec{v})$. Часто предполагается, что распределение скоростей звезд (обычно, одной возрастной группы) является шварцшильдовским. Это трехмерное распределение Максвелла, у которого дисперсии в разных направлениях различны. Для многих задач структура и динамика Галактики гипотеза о шварцшильдовской форме распределения вполне удовлетворительна. Однако при решении таких вопросов как релаксация, т.е. установление конкретного вида распределения скоростей, эта гипотеза, как показывает анализ, не согласуется с целым рядом наблюдаемых свойств кинематики звезд (см., например, Шацова, 1965).

С точки зрения структуры и эволюции диска Галактики наибольшее значение имеют следующие кинематические свойства его населений: зависи-

мость кинематики (дисперсии скоростей и среднего значения u_θ^0 -компоненты скорости) от возраста (она проявляется, в первую очередь, в зависимости этих параметров от спектрального класса звезд главной последовательности); зависимость кинематики от химического состава; асимметрия звездных движений — зависимость дисперсии скоростей от u_θ^0 -компоненты скорости; трехосность эллипсоида скоростей. Прежде чем обсуждать их в деталях, сделаем следующие замечания.

Большая часть наблюдательных данных о движении звезд относится к ближайшей окосолнечной окрестности. Кинематика звезд нижней половины главной последовательности, начиная с FV, известна более или менее надежно в пределах нескольких десятков парсек, в лучшем случае — до 200–300 пк. Движения в пределах до 1–4 кпк известны только для наиболее ярких объектов — цефеид, сверхгигантов, OB-звезд; при этом наблюдения позволяют надежно определить только компоненту скорости вдоль луча зрения. Все это приводит к сильной неоднородности наших знаний о кинематике звездных населений диска: в первую очередь, мы хорошо знаем движения старых звезд — но только в очень малом, практически точечном объеме Галактики, а информация о кинематике в больших объемах ограничена в основном молодыми объектами. Есть и исключения; например, лучевые скорости планетарных туманностей, среди которых много старых объектов, известны также в больших объемах. Однако непосредственных данных о кинематике наиболее многочисленной популяции звезд Галактики, т.е. звезд нижней части ГП, для больших объемов у нас нет. Это затрудняет во многих случаях интерпретацию наблюдаемых кинематических свойств, поскольку часто неясно, какие из них являются чисто локальными, а какие присущи всей системе в целом. Для иллюстрации приведем следующий пример. У некоторых групп звезд окосолнечной окрестности обнаруживаются систематические относительные движения вдоль галактоцентрического направления (звездные потоки). Агрен (1976) нашел, что М-карлики образуют два таких потока, движущихся относительно друг друга со скоростью $u_R^0 = 30$ км/с (аналогичный результат получен ранее Шацовой, 1965). Клюб (1979) рассматривает этот результат как свидетельство о сильной нестационарности Галактики. Поток I, движущийся в направлении антицентра, образован молодыми звездами ($t < 5 \cdot 10^8$ лет). Их в два раза больше, чем звезд потока II (возраст $t > 5 \cdot 10^8$ лет). Отсюда следует, согласно Клубу, что более молодая и многочисленная компонента диска находится в состоянии расширения, скорость которого на окосолнечном расстоянии не менее 30 км/с. Однако явление звездных потоков может быть чисто локальным, и может не иметь никакого отношения к динамике диска в целом. Нельзя исключить того, что молодые М-карлики (которые мы видим только вблизи Солнца) просто родились в газо-пылевом комплексе, движущемся в направлении антицентра.

Второе замечание состоит в следующем. Кинематические данные обычно подвержены значительным эффектам селекции, а также случайным и систематическим ошибкам, которые различны: как для разных объектов, так и для разных каталогов звезд. Эти данные часто зависят от метода анализа наблюдательного материала. Поэтому необходимо с осторожностью относиться к сравнению свойств разных объектов из одного каталога, и даже одинаковых объектов, но из разных каталогов. Разные характеристики в разной степени подвержены эффектам селекции и систематических ошибок. Более чувствительны к ним параметры разброса (дисперсии) — а они играют важную роль как индикаторы возраста и возрастной однородности. Например, трудно сравнивать между собой дисперсии компонент скоростей близких и далеких звезд и делать отсюда выводы о различиях в их воз-

расте. У далеких звезд из-за больших ошибок в собственных движениях и расстояниях велика ошибка в тангенциальной (т.е. перпендикулярной лучу зрения) скорости, а это проявляется в повышенном разбросе всех компонент скорости. Для близких звезд важен эффект кинематической селекции — эти звезды в значительной степени выделялись по признаку больших собственных движений, так что большое число близких объектов с малой компонентой тангенциальной скорости до сих пор еще не отождествлено и не вошло в каталоги. Поэтому и у близких звезд дисперсия компонент скорости завышена, но уже совершенно иным образом, чем у далеких.

Значительно увереннее можно сравнивать между собой средние значения компонент скорости, они менее чувствительны к ошибкам и селекции. Можно сопоставлять также разные каталоги и списки звезд для сравнения поведения кинематики в зависимости от каких-либо физических характеристик; отсюда также получаются довольно надежные выводы. Например, в большинстве случаев кинематические данные обнаруживают систематическое увеличение дисперсии скорости с возрастом, хотя сами дисперсии для того или иного возраста по разным данным получаются различными. Эти особенности существующих наблюдательных данных следует иметь в виду при дальнейшем чтении настоящего параграфа.

1. Связь кинематики с эволюционными характеристиками звезд

В § 5 было показано, какую большую роль сыграли различия кинематики звезд диска и гало для понимания эволюции Галактики. Аналогичные систематические различия существуют и между звездами диска разного возраста. Поэтому кинематика дает обширную информацию о различных эволюционных процессах и динамике Галактики на стадии формирования диска.

Зависимость дисперсии остаточных скоростей звезд от возраста известна сравнительно давно. Она следует, в первую очередь, из того, что звезды верхней части главной последовательности (спектральные классы В, А), являясь в среднем молодыми объектами ($t < 10^9$ лет), имеют гораздо меньшую дисперсию скорости и большую компоненту скорости в направлении вращения Галактики, чем звезды более поздних спектральных классов, среди которых большее число имеют возраст $t > 10^9$ лет (рис. 36). В районе спектрального класса F происходит скачкообразное изменение кинематических параметров, поэтому Паренго (1951) делил главную последовательность по кинематике на две части: А—F и G—М. Аналогичное деление производилось позднее и другими авторами.

Полагая средний возраст звезд в данном спектральном диапазоне равным половине времени жизни звезды на главной последовательности, Ви-

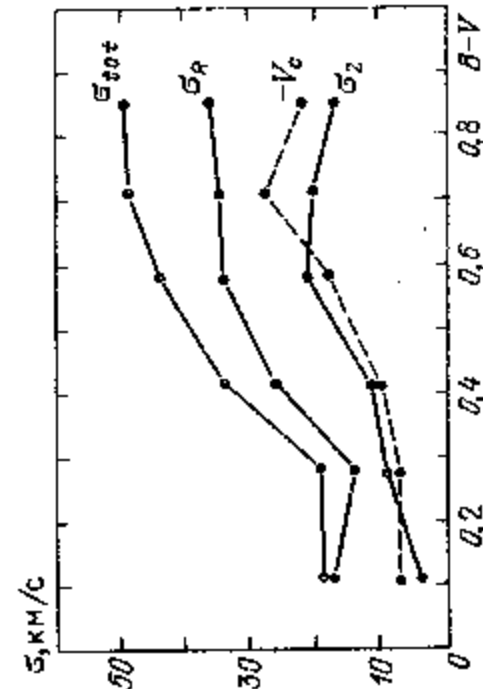


Рис. 36. Зависимость скорости вращения центроида и дисперсии перкулярных скоростей от показателя цвета B—V для близких звезд ($r < 20$ пк) звезд с малой ошибкой светимости (по данным Вилена, 1974). σ_R , σ_z — дисперсии v_R и v_z — компонент скорости, σ_{tot} — полная дисперсия перкулярной скорости.

лен (1974) нашел, что для ближайших звезд ($r \leq 20$ пк) полная дисперсия скорости σ_{tot} меняется приблизительно от 15 км/с при среднем возрасте $\langle t \rangle = 2 \cdot 10^8$ лет до $\sigma_{tot} \approx 50$ км/с при $\langle t \rangle \approx 5 \cdot 10^9$ лет. Аналогично дисперсии компонент скорости меняются в том же интервале возрастов приблизительно следующим образом: σ_R — от 15 км/с до 40 км/с; σ_θ — от 10 км/с до 30 км/с; σ_z — от 5 км/с до 20 км/с. Средняя величина u_θ^0 -компоненты меняется примерно от -5 км/с до -25 км/с.

Связь возраста с кинематикой проявляется также в том, что с увеличением дисперсии скоростей и уменьшением θ -компоненты скорости точка поворота на диаграмме ГР смещается в сторону поздних спектральных

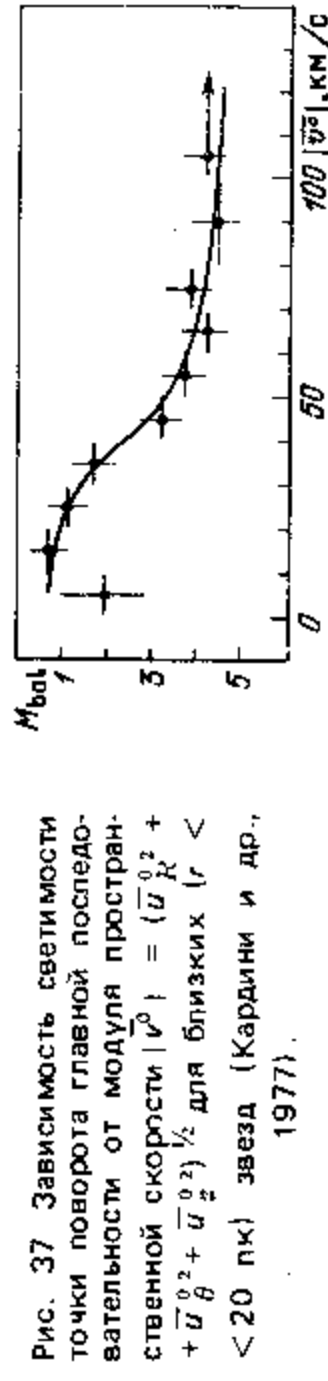


Рис. 37. Зависимость светимости точки поворота главной последовательности от модуля пространственной скорости $|\vec{v}| = (\overline{v_R^2} + \overline{v_\theta^2} + \overline{v_z^2})^{1/2}$ для близких ($r < 20$ пк) звезд (Кардини и др., 1977).

классов. Это отчетливо видно на рис. 37. Шацова (1965) убедительно показала связь между кинематикой и возрастом на примере М-карликов. Эти звезды делятся на две физически различные группы: с эмиссией в спектре (dMe) и без нее (dM). Известно, что первая группа — это молодые объекты, вторая — старые. У звезд dM дисперсия оказалась равной $\sigma_R = 33$ км/с, у звезд dMe $\sigma_R = 22$ км/с.

Эволюционный характер кинематических свойств диска находит отражение в их связи с химическим составом звезд. В целом ряде работ было показано, что группы звезд с меньшим содержанием тяжелых элементов имеют большую дисперсию скоростей и меньшую θ -компоненту скорости центроида (см., например, Гоцка, 1975; Каплан и Шацова, 1975; Майор, 1976).

Марсаков и Сучков (1980) разделили по металличности ближайшие звезды главной последовательности на две приблизительно одинаковые по численности группы: $-0.5 < [Fe/H] < -0.1$; $-0.1 < [Fe/H] < 0.3$, и определили их кинематические параметры. Они приведены в таблице 8. Таблица демонстрирует систематическое различие кинематики групп, обусловленное, несомненно, различием в их возрасте: дисперсии скоростей у богатых металлами звезд как правило меньше, что указывает на их молодость. По-видимому, параметры G и K-карликов при этом довольно правильно отражают кинематические характеристики старой и молодого населения диска в окрестности Солнца. В этом убеждает, например, практическое совпадение кинематики малометаллической группы с кинематикой старых звезд у Вилена (1974).

В отличие от карликов F—K, для звезд dM практически нет определенных металличности, поэтому их нельзя непосредственно сравнить с более ранними спектральными классами в таблице 8. Однако их можно разделить на две возрастные группы по признаку эмиссии в спектре, и уже эти группы можно сопоставить со звездами F—K в таблице 8. Соответствующие данные для M-звезд (Шацова, 1965) приведены в этой же таблице. По сравнению со звездами G—K M-карлики здесь имеют, во-первых, меньшие дисперсии скоростей. Но это различие скорее всего обязано эффектам селекции: для приведенных M-звезд практически нет селекции по собственным движениям,

Таблица 8. Кинематика близких звезд-карликов с разным содержанием тяжелых элементов

Тип звезды	Металличность	\bar{u}_R^0 , км/с	\bar{u}_θ^0 , км/с	\bar{u}_z^0 , км/с	σ_R , км/с	σ_θ , км/с	σ_z , км/с
FV	1. [Fe/H] > -0,1	2	-14	-8	27	12	12
	2. [Fe/H] < -0,1	10	-12	-8	29	19	20
GV	1. [Fe/H] > -0,1	10	-21	-6	40	21	18
	2. [Fe/H] < -0,1	18	-29	-6	43	28	23
KV	1. [Fe/H] > -0,1	17	-24	18	36	24	15
	2. [Fe/H] < -0,1	14	-21	23	51	29	18
MV	с эмиссией	0	-8	-9	21	19	13
	без эмиссии	7	-21	-6	33	22	18

П р и м е ч а н и я: Здесь $\bar{u}_R^0, \bar{u}_\theta^0, \bar{u}_z^0$ — соответствующие компоненты средней скорости соответствующих групп звезд относительно Солнца.

тогда как у звезд G-K она значительна, и это естественно, проявляется в большем разбросе скоростей у них. Во-вторых, различие дисперсий у звезд dM и dMe заметно больше, чем у G-K. Это опять-таки может быть проявлением эффекта селекции: среди звезд с малыми собственными движениями доля молодых (богатых металлами), т.е. имеющих реально малую дисперсию скоростей, естественно больше, поэтому на них кинематическая селекция сказывается больше. В результате дисперсии богатых металлами групп звезд G-K завышены сильнее, чем бедных.

С учетом этих замечаний кинематику групп G- и K-карликов разной металличности можно считать хорошо согласующейся с кинематикой M-карликов разного возраста.

Такое согласие свойств звезд поздних спектральных классов, казалось бы, уверенно подводит к простой и ясной эволюционной картине, в которой кинематика и химический состав однозначно и одинаково для всех спектральных классов меняются с возрастом. Но сравнение с F-карликами омрачает эту ясность. Как видно из таблицы 8, кинематические параметры малометалличной, и потому предположительно старой, группы звезд dF оказываются "моложе" (т.е. дисперсии скоростей меньше), чем параметры даже богатых металлами групп G-и K-карликов. Это проблема обсуждается в следующем параграфе.

Кроме того, по-видимому, вообще существует систематическая зависимость кинематических свойств от спектрального класса во всем диапазоне поздних звезд, от F до M. Она лучше проявляется в соотношениях осей эллипсоида скоростей, чем в самих дисперсиях и средних значениях скоростей (см. ниже). Это также осложняет простую картину связи кинематических свойств с возрастом звезд. Рассмотрим теперь кинематику проэволюционировавших звезд. В таблице 9 приведены данные для гигантов G-K и M.

Видно, что параметры этих групп звезд почти совпадают и в целом оказываются близкими к параметрам карликов поздних спектральных классов. Детальное сравнение с последними несколько затруднено в силу различий методов обработки данных, эффектов селекции и систематических ошибок, но кинематическая общность подавляющего большинства гигантов и ближайших карликов довольно очевидно. Вули и др. (1977) рас-

Таблица 9. Кинематика гигантов

Тип звезды	\bar{u}_R^0 , км/с	\bar{u}_θ^0 , км/с	\bar{u}_z^0 , км/с	σ_R , км/с	σ_θ , км/с	σ_z , км/с
K III-G III (Вули и др., 1977)	9	-17	-7	31	23	22
M III (Шацова, 1965)	9	-21	-8	33	24	17

П р и м е ч а н и я: Обозначения те же, что в таблице 8.

Таблица 10. Кинематика звезд GIII-KIII разной металличности

Металличность	\bar{u}_R^0 , км/с	\bar{u}_θ^0 , км/с	\bar{u}_z^0 , км/с	σ_R , км/с	σ_θ , км/с	σ_z , км/с	e
$0,1 < [Fe/H] < +0,4$	24	-26	-10	35	23	15	0,13
$-0,5 < [Fe/H] < -0,1$	11	-36	-6	43	45	27	0,21

П р и м е ч а н и я: Обозначения те же, что и в таблице 8, e — эксцентриситет.

смотрели вопрос о зависимости кинематических параметров звезд GIII-KIII от расстояния до Солнца. Их результат показал, что движения гигантов на расстояниях вплоть до 700 пк не обнаруживают заметных отклонений от движений совокупности звезд в пределах 25 пк. Вилен (1974) сравнил кинематику старых гигантов, белых карликов и поздних карликов (dM + dK). Оказалось, что эти три типа звезд имеют приблизительно одинаковые кинематические характеристики.

Однако звезды третьего класса светимости, как и поздние звезды главной последовательности, являются сильно неоднородной популяцией как по возрасту, так и по кинематике и химическому составу. Это относится, по-видимому, и к белым карликам. Поэтому схожесть движений гигантов и белых карликов с движениями звезд в пределах до 25 пк (а это в основном поздние карлики) указывает лишь на то, что среди этих групп звезд различные возрасты представлены примерно одинаково. В целом же кинематика гигантов имеет внутреннюю структуру, и так же как и карлики обнаруживает связь с химическим составом (см., например, Перальта, 1975; Каплан и Шацова, 1975). Это хорошо видно из таблицы 10, где приведены данные для звезд каталога Мореля и др. (1976) со спектроскопическими определениями металличности (Марсаков и Сучков, 19826).

2. Эллипсоид скоростей

Характер эллипсоида скоростей, в первую очередь, величины его полуосей и направления вертекса, играет важную роль для выяснения динамического состояния Галактики. Если считать, что Галактика является стационарной вращающейся звездной системой с осевой симметрией, — а такая система имеет два интеграла движения: интеграл энергии и интеграл момента, — то эллипсоид скоростей должен быть двухосным, причем большие оси направлены на центр и перпендикулярно плоскости диска,

а малая — в направлении вращения: $u_1 = \sigma_1 = \sigma_R = \sigma_2$. Отношение малой полуоси к большой зависит только от кривой вращения:

$$\sigma_2/u_1 = (1 - A/B)^{-1/2},$$

где A и B — константы Оорта:

$$A = -\frac{R}{2} \frac{d\Omega}{dR}, \quad B = -\frac{R}{2} \frac{d\Omega}{dR} - \Omega \equiv A - \Omega.$$

Эти результаты получаются в довольно общем предположении об эллипсоидальном характере функции фазовой плотности: $f = f(Q)$, где Q — полная положительно определенная квадратичная форма скоростей с коэффициентами, зависящими от координат (см. § 14.6).

Однако наблюдаемый эллипсоид скоростей звезд в окрестности Солнца не согласуется с этими выводами стационарной теории. Во-первых, σ_3 оказывается меньше, чем σ_2 . Но большая ось эллипсоида направлена все же на центр (за исключением группы экстремально молодых звезд), как и в стационарной теории.

Если система допускает третий (квази) интеграл, то эллипсоид скоростей в общем случае должен быть трехосным. Но в настоящее время не существует объяснения наблюдаемого отношения осей эллипсоида скоростей в рамках стационарной теории. Проблема усугубляется тем, что параметры эллипсоида обнаруживают зависимость от спектрального класса, класса светимости, химического состава и возраста звезд, которую нельзя объяснить, если Галактика строго стационарна.

Свойства эллипсоида скоростей могут послужить ключом для решения не только проблемы стационарности, но и релаксации, а также могут пролить свет на важнейшие вопросы звездобразования. Если в галактике действует эффективный релаксационный механизм, то он должен приводить систему к (квази) стационарному состоянию, в котором, как было сказано выше, вид эллипсоида скоростей зависит только от кривой вращения (если система имеет только два интеграла движения). Если же релаксация недостаточно эффективна, то отношения полуосей эллипсоида могут отличаться от стационарных значений, и должны зависеть от механизма релаксации. При этом релаксация по-разному проявляется у звезд разных возрастов и, возможно, разных масс. Поэтому наблюдаемые свойства эллипсоида скоростей дают возможность судить о механизме релаксации и ее эффективности. Наконец, если релаксация вообще неэффективна и наблюдаемая кинематика полностью определяется начальными условиями образования тех или иных групп звезд, то различия эллипсоидов скоростей этих групп отражают различия в соответствующих начальных условиях. В этом случае они дают информацию о разных аспектах процесса звездобразования (например, о природе начальной функции масс, о времени и месте образования звезд разных типов и т.д.).

Таблица 11. Эллипсоид скоростей близких звезд

	\bar{u}^0 , км/с	l_0	b_0	σ_1 , км/с	σ_2 , км/с	σ_3 , км/с	σ_2/σ_1
FV	17	53°	26°	25	15	11	0.60
KV	24	61°	16°	36	22	15	0.61
MV	19	66°	26°	34	20	16	0.59

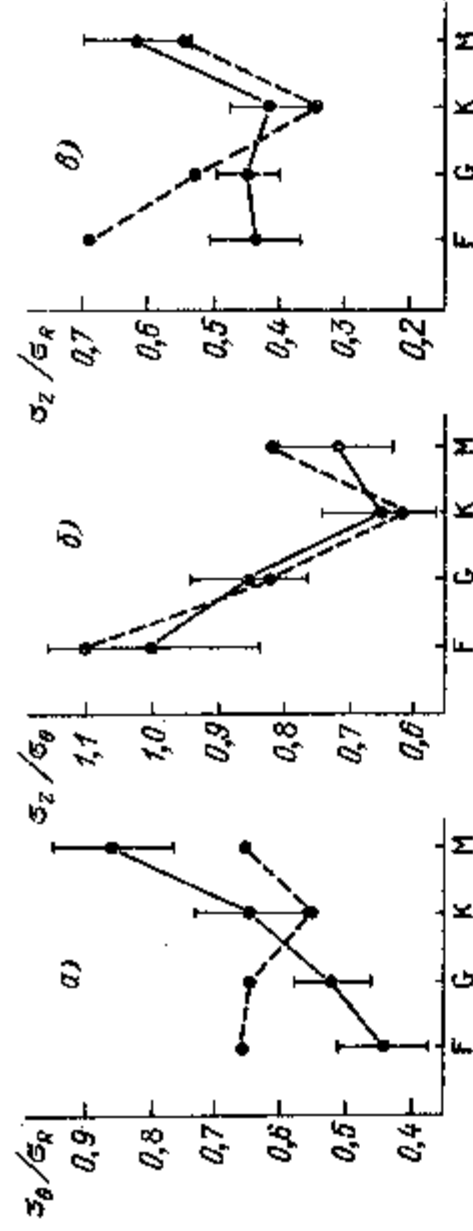


Рис. 38. Зависимость отношения дисперсий скоростей близких звезд от металличности и спектрального класса. Сплошная кривая — F-K-карлики с $-0.1 < [\text{Fe}/\text{H}] < +0.3$ и звезды dMe, пунктирная — F-K-карлики с $-0.5 < [\text{Fe}/\text{H}] < -0.1$ и звезды dM без ли-ней эмиссии в спектре (Сучков, 1983).

Эллипсоид скоростей звезд различных типов неоднократно определялся разными авторами. Для близких F, K и M-карликов последние определения были сделаны Каримовой и Павловской (1973) — см. таблицу 11.

У этих звезд в целом близкие общие движения (относительно Солнца они определяются величиной скорости \bar{u}^0 и ее направлением l_0, b_0) и практически одинаковые отношения полуосей: $\sigma_2/\sigma_1 \approx 0.60$, $\sigma_3/\sigma_2 = 0.7-0.8$. Это подтверждает более ранние результаты, согласно которым в окрестол-нечной окрестности полуоси эллипсоида скоростей, усредненные по многим определениям, относятся как 8:5:4 (Паренаго, 1954), так что $\sigma_0/\sigma_R = 0.62$, $\sigma_z/\sigma_0 = 0.80$ (мы называем иногда величины $\sigma_R, \sigma_0, \sigma_z$ также полу-осями эллипсоида скоростей, имея в виду, что при малом отклонении вер-текса они мало отличаются от $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$).

Более тщательный анализ однако показывает, что отношение полуосей даже у звезд в пределах 25 пк зависит от спектрального класса и от метал-личности (Сучков, 1983). Имеются также заметные различия у звезд раз-ных физических типов, наблюдаемых в большем объеме пространства.

Последнее видно из таблицы 12, в которой приведены данные для ряда объектов, собранные Вули и др. (1977) из разных источников, добавлены В-сверхгиганты (Каримова и Павловская, 1973), а также планетарные ту-манности (Калер, 1979).

Различия величины σ_0/σ_R в таблице 12 превышают ошибки ее опреде-ления и являются, несомненно, реальными. Но увидеть здесь какие-либо сис-тематические эффекты трудно.

Гораздо более ясная картина возникает, если мы рассмотрим зависи-мость отношений полуосей эллипсоида скоростей близких звезд ($r < 25$ пк) от химического состава и одновременно от спектрального класса. Она изображена на рис. 38, из которого видно следующее.

- 1) Отношение σ_0/σ_R у более металличных звезд (и звезд dMe) система-тически растет в сторону поздних спектральных классов.
- 2) У малометаллических и dM-звезд оно в пределах ошибки одинаково и близко к "стандартному" значению, ≈ 0.6 .
- 3) Отношение σ_z/σ_0 одинаково для обеих групп звезд, и падает в сторо-ну поздних спектральных классов.

Металличность $[\text{Fe}/\text{H}]$ является возрастной характеристикой звезды (см. § 8), а спектральный класс определяется ее массой (для звезд ГП). Поэтому указанные свойства эллипсоида скоростей отражают, несомнен-но, его зависимость от возраста и массы звезд.

Таблица 12. Отношение дисперсий скоростей σ_θ/σ_R для различных объектов диска

Объекты	σ_θ/σ_R
SR (красные) переменные	1,0
Me-переменные	0,87
планетарные туманности с $\text{He/H} > 0,111$	0,84
В-сверхгиганты	0,82
G, K-гиганты	0,71
Звезды с большими эксцентриситетами	0,67
Звезды в пределах до 25 пк	
(в основном dG, dK)	0,62
Планетарные туманности с $\text{He/H} < 0,111$	0,47

Какова природа этих свойств эллипсоида скоростей? Если пытаться связать их с эффектами релаксации, то во-первых, надо считать, что ее действие сильно зависит от массы звезд. Это необходимо для того, чтобы объяснить малую дисперсию скоростей у малометаллических (и потому предположительно старых) F-карликов, а также зависимости σ_z/σ_θ , σ_z/σ_R от спектрального класса у звезд с малым содержанием металлов. Но такая зависимость механизма релаксации от массы противоречит тому факту, что при гораздо большем различии в массах G- и M-карликов по сравнению с различием у F- и G-карликов дисперсии скоростей первых практически одинаковы. Поэтому различие эллипсоидов скоростей звезд разных спектральных классов и с разным химическим составом, скорее всего, отражает различия в условиях образования звезд разных масс и зависимость этих условий от времени.

Последнее не означает, что эффекты релаксации отсутствуют вообще; возможно, что какие-то свойства эллипсоида скоростей все же определяют его форму. Например, рис. 38 дает основание предположить, что старое население диска успешно прорелаксировать: для всех типов звезд отношение σ_θ/σ_R у него соответствует стационарному значению. У "молодых" звезд это отношение отличается от стационарного и обнаруживает систематическую зависимость от спектрального класса (т.е. от массы звезды). Поэтому более молодое население диска нельзя считать прорелаксировавшим.

Релаксация меняет начальную форму эллипсоида скоростей (меняет ориентацию осей эллипсоида), его ориентацию (уменьшает отклонение вертекса), а также размеры эллипсоида (увеличивает дисперсии σ_R , σ_θ , σ_z). Скорости этих процессов, вообще говоря, различны, и вполне допустимо, что форма эллипсоида для разных типов звезд достигает стационарной конфигурации раньше, чем успевают исчезнуть начальные различия в дисперсиях скоростей. Поэтому, если начальная дисперсия F-карликов меньше, чем у звезд G-K, это различие может сохраниться и после достижения эллипсоидом скоростей стационарной формы. Это могло бы объяснить, почему у F-звезд с малым содержанием металлов ($[\text{Fe}/\text{H}] \ll -0,1$) дисперсия меньше, чем у карликов G-K большой металличности ($[\text{Fe}/\text{H}] > -0,1$).

Возможно, что различаются также скорости релаксации формы эллипсоида в плоскости диска и по z-координате. На эту мысль наталкивает тот факт, что отношение σ_z/σ_R , σ_z/σ_θ даже у "старых" звезд диска не соответствуют стационарному значению; кроме того, как видно из рис. 38, "старое" население диска сохраняет зависимость величины σ_z/σ_θ от спектрального класса, какая наблюдается у "молодых" звезд.

3. Асимметрия звездных движений

Итак, мы рассмотрели свойства остаточных (пекулярных) скоростей разных групп звезд. Столь же большое значение для понимания динамического состояния и динамической эволюции Галактики имеют свойства систематических движений. Одно из них проявляется в асимметрии звездных движений. Это явление было обнаружено в 20-х годах Стрёмбергом, и было одним из первых фактов, указывающих на сложную, многокомпонентную структуру Галактики. Суть его состоит в том, что скорость вращения центроидов V_c различных групп звезд вокруг центра Галактики падает с ростом дисперсии скоростей. Стрёмберг нашел, что зависимость V_c от σ_R^2 приблизительно линейна. Современные данные показывают более сложную зависимость. Наиболее важным отклонением от закона Стрёмберга является изменение знака зависимости V_c от σ_R у молодых объектов: для них скорость центроида уменьшается с уменьшением σ_R (рис. 39). На это свойство обратил внимание, в частности, Эйнасто (1973). Отчетливо оно проявляется у F-карликов: на рис. 43 видно, что F-карлики с большей дисперсией скоростей (и меньшим содержанием металлов) вращаются вокруг центра Галактики несколько быстрее. Для звезд G и K ситуация прямо противоположная, т.е. согласующаяся с законом Стрёмберга (см. рис. 43).

В стационарной системе асимметрия звездных движений связана с дифференциальностью вращения и радиальными градиентами плотности и дисперсии скорости. Если система обладает вращательной симметрией и имеет шаровидовское распределение скоростей звезд, то величина V_c связана следующим образом с дисперсией скоростей:

$$V_{\text{rot}}^2 - V_c^2 = -\frac{1}{n} \frac{d(n\sigma_R^2)}{d \ln R} - (\sigma_R^2 - \sigma_\theta^2), \quad (7.1)$$

где V_{rot} — круговая скорость, n — звездная плотность (см. формулу (14.7.22)); ниже мы иногда полагаем, что $V_{\text{rot}} \approx V_0$.

Однако мы уже видели, что наблюдаемая кинематика звезд обнаруживает заметные отклонения от стационарности, поэтому применимость этой формулы для Галактики не очевидна. Если пользоваться усредненными кинематическими параметрами диска, то оценка по формуле (7.1) неплохо согласуется с наблюдаемыми данными (см. Огородников, 1963). В то же время такие детали как обратный знак асимметрии у F-карликов трудно согласовать с выражением (7.1).

Разумеется, динамика стационарных систем не может объяснить конкретное значение и знак асимметрии звездных движений. Из формулы (7.1) видно, что скорость вращения центроидов может быть как больше, так и меньше круговой скорости V_0 , в зависимости от знака и величины градиента

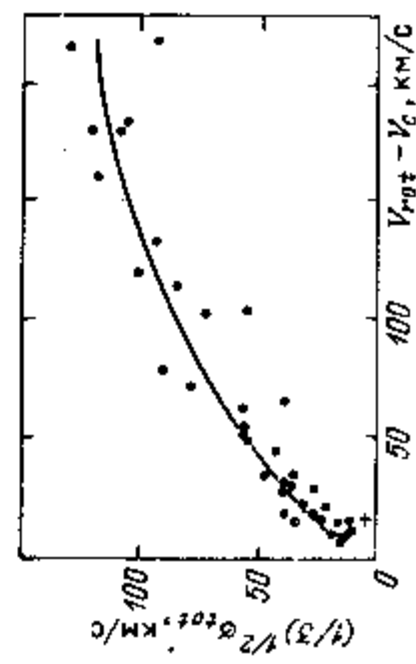


Рис. 39. Асимметрия звездных движений: связь между скоростью вращения центроида V_c и дисперсией скоростей звезд σ_R (Эйнасто, 1973).

тов плотности и дисперсии скорости. Ответить на вопрос, почему в Галактике реализуется именно наблюдаемая связь между V_c и дисперсией скорости, может только динамическая теория эволюции нашей звездной системы.

Объяснение асимметрии звездных движений не должно противоречить теории происхождения других кинематических свойств населений диска, в первую очередь, зависимости дисперсии скоростей от возраста звезд. Обычно последнее свойство рассматривается изолированно от явления асимметрии, в рамках проблемы релаксации. Очевидная необходимость включить и асимметрию звездных движений в эту проблему существенно ограничивает круг возможных механизмов релаксации и помогает ответить на более фундаментальный вопрос: связана ли кинематика звезд с релаксацией, или же она обусловлена начальными условиями (см. ниже).

4. Звездные потоки

По-видимому, важную роль для понимания кинематики и ее эволюционной интерпретации играют звездные потоки — совокупности звезд, имеющие общее пространственное движение. Известно около десяти потоков, связанных с рассеянными скоплениями (Гиady, Плеяды, Б. Медведица, χ и η Персея и др.). Звезды этих потоков движутся так же, как соответствующие скопления, однако размеры потоков составляют ~ 100 пк, т.е. приблизительно на порядок больше самих скоплений.

Потоки трудно выделять из общего звездного фона, если они не связаны с физическими группами звезд (например, со скоплениями). Лишь недавно появились достаточно надежные методы их выделения на кинематической основе (см. обзор Шацовой, 1982), и уже первые результаты показали, что потоков значительно больше, чем рассеянных скоплений!

Целый ряд движущихся групп звезд выделен и изучен Эгген. Среди них есть расширенные или объединенные в одну группу движущиеся скопления (например, Гиady и Плеяды); но есть совершенно новые группы, которые отличаются главным образом большой относительно Солнца скоростью в направлении, противоположном вращению Галактики. У групп, состоящих из скоплений, наблюдается обычно большая дисперсия скоростей, чем у самих скоплений (что, впрочем, может быть связано с большими ошибками в расстояниях звезд групп). Однако, например, у групп Гиад и Большой Медведицы число звезд со скоростями, близкими к скорости скоплений, в три раза больше случайного, так что связь скоплений и групп в этом случае несомненна.

Среди движущихся групп есть как очень молодые, так и очень старые. Так, возраст группы Плеяд $\sim 7 \cdot 10^7$ лет, Гиад — $8 \cdot 10^8$ лет, Вольф 630, Цефея — более 10^9 лет. Группы Арктюра, Каптейна, Грэмбридж 1830 имеют возраст, характерный для гало, $t \sim 10^{10}$ лет.

Природа звездных потоков, и в частности групп Эггена, пока что не совсем ясна. Исследование их химического состава показывает, что разброс металличности у них заметно больше, чем у скоплений (Брегер, 1968; Бойл и Мак-Клур, 1975). Брегер (1968) например, нашел, что группа Гиад имеет бимодальное распределение индекса металличности Δm_1 , причем половину звезд можно уверенно связать по величине Δm_1 со скоплением Гиад, а вторая половина имеет такое же распределение Δm_1 , как и звезды поля. Отражает ли неоднородность химического состава движущихся групп их пространственную неоднородность, большой разброс возрастов звезд группы или же вообще физическую несвязанность этих звезд — все эти вопросы пока что открыты.

Большое удивление вызывает стабильность групп. Она показывает, что релаксационные процессы в Галактике не в состоянии настолько изменить скорости звезд, чтобы разрушить кинематическое единство членов группы даже в течение многих миллиардов лет. Возможно, еще большее отношение к проблеме релаксации имеет обнаружение большого числа потоков в окрестности Солнца. В них входит значительная доля от полного числа звезд, поэтому не исключено, что наблюдаемая кинематика звезд, которую традиционно характеризуют шварцшильдовской функцией распределения, на самом деле представляет собой результат наложения многочисленных звездных потоков.

5. Проблема релаксации и происхождения кинематических свойств населений Галактики

Итак, звездные населения Галактики характеризуются рядом ярко выраженных кинематических свойств. Мы уже отметили, что существуют две точки зрения на их происхождение. Согласно первой, наблюдаемая кинематика обусловлена релаксационными процессами, которые привели систему в статистически равновесное (квазиравновесное) состояние. Вторая точка зрения исходит из того, что релаксационные процессы в Галактике неэффективны, а кинематические свойства полностью объясняются начальными условиями звездообразования, начальными условиями формирования подсистем.

Релаксационная гипотеза имеет долгую историю, вплоть до сегодняшнего дня представляет собой проблему. Обычно ее связывают с двумя фактами (см., например, обзор Майора, 1977). Во-первых, начиная с пионерских работ Шварцшильда, Джинса, Эддингтона и др., считается, что распределение скоростей звезд в Галактике описывается шварцшильдовской функцией $f(v_R, v_\theta, v_z) \propto \exp \{ -a_1 v_R^2 - a_2 v_\theta^2 - a_3 v_z^2 \}$; она рассматривается как статистически равновесное распределение, и отсюда делается вывод, что должен действовать релаксационный механизм, приводящий любое начальное распределение к такому виду (см., например, Огородников, 1963).

Во-вторых, известный факт большей дисперсии скоростей у старых звезд часто интерпретируют как указание на систематическое увеличение дисперсии со временем. При этом исходят из гипотезы, что звезды рождаются в стационарной системе и имеют при рождении малый разброс скорости, такой же, как у современных молодых звезд (т.е. ~ 10 км/с). Увеличение дисперсии со временем связывают с релаксационными процессами.

Собственно суть проблемы имеет два аспекта. Первый связан с поисками механизма релаксации. Дело в том, что время релаксации при парных взаимодействиях звезд в диске Галактики порядка на четыре больше ее возраста. Следовательно, этот естественный механизм совершенно не эффективен. Много усилий было затрачено на поиски других, более изощренных механизмов, и это направление в 50–60-х годах было одним из важнейших в динамике Галактики и звездных систем вообще (изложение этой проблематики см., например у Огородникова, 1963; Шацова, 1965, дала критический анализ результатов этих исследований; более поздние идеи, связанные со спиральными волнами, рассматривали, например, Марочник, 1967; Вилен, 1977; см. также § 16).

Второй аспект проблемы связан с тем, что аргументы в пользу релаксации вовсе не безупречны с наблюдательной точки зрения; более того, существует ряд явлений, которые вообще противоречат гипотезе о сколь угодно эффективной релаксации. Таким образом, возникает вопрос, действует ли вообще в Галактике релаксация.

Рассмотрим подробнее существующую в настоящее время ситуацию с аргументами за и против релаксации в Галактике. Уже давно известно, что распределение скоростей всех звезд в данной области не является шварцшильдовским. В рамках гипотезы о статистически равновесном характере распределения скоростей это обычно интерпретируется как указание на кинематическую неоднородность Галактики; считается, что Галактика состоит из ряда звездных подсистем, в каждой из них распределение шварцшильдовское, но с разными значениями a_1, a_2, a_3 (см., например, Огородников, 1963). То, что Галактика действительно состоит из подсистем, различающихся кинематикой, геометрией, возрастом и т.д., не вызывает сомнения; однако этого нельзя сказать о виде распределения. В частности, Шацова (1965), специально исследовавшая этот вопрос, показала, что предположение о шварцшильдовской форме распределения не согласуется с наблюдательными данными; гораздо лучше скорости описываются более сложной, например, планковской функцией, которая требует для своего задания большего числа параметров, чем шварцшильдовская. Отсюда видно, что (квази) равновесность распределения звезд по скоростям чрезвычайно проблематична, и необходимость привлечения релаксации для объяснения формы распределения уже не столь очевидна.

Рассмотрим теперь вопрос об увеличении дисперсии скорости со временем. Вилен (1974) по данным о близких звездах сделал вывод, что приблизительно $\sigma_{tot} \propto t^{1/3}$. Такая зависимость может получиться, например, при взаимодействии звезд с массивными газопылевыми комплексами (механизм Спитцера—Шварцшильда, 1953), и первоначально Вилен заключил, что его результат говорит в пользу эффективности этого механизма. Но позже он стал считать, что релаксация связана, скорее всего, с мощными флуктуациями гравитационного поля Галактики, природу которых он не конкретизирует. Он полагает, что роль массивных газопылевых комплексов вряд ли существенна, поскольку таких объектов с необходимыми для эффективной релаксации свойствами в Галактике не обнаружено, а взаимодействия звезд со спиральными волнами влияют на дисперсию скоростей только молодых населений, но не объясняет изменение этой величины у более старых звезд. Поэтому он и вводит флуктуации гравитационного поля (Вилен, 1977).

Однако для объяснения связи между дисперсией скоростей и возрастом звезд вовсе нет необходимости считать, что эта величина и на самом деле увеличивается со временем! Гораздо более последовательную интерпретацию без привлечения гипотез ad hoc эта связь допускает в предположении о том, что она обусловлена начальными условиями и связана с тем, что формирование звездного диска происходило на нестационарном фоне, в условиях коллапса Галактики.

Большую дисперсию скоростей звезд гало чаще объясняют не релаксацией, а начальными условиями, рассматривая образование этих звезд в процессе коллапса Галактики; параллельно объясняется и малый угловой момент звезд гало. Но совершенно ясно, что торможение коллапса, его остановка вращением происходит асимптотически, и сжатие Галактики, замедляясь, несомненно, продолжалось и после формирования гало. Это соотношение позволяет объяснить одним и тем же механизмом как свойства кинематики гало, так и кинематику диска, позволяет объяснить с единой точки зрения систематическое изменение с возрастом как дисперсии скорости, так и углового момента.

При звездообразовании в процессе сжатия Галактики более старые звезды, наблюдаемые сейчас в окрестности Солнца, родились из газа, имеющего меньший удельный угловой момент по сравнению с моментом более моло-

дых звезд; последние рождались из вещества, пришедшего на околосолнечное расстояние с первоначально более удаленных областей протогалактического газового облака, следовательно имевшего большой угловой момент. Это объясняет уменьшение углового момента при переходе к старым звездам — т.е. происхождение наблюдаемой асимметрии звездных движений. При этом большая дисперсия скорости в плоскости диска у старых звезд связана с большей скоростью радиального сжатия Галактики на более ранних стадиях. Эти звезды уже при рождении имеют большие эксцентриситеты орбит, поэтому у них относительно больше доля таких, которые приходят в околосолнечную окрестность с далеких апогалактических расстояний, и следовательно имеющих большой угловой момент. Наряду с большим моментом, такие звезды вблизи Солнца имеют большую радиальную компоненту скорости. Это обуславливает большой разброс v_R и v_θ -компонент скорости у всей группы старых звезд в целом.

Происхождение разброса v_z -компоненты скорости в этой схеме другое. Более ранние поколения звезд рождались в более толстом слое газа, следовательно среди них относительно больше звезд, родившихся на больших высотах. Такие звезды имеют в среднем большие скорости в z -направлении, и это приводит к большой дисперсии v_z -компоненты в целом у старых звезд.

Таким образом, основные свойства кинематики и диска и гало находят удовлетворительное объяснение при рассмотрении картины динамической эволюции Галактики, и настоящей необходимости релаксации поэтому не существует. Обратим внимание на совершенно иную эвристическую роль кинематики в рамках этой картины. Здесь кинематика дает возможность проследить изменение динамических условий в Галактике, в том числе на стадии формирования населений диска, поскольку всем количественным характеристикам кинематики следует поставить в соответствие те или иные динамические ситуации (скорость коллапса, толщину газовой подсистемы и т.д.). В гипотезе о релаксации эвристичность кинематики в этом смысле крайне низка: она не дает практически никакой информации ни о структуре диска, ни о его эволюции; при этом многие ее свойства остаются вообще "не использованными" из-за трудности их интерпретации в рамках конкретных механизмов релаксации.

Гипотеза об определяющей роли начальных условий имеет значительно большие не только эвристические, но и концептуальные возможности. Для иллюстрации приведем еще одно объяснение в ее рамках большой дисперсии скоростей старых звезд. Парсон (1979) обратил внимание на тот факт, что в больших пространственных масштабах дисперсия скоростей больше, причем увеличение дисперсии σ_{tot} с ростом масштаба l у звезд и у межзвездного газа приблизительно одинаково вплоть до $l \sim 10$ кпк и похоже на закон $\sigma_{tot} \propto l^{1/3}$. Это может означать, что дисперсия звезд обусловлена турбулентностью межзвездного газа. Большая дисперсия старых групп звезд связана с рассеянием звезд в пространных, т.е. с увеличением со временем масштаба l . Рассеяние объясняет закон $\sigma_{tot} \propto l^{1/3}$, и в целом этот механизм позволяет обойти без привлечения релаксационных процессов (Парсон, 1979). Сам спектр турбулентности, наблюдаемый у газа, связан, согласно Парсону, с распадом крупномасштабного некругового движения газа в силу каких-либо неустойчивостей на мелкие масштабы, в которые "перекачивается" энергия из больших масштабов. На эту мысль наводит сходство зависимости $\sigma_{tot} \propto l^{1/3}$ с законом Колмогорова для спектра турбулентности несжимаемой жидкости: $v \propto l^{1/3}$.

Эта картина не учитывает явления асимметрии звездных движений. Но если связать первичное крупномасштабное движение на ранних стадиях формирования диска с радиальным течением газа в сжимающейся Галакти-

ке, то наблюдаемая асимметрия возникает естественным образом, поскольку в этом случае более ранние поколения звезд рождаются из вещества с меньшим угловым моментом (на данном расстоянии R).

Наряду с зависимостью дисперсии скоростей от возраста, выше мы обсуждали в связи с проблемой релаксации и другие свойства кинематики. В итоге можно сказать, что парадоксальное различие кинематики F- и G-карликов (см. также § 8), асимметрия звездных движений, существование звездных потоков, различие средних скоростей физических групп звезд, зависимость эллипсоида скоростей от спектрального класса и химического состава — все это в той или иной степени противоречит гипотезе о релаксации. При этом нет ни одного кинематического свойства, которое настоятельно бы требовало ее существования. Поэтому предположение об обусловленности кинематики начальными условиями сейчас представляется более предпочтительным.

Конечно, этот вывод относится главным образом к окколосолнечной окрестности. В других областях Галактики релаксационные процессы могут быть чрезвычайно эффективны. Например, в ядре где велика звездная плотность и существуют звездно-звездные сближения; в области $R = 4-7$ кпк, где много гигантских молекулярных облаков и потому "работает" механизм Спитцера—Шварцшильда; здесь же важное значение должно иметь рассеяние звезд на спиральных волнах плотности из-за большой амплитуды спиральной волны и большой относительной скорости волны и звезд. Кроме того, как уже говорилось выше, некоторые свойства кинематики в окрестности Солнца, возможно, тоже обусловлены релаксационными процессами. Поэтому теория релаксации безусловно заслуживает дальнейшего развития. Некоторые вопросы этой теории изложены в § 16.

§ 8. Химический состав, структура и происхождение диска

Различные аспекты химической структуры подсистем Галактики — вид распределения звезд по металличности, различия в химическом составе звездных населений, пространственные вариации химического состава и т.д. — определяются историей обогащения, Галактики тяжелыми элементами. Сравнивая наблюдательные данные о химическом составе звездных населений с теоретической картиной обогащения, можно проверить эту картину, а это означает проверить заложенные в ней идеи о динамической эволюции Галактики, происхождении и эволюции звезд, истории звездообразования, происходящих химических элементов. Отсюда понятен огромный интерес, возрастающий интерес к вопросам химсостава Галактики; можно без преувеличения сказать, что в 70-х годах они выдвинулись вообще на первый план в галактической астрономии.

1. Наблюдательные данные о химическом составе звезд диска

Химический состав разных типов звезд диска, так же как и звезд гало, изучен очень неравномерно. Среди 534 звезд, для которых существуют определения величины $[Fe/H]$ из детального анализа (и у которых есть спектральная классификация), звезды разных спектральных классов представлены следующим образом. В — 2%; А — 20%; F — 18%; G — 28%; K — 23%; М — 1% (Керель и др., 1980). Похожая ситуация и с определениями металличности звезд фотометрическими методами. Здесь наибольшее количество данных существует для F—G-карликов и K-гигантов.

Такая неравномерность обусловлена, в первую очередь, различным проявлением химического состава в спектрах разных звезд. У горячих звезд

ранних спектральных классов в спектре отсутствуют или крайне слабы линии тяжелых элементов, и, кроме того, плохо известно строение их атмосфер. Это сильно затрудняет определение их химического состава. В спектрах поздних звезд доминируют сильные молекулярные полосы (молекулы TiO , H_2O , CN и др.), и практически нет пригодных для анализа линий отдельных элементов. Поэтому о химическом составе этих звезд известно также чрезвычайно мало.

Но, к счастью для "галактической археологии", для изучения условий Галактике в разные периоды ее истории очень благоприятны возможности анализа химического состава звезд спектральных классов F, G, K. Их спектры, с одной стороны, богаты линиями разных элементов, в первую очередь, линиями железа. С другой стороны, для них существует надежная теория строения атмосфер. Эти два обстоятельства позволяют с хорошей точностью получать определения содержания железа и других химических элементов.

Для проблем галактической эволюции такая выделенность F—K-звезд удачна с нескольких точек зрения. Во-первых, с момента формирования диска Галактики и до наших дней G—K-звезды главной последовательности не успели уйти с нее, поэтому среди них представлены все возрастные группы населений диска. Это позволяет проследить изменения химического состава диска на всем протяжении его эволюции. Во-вторых, среди F-звезд наиболее ранние (приблизительно до спектрального класса F5) за время существования диска проэволюционировали и ушли с главной последовательности. Таким образом, среди спектральных подклассов F-звезд по разному представлены различные возрастные группы. Сравнивая химические свойства звезд F V между собой, а также с G- и K-карликами, можно получить ответы на многие вопросы происхождения и эволюции звездных населений Галактики.

Большое значение имеет тот факт, что F—K-карлики наиболее многочисленны среди ближайших звезд (вместе с M-карликами), и для них существуют наиболее уверенные данные о кинематике, орбитах и положении на диаграмме ГР. Это позволяет установить надежные связи химического состава с другими эволюционными характеристиками звезд. Звезды OB являются молодыми объектами, с возрастом не более нескольких 10^8 лет. Поэтому они не могут дать много информации об эволюции диска. Однако связанные с этими звездами зоны HII неопределены для изучения крупномасштабной структуры химического состава диска. Зоны HII видны в диске Галактики до 10 и более кпк, и у них сравнительно хорошо определяется содержание элементов CNO, а также He, Ne и некоторых других; кроме того, у них практически одинаковый возраст. Все это обуславливает особую роль зон HII в таких, например, проблемах как градиент химического состава в Галактике.

Существует большое количество определений химического состава A-звезд. Однако во многих случаях он оказывается лекулярным, обнаруживая сильно увеличенное содержание тех или иных элементов. Именно эти лекулярности объясняют повышенный интерес к химическому составу A-звезд. Но чаще всего их связывают с физическими процессами в атмосферах звезд, а не с аномалиями химического состава их вещества в целом. Поэтому A-звезды редко рассматриваются в проблемах галактической эволюции.

В настоящее время известно более 50 сверхгигантов G—M с определениями $[Fe/H]$ из детального анализа (см. Лак и Бонд, 1980, Лак, 1982). Они позволяют перекинуть мостик между определениями обилия железа и

CNO-элементов, а также других промежуточных элементов, которые получают из спектров HII — областей. Тем самым можно связать характеристики пространственного распределения этих двух групп элементов. Сверхгиганты относятся к наиболее молодым объектам диска, и это придает особое значение определению обилия железа в них. Они дают уникальную возможность различить между вариациями металличности, обусловленными возрастом и положением в Галактике, найти градиент металличности среди звезд одного возраста. Кроме того, в отличие от F—K-карликов, для которых существует непростая проблема разделения эффектов возраста и эффектов металличности, они непосредственно дают величину содержания железа в Галактике на сегодняшней стадии ее эволюции.

2. Распределение металличности F-, G- и K-карликов

Пейджел и Патчет (1975), проанализировав данные о металличности ближайших G-карликов, нашли, что среднее значение этой величины для них равно $\langle [Fe/H] \rangle \approx -0,1$, а дисперсия металличности составляет $\sigma_{[Fe/H]} \approx 0,25$. Особое внимание они обратили на тот факт, что распределение G-карликов по $[Fe/H]$ не имеет "хвоста" в сторону малых значений металличности; оно практически обрывается вблизи $[Fe/H] = -0,5$. При этом, согласно Пейджелу (1980), по данным Каталога ярких звезд, который представляет собой выборку звезд в окрестности Солнца практически свободную от селекций по металличности, всего лишь 3 звезды из 10^4 относятся к населению гало с содержанием металлов $-2,6 \leq [Fe/H] \leq -1,3$.

Столь же быстро распределение падает в сторону больших значений металличности. Такое поведение характерно для нормальной функции, поэтому Пейджел и Патчет пришли к выводу, что распределение металличности имеет гауссовскую форму, соответствующую распределению звезд по величине Z является логнормальным (см. также Пейджел, 1980).

Сопоставляя наблюдаемую величину дисперсии металличности с типичной ошибкой в определении значений $[Fe/H]$: $\epsilon_{[Fe/H]} \approx 0,15$, эти авторы показали, что среди звезд диска существует реальный разброс металличности, порядка $\sigma_{[Fe/H]} \approx 0,18$, обусловленный, скорее всего, эволюционным эффектом увеличения в полтора-два раза содержания тяжелых элементов Z в Галактике за время жизни диска. Последнее вытекает из сравнения металличности у молодых и старых групп звезд.

Эти довольно простые результаты о средних значениях и дисперсии металличности непрогнозированными звездами диска, а также вывод о нормальном законе распределения величины $[Fe/H]$ позволили сделать важные заключения об эволюционном изменении содержания тяжелых элементов в Галактике и о характере обогащения Галактики тяжелыми элементами. В связи с логнормальным законом распределения величины Z возникла интереснейшая проблема "дефицита малометаллических G-карликов": доля звезд с малым содержанием тяжелых элементов оказывается значительно меньшей, чем следует из "простых" моделей обогащения тяжелыми элементами, (ван ден Берг, 1962; Шмидт, 1963). Эта проблема заставила изменить существовавшие "простые" представления об истории звездообразования и обогащения в Галактике и вызвала к жизни в 70-х годах новое направление в исследовании галактик, называемое обычно химической эволюцией галактик.

Но в 70-х годах накопилось достаточно много наблюдательных данных о содержании тяжелых элементов у разных типов звезд главной последовательности, чтобы исследовать более тонкие вопросы химического состава звездных населений диска. Например: какова структура распределений

металличности звезд разных спектральных классов; существуют ли различия в распределении тяжелых элементов среди звезд разных спектральных классов; существуют ли различия в пространственно-кинематических характеристиках звезд разных спектральных классов, имеющих одинаковое содержание металлов. Эти вопросы исключительно важны для понимания химической эволюции и истории звездообразования в диске Галактики, и их анализ поставил много новых эволюционных проблем. Например, оказалось, что распределение металличности звезд на самом деле резко отличается от нормального и является структурированным, так что на первый план вместо проблемы "дефицита малометаллических G-карликов" выдвигается проблема структуры этого распределения.

Рассмотрим подробнее свойства распределения металличности карликов F—K. На рис. 40 изображены распределения металличности отдельно для F-и G-карликов, взятых из нескольких каталогов с различными определениями величины $[Fe/H]$: спектроскопическими, фотометрическими в системе UBV (индекс металличности δm_1), в системе $uvbyH\delta$ (индекс металличности δm_1). Первое, что бросается в глаза — это поразительное сходство общего вида распределений обоих типов звезд: распределения резко падают к точкам $[Fe/H] = -0,5$ и $[Fe/H] = +0,3$, у них близки средние значения и дисперсии (см. таблицу 13, столбец $a + b$). Такие же характеристики имеет распределение металличности K-карликов (Марсаков и Сучков, 1980).

Более детальный анализ распределений металличности карликов F, G, K обнаружил у них тонкую структуру: почти в центре распределений, в окрестности $[Fe/H] = -0,1$, существует провал, разделяющий эти звезды на две приблизительно одинаковые группы: богатую и бедную металлами. Провал указан на рис. 40 стрелкой. Он проявляется практически во всех статистически однородных выборках звезд F, G, K (Марсаков и Сучков, 1978, 1980), и его статистическая достоверность близка к 100% (Сучков, 1980).

Применение методов математической статистики к выборочным распределениям металличности показывает, что нормальная кривая не согласуется с ними. В то же время согласие становится вполне удовлетворительным, если описывать распределения суммой двух нормальных кривых. Параметры этих кривых приведены в столбцах a и b таблицы 13.

Обратим внимание на дисперсию величины $[Fe/H]$ каждой нормальной кривой. Она близка к ошибкам определения, $\epsilon_{[Fe/H]}$, которая в разных методах составляет обычно 0,10–0,15.

Отсюда следует, что разброс $[Fe/H]$ внутри обеих групп звезд обусловлен главным образом ошибками, и нормальный характер распределения звезд в пределах одной группы можно интерпретировать как гауссовское распре-

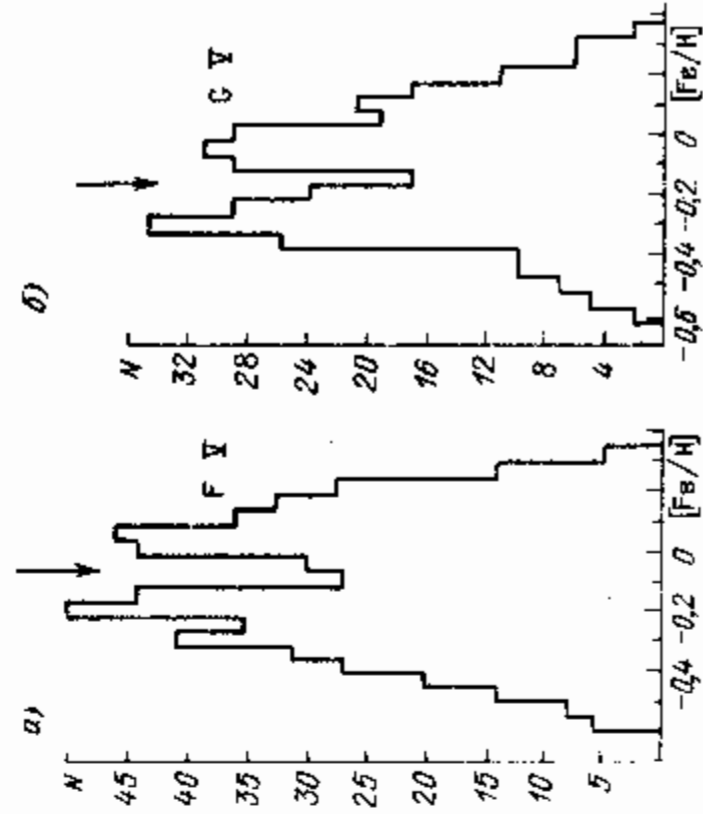


Рис. 40. Распределение металличности F- и G-карликов окрестности Солнца (Сучков, 1980).

Таблица 13. Параметры распределения металличности F-и G-карликов

	F		G	
	a + b	a	a + b	a
N	528	234	294	186
$\langle [Fe/H] \rangle$	-0,10	+0,08	-0,13	+0,02
$\sigma [Fe/H]$	0,22	0,11	0,14	0,12

деление случайных ошибок. Это означает, что истинное, т.е. свободное от ошибок распределение металличности звезд диска является существенно дискретным, состоящим из двух слабоперекрывающихся по $[Fe/H]$ групп с металличностью близкой к 0,0 и -0,3 у G-карликов, и +0,1 и -0,25 у F-карликов. Эти значения близки к тем, которые Пейджел и Патчет (1975) получили соответственно для молодых и старых возрастных групп звезд.

Вывод о дискретности распределения металличности звезд, о дефиците звезд со значениями $[Fe/H] \approx -0,1$ согласуется с данными о красных гигантах. Они также обнаруживают провал в распределении по $[Fe/H]$ в окрестности $[Fe/H] = -0,1$ (см. ниже), причем, распределение хорошо описывается суммой двух нормальных кривых и совершенно не соответствует простому нормальному закону.

Сейчас можно полагать, что большая часть звезд диска в окрестности Солнца относится к одной из указанных групп металличности. В то же время вряд ли приходится сомневаться, что в диске есть старые объекты с содержанием тяжелых элементов, типичным для молодого населения и наоборот (см. ниже). В целом структура распределения металличности даже близких звезд сложнее, чем рассмотренная модель двух групп, следовательно более сложная и эволюционная интерпретация. Это хорошо видно на примере F-карликов.

Как уже говорилось, эти звезды выделяются среди других тем, что именно в спектральном классе F находится точка поворота главной последовательности старейшего населения диска. С большой вероятностью, она находится вблизи F5-F8, так как именно здесь происходит поворот ГП одного из наиболее старых рассеянных скоплений - NGC 188. Поэтому можно ожидать, что сравнение F-звезд ранних и поздних спектральных подклассов

позволит обнаружить дополнительные эволюционные эффекты и независимо проверить уже сделанные выводы о связи между возрастом и химическим составом населения диска. Для F-звезд разработана чрезвычайно эффективная четырехцветная фотометрическая система *uvby* (система Стремгrena), часто

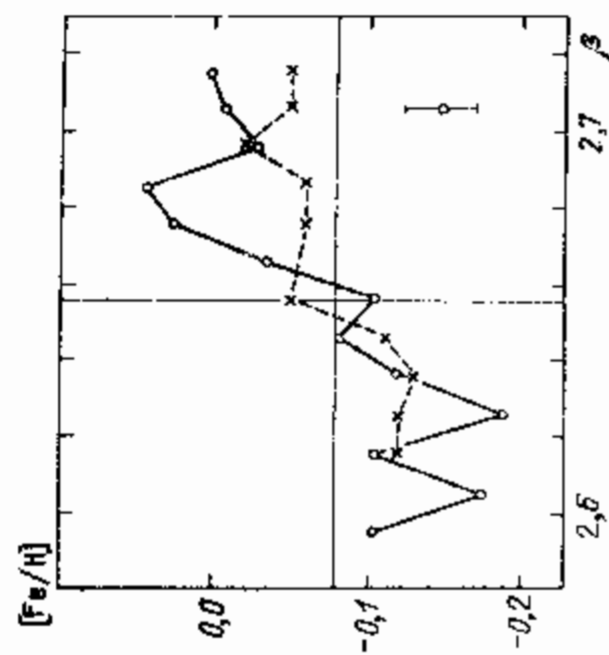


Рис. 41. Зависимость металличности от температуры (температурного индекса β фотометрической системы *uvby*) для F-карликов из каталога Филиппа и Эгре (1980) (крестики) и каталога Тварога (1980) (кружки). (Марсаков и др., 1984).

Рис. 42. Распределение металличности поздних F-карликов из каталога Филиппа и Эгре (1980). Оно соответствует сумме двух гауссиан (двухвершинная кривая): вероятность того, что правильно альтернативное предположение о нормальном характере распределения, равна $P\{\chi^2(1)\}$ при $\chi^2 = 38$, т.е. $P \approx 1\%$.

дополняемая фотометрией линии $H\beta$. Достоинством системы является возможность надежного измерения металличности (индекс δm_1), температуры (индекс β), светимости (индекс δC_1), покраснения E_{b-y} . Определение металличности здесь удобно тем, что величина δm_1 не зависит от светимости и есть возможность учесть зависимость δm_1 от температуры (см. формулу (1.6)).

В системе *uvby* в настоящее время выполнены измерения большого числа F-звезд (например, Филипп и Эгре, 1980 - около 10^4 звезд, Тварог, 1980б - примерно 10^3 звезд южного неба на высоких галактических широтах), поэтому можно в деталях изучить целый ряд тонких эффектов (Марсаков и др., 1984). Прежде всего, рассмотрим зависимость металличности от температуры. На рис. 41 изображена зависимость величины $[Fe/H]$ от температурного индекса β для звезд каталога Тварога (1980) и каталога Филиппа и Эгре (1980), с малым покраснением, $E_{b-y} \leq 0,007$, (следовательно, близких, находящихся на расстояниях до 100-200 пк). Рис. 41 демонстрирует явное увеличение содержания металлов с ростом температуры. Этим независимо подтверждается эффект химической эволюции в диске Галактики. Поскольку среди ранних F-карликов уже нет звезд первого поколения диска, бедных тяжелыми элементами, то средняя металличность у этих карликов больше, чем у поздних, более холодных звезд, среди которых даже самые старые не успели уйти с главной последовательности. Заметное изменение металличности происходит в окрестности $\beta = 2,65-2,66$. Это соответствует спектральному классу F5, т.е. точке поворота старых звезд диска. Теперь обратим внимание, что на рис. 41 все точки с $\beta > 2,66$ лежат выше линии $[Fe/H] = -0,07$, а все точки с $\beta < 2,65$ находятся ниже ее. В то же время слева и справа от линии $\beta = 2,655$ практически нет систематического хода металличности с температурой. Такой характер связи $[Fe/H]$ с β вполне согласуется с представлением о двух возрастных группах звезд диска со скачком металличности между ними. При этом поздние карлики Филиппа и Эгре (1980) имеют в распределении по металличности такой же провал как на рис. 40, разделяющий популяцию этих звезд на две группы (рис. 42).

F-карлики обнаруживают любопытные пространственные неоднородности химического состава, которые могут оказаться важными для понимания химической эволюции ближайшей окрестности Солнца. В таблице 14 звезды разделены по величине покраснения E_{b-y} на две группы: "далекие" и "близкие", и для них приведены средние значения металличности и разброс металличности отдельно для ранних и поздних F-карликов. Видно, что в южном небе (Тварог, 1980б) "далекие" звезды имеют заметно большую металличность, чем "близкие"; такой же эффект, но более слабый, наблюдается у звезд Филиппа, Эгре (1980). Этот локальный градиент металличности,

Таблица 14. Средняя металличность ($[Fe/H]$) F-карликов в окрестности Солнца (Марсаков и др., 1984)

"близкие" ($E_b - y \leq 0,007$)	"далекие" ($E_b - y > 0,007$)
I $-0,08 \pm 0,01$	$+0,10 \pm 0,01$
II $-0,07 \pm 0,01$	$-0,02 \pm 0,01$

Примечания: I — звезды из списка Тварога (1980), II — звезды из списка Филипа и Эгге (1980)

возможно, связан с Местной системой (пояс Гулда), центр которой находится как раз в пределах площади, изученной Тварогом (1980). Местная система — это локальная группировка молодых звезд, поэтому неудивительно, что вблизи ее центра средняя металличность звезд повышена — из-за большей доли молодых, следовательно, богатых металлами звезд.

3. Парадокс F-G-карликов

Мы неоднократно подчеркивали огромное значение эволюционного характера кинематики и химического состава звездных населений. Возраст звезд удается измерить в чрезвычайно редких случаях, и часто вместо возраста используют кинематические и химические параметры звездных населений в качестве индикатора этой величины. В результате значительная часть выводов, связанных с эволюцией Галактики, основана на предположении об однозначной зависимости между возрастом и этими параметрами.

Но вот анализ связи между кинематикой и химическим составом у F- и G-карликов показал, что эти характеристики, по-видимому, определяются не только возрастом; во всяком случае, связь между кинематикой и металличностью у этих двух типов звезд, несомненно, различна. Этот факт еще нуждается в объяснении, но независимо от природы указанного различия, из него следует, что однозначное сопоставление кинематики и химического состава с возрастом требует большой осторожности. Он пока что никак не фигурирует ни в одной модели химической эволюции, но может существенно изменить важные элементы этих моделей, например, представления о звездообразовании.

Рассмотрим его подробнее. Поскольку распределения звезд FV, GV, KV по величине $[Fe/H]$ в целом очень похожи друг на друга, то естественно думать, что такое сходство отражает общность химической истории вещества, из которого рождались эти звезды. Из таблицы 13 видно, что F-карлики несколько богаче металлами, чем G-карлики. Однако это различие мало, и его можно было бы приписать той же причине, по которой у звезд dF дисперсия скоростей меньше, чем у звезд более поздних спектральных классов. А именно: принято считать, что звезды dF в среднем моложе, чем карлики G-M, так как старое население F-карликов проэволюционировало и ушло с главной последовательности в область гигантов. Меньшему возрасту звезд dF соответствует меньшая дисперсия скоростей, и у них должно быть большее содержание металлов, поскольку они рождались на поздних стадиях эволюции диска, из более богатого металлами вещества.

Однако анализ связи между кинематикой и металличностью у звезд dF и dG опровергает это простое объяснение различий в их кинематике и химическом составе (Сучков, 1980). Суть возникающего противоречия видна из рис. 43, где изображено положение бедной и богатой металлами групп

F- и G-карликов на кинематических диаграммах $\sigma_R - \sigma_\theta$ и $\sigma_R - U_\theta^0$. Звезды обоих спектральных классов разделены на группы точкой минимума распределения металличностей, $[Fe/H] = -0,1$ (см. рис. 40). На диаграммах видна уже обсуждавшаяся связь между кинематикой и химическим составом: у богатых металлами групп и F- и G-карликов дисперсия скоростей меньше, что указывает на меньший возраст таких звезд. Но при этом оказывается, что дисперсия скоростей у малометаллической группы F-карликов такая же и даже меньше, чем дисперсия скоростей богатой металлами группы звезд dF.

Это явление парадоксально: согласно обычной интерпретации кинематических свойств звезд диска мы должны отсюда сделать вывод, что богатые металлами G-карлики старше, чем F-карлики с почти в два раза меньшим содержанием металлов!

В то же время G- и K-карлики с одинаковым содержанием металлов имеют почти одинаковую кинематику (см. § 7).

Несоответствие между кинематическими и химическими характеристиками F- и G-карликов не удается объяснить какими-либо эффектами селекций или систематическими ошибками. Чтобы избавиться от него, необходимо предположить, что металличность G-карликов завышается в два раза, или во столько же раз занижается металличность F-карликов. Это неправоподобно: большая ошибка, и кроме того, в этом случае возникает вопрос: где G-карлики с большим содержанием металлов? Кроме того, остается проблема, где G-карлики с "молодой" (как у звезд dF) кинематикой? Подобные возражения вызывает и предположение об ошибках в кинематике. Поэтому с большой вероятностью обсуждаемый парадокс реален.

Не объясняет его и эффект эволюции F-карликов с главной последовательности в область гигантов. Более того, здесь возникает еще один вопрос, который ставит под сомнение традиционное объяснение различий в кинематике F- и G-M-звезд. Если основная масса старых F-карликов ушла с главной последовательности, то доля звезд бедных металлами, у них должна быть намного меньше, чем у звезд dG. На самом деле, как видно из таблицы 13, ситуация, скорее обратная; она свидетельствует о том, что, как и G-карлики, все поздние F-карлики (позднее примерно F5) находятся еще на главной последовательности. Этот вывод полностью соответствует тому факту, что возраст звезд диска не превосходит возраста ста-

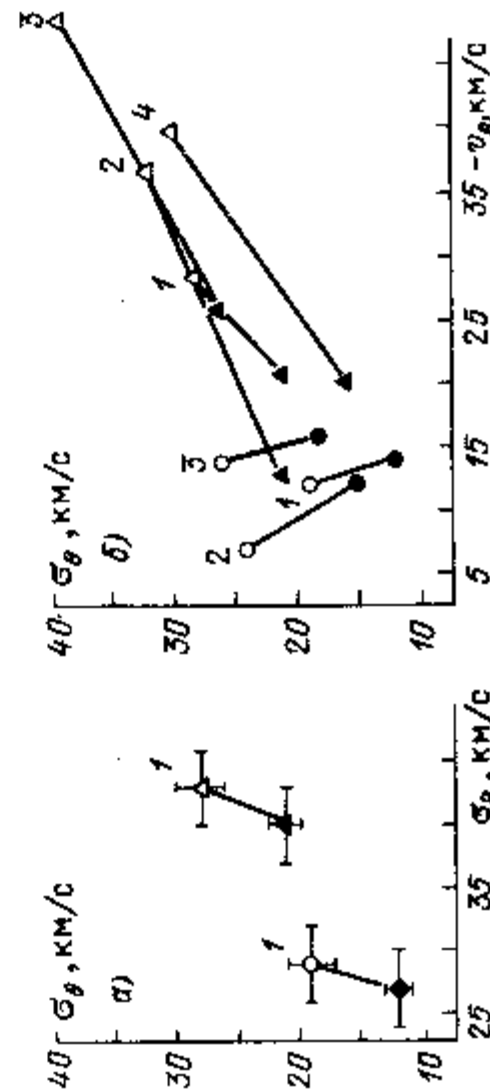


Рис. 43. Связь между кинематикой и металличностью F- и G-звезд главной последовательности (Сучков, 1980). Круги относятся к F-звездам, треугольники — к G. Открытые значки обозначают бедную металлами группу звезд ($-0,5 \leq [Fe/H] \leq -0,1$), зачерненные — богатую ($-0,1 < [Fe/H] \leq +0,3$). G-карлики имеют большую дисперсию скоростей, чем F-карлики с почти в два раза меньшим содержанием металлов.

рейшего рассеянного скопления, NGC 188, имеющего точку поворота главной последовательности в спектральном классе F5 (см. ниже). Кстати, последнее обстоятельство независимо указывает на то, что различие кинематики F- и G-карликов не связано с эффектами звездной эволюции, с тем, что возраст поздних F-карликов меньше, чем G-карликов.

Таким образом, в связи с парадоксом F-G-карликов возникают вопросы: почему малометаллические звезды dF имеют "молодую" кинематику? Почему у F-карликов в целом мала дисперсия скоростей? Где G-карлики с "молодой" кинематикой (т.е. такой же, как у звезд dF)? Эти вопросы относятся как к проблеме химической эволюции диска, так и к проблемам звездообразования и динамики диска. Пока не будет найдено для них согласующихся друг с другом ответов, ни одна эволюционная и космогоническая модель не может считаться адекватной.

4. Планетарные туманности (ПТ)

Планетарные туманности есть и среди населения гало, и среди населения диска, так что для них характерен большой разброс возрастов; они видны на больших расстояниях; в отличие от большинства звезд, для них хорошо определяется содержание гелия, кислорода, азота. Все это делает планетарные туманности, ценными объектами для изучения структуры и эволюции Галактики. В окрестности Солнца в пределах до 3-4 кпк достаточно подробно изучено около 100 ПТ; для них определены лучевые скорости, состояние, химический состав (He/H, O/H, N/H; напомним, что X_i/X_j обозначает отношение числа атомов сорта X_i к числу атомов сорта X_j).

Установлено, что химический состав ПТ зависит от возраста. Согласно Калеру (1978), у населения I среднее обилие гелия равно $\langle \text{He/H} \rangle = 0,116$, а у населения II $\langle \text{He/H} \rangle = 0,101$ (на самом деле это относится, скорее, к молодому и старому населению диска — см. ниже). Величины He/H и N/O коррелируют с кинематикой туманностей и с их распределением по z-координате: для $|z| > 400$ пк He/H меняется от 0,08 до 0,11 и $\lg(N/O)$ — от 0,9 до -0,5, а для $|z| < 400$ пк эти величины меняются соответственно от 0,10 до 0,24 и от -0,7 до 0,0. Величина $\lg(N/O)$ коррелирует при этом с He/H. Это указывает на то, что большие значения He/H у молодых ПТ связаны с галактическим обогащением гелием, а не с "загрязнением" сбрасываемой оболочки; звезды продуктами ее собственного нуклеосинтеза (Калер, 1979; можно было бы ожидать, что "загрязнение", если бы оно происходило, у старых и молодых звезд различно из-за различия в массах этих звезд).

Таким образом, ПТ отчетливо обнаруживают химические и динамические эффекты галактической эволюции.

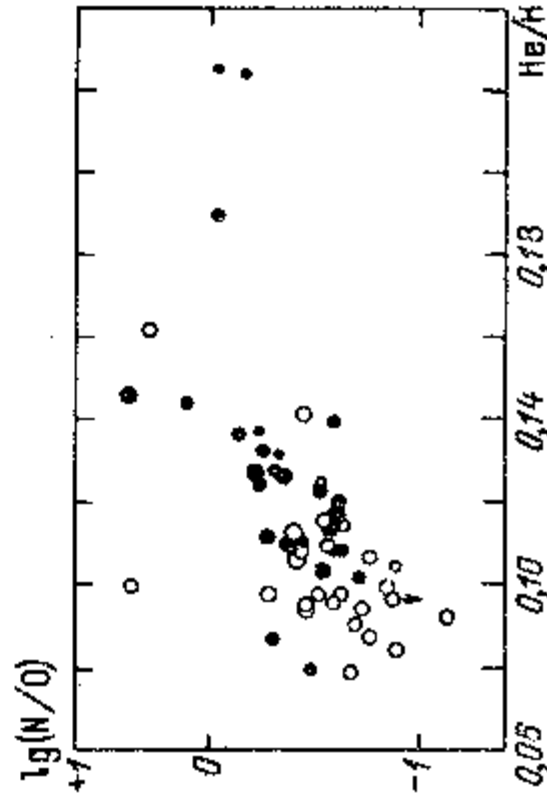


Рис. 44. Связь между химическим составом (N/O, He/H) и z-координатой у планетарных туманностей: черные кружки — $|z| < 400$ пк, открытые кружки — $|z| > 400$ пк. (Калер, 1979).

Таблица 15. Кинематические параметры планетарных туманностей с различным обилием гелия

Обилие гелия	\bar{v}_R^0 , км/с	σ_R , км/с	σ_θ , км/с	σ_z , км/с
He/H $> 0,111$	-18	25	21	7
He/H $< 0,111$	-35	58	27	26

Приведенное выше значение $|z| = 400$ пк не случайно. На диаграммах $|z| - N/O$ и $|z| - O/H$ (рис. 44) видно, что при $|z| = 400$ пк скачкообразно меняются величины N/O и O/H. Соответственно при переходе, например, от $\lg(N/O) > -0,6$ к $\lg(N/O) < -0,6$ средняя полутолщина $\langle |z| \rangle$ меняется скачком почти в два раза. Этот важный факт означает, что планетарные туманности распадаются по химическому составу и распределению по z-координате на две группы.

Такой же скачок z-координаты обнаружил значительно раньше Эгген (1970) у карликов F5-K0. Он обратил внимание, что z-распределение звезд с ультрафиолетовым избытком $\delta(U-B) < 0,025$ резко обрывается при $|z| = 450$ пк (рис. 21). Значение $\delta(U-B) = 0,025$ соответствует $[\text{Fe/H}] \approx -0,05$, т.е. находится вблизи границы, разделяющей звезды диска по металличности на две дискретные группы.

Следует отметить, что рассматриваемые группы планетарных туманностей должны существенно различаться кинематикой. Акер (1980) разделил выборку планетарных туманностей на две части значением $\text{He/H} = 0,111$ (дополнительно он учитывал еще одну границу: $\lg(N/O) = -0,6$) и рассмотрел для получившихся двух групп кинематику и распределение по z-координате. Кинематика приведена в таблице 15. Из нее видно, что кинематика этих групп действительно различна, причем параметры второй (с меньшим обилием гелия) типичны для старого населения диска, но не для гало.

Сравнение таблицы 15 с таблицей 8, где дана кинематика двух групп звезд GV и KV, выделенных по металличности, обнаруживает и в этом случае сходство соответствующих параметров.

Таким образом, и у звезд главной последовательности, и у планетарных туманностей независимо выделяются две группы практически одинаковых параметров, характеризующих химический состав, кинематику и толщину двух дискретных подсистем диска. Эти подсистемы разделены следующими естественными границами: $[\text{Fe/H}] \approx -0,1$; $\text{He/H} \approx -0,11$; $\lg(N/O) \approx -0,6$; предельная z-координата для молодого населения $|z_{\text{max}}| = 400-450$ пк.

5. Распределение металличности красных гигантов

Мы уже отмечали, что особый интерес к химическому составу F-K-карликов связан с тем, что среди них имеются звезды всех возрастов и это дает возможность проследить химическую эволюцию диска Галактики. Столь же большой диапазон возрастов имеют и красные гиганты. Для них, как и для звезд FV-KV, существуют многочисленные определения металличности, поэтому звезды GIII-KIII дают прекрасный дополнительный материал для изучения химической истории Галактики. В отличие от карликов, они видны на значительно больших расстояниях. Это дает возможность непосредственно исследовать вариации химического состава в зависимости от пространственного распределения звезд. Отсюда можно получить вывод

ды о связи химической эволюции с процессом формирования подсистем Галактики, с историей звездообразования в диске.

Возраст гигантов поля определить непосредственно по диаграмме ГР, по эволюционным трекам очень трудно, так как в одной и той же точке наблюдательной диаграммы вследствие ошибок в светимости и реальных вариаций химсостава могут находиться как очень старые звезды малой массы, так и более массивные молодые звезды. Возрастная же зависимость металличности этих звезд подтверждается, как и у карликов, корреляцией между их кинематикой и химическим составом (см. таблицу 10), а также корреляцией между химсоставом и z -координатой (см. рис. 45). Таким образом, величину $[Fe/H]$ этих звезд можно использовать как эволюционную характеристику (в этом отношении исключение представляет собой, по-видимому, экстремально богатая металлами группа гигантов — см. ниже).

Важный результат исследования состава красных гигантов, полученный по многочисленным независимым данным, состоит в том, что они имеют почти такое же распределение металличности, как у звезд $dF-dK$, близ-

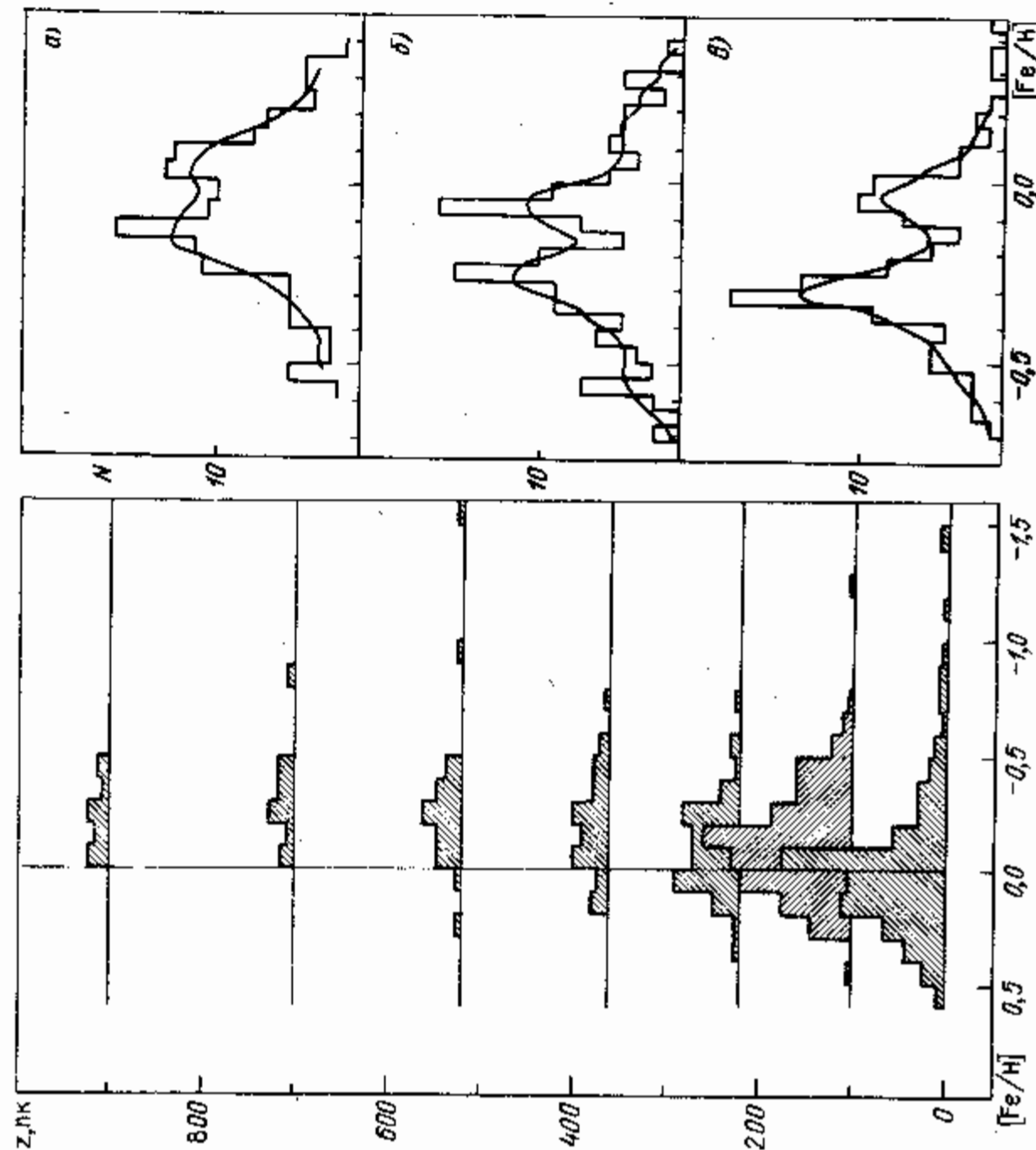


Рис. 45. Зависимость металличности гигантов от высоты над плоскостью Галактики (Гренон, 1978). Вблизи от плоскости $\langle [Fe/H] \rangle \approx -0,1$, что соответствует средней металличности диска Галактики. Вдали от плоскости, $z > 400$ пк, $\langle [Fe/H] \rangle \approx -0,2$, что соответствует средней металличности старого населения диска.

Рис. 46. Распределение металличности красных гигантов (Марсаков и Сучков, 1983б). а) Звезды каталога Керель и др. (1980); б) звезды G III-K III южного галактического полюса из выборки Йосса и Харткопфа (1979); в) звезды северного галактического полюса из списка Мак-Клора и Кроуфорда (1971).

кую к ним среднюю металличность, $\langle [Fe/H] \rangle \approx -0,1$, и почти такой же разброс металличности, $\sigma_{[Fe/H]} \approx 0,2$ (рис. 46). Это говорит о приблизительно одинаковости смеси возрастов у гигантов и карликов, если рассматривать металличность как индикатор возраста.

Рассмотрим структуру распределения металличности красных гигантов (Марсаков, Сучков, 1983б). Распределение гигантов в направлениях на полюсы Галактики (рис. 46б, в) обнаруживает такие же провалы в окрестности $[Fe/H] = -0,1$, как и распределения карликов. Вероятность того, что дефицит звезд в этой области случаен, чрезвычайно низка, $P \ll 1\%$. Другие выборки гигантов не показывают аналогичного недостатка объектов в середине распределения; в окрестности $[Fe/H] = -0,1$ они чаще имеют, скорее, максимум.

Не исключено, что существует реальное различие распределений металличности звезд в полюсах и в плоскости Галактики, обусловленное, например, эффектом радиального градиента химического состава. Если металличность зависит не только от возраста, то и от расстояния до центра Галактики у звезд одинакового возраста, то далекие гиганты, наблюдаемые в плоскости диска могут "смазывать" распределение по $[Fe/H]$, которое теперь отражает не только эффекты возраста, но и эффекты положения звезды.

Важным свойством распределений металличности гигантов является то, что их нельзя представить нормальным законом, а сумма двух нормальных кривых с параметрами, близкими к соответствующим значениям для двух групп F- и G-карликов (таблица 13) описывает их вполне удовлетворительно. Например, в случаях распределений на рис. 46 нормальная кривая отвергается в пользу суммы двух нормальных кривых на уровне значимости $< 1\%$. Вместе с явным дефицитом в центре распределений гигантов в области полюсов Галактики это свойство говорит о том, что гиганты диска, как и звезды F-K главной последовательности, с большой вероятностью делятся по признаку металличности на две группы. Учитывая, что дисперсию нормальных кривых обеих групп можно почти полностью объяснить наблюдательными ошибками, действительно распределение металличности гигантов полюсов, по-существу, дискретно.

Поскольку содержание тяжелых элементов у гигантов в среднем отражает их возраст, то такое разделение по металличности соответствует разделению на две возрастные группы. Этот вывод находит подтверждение в характере зависимости металличности гигантов от высоты над плоскостью диска Галактики. Вблизи плоскости Галактики, $|z| < 400$ пк, где численность старого и молодого населения диска сравнимы, средняя металличность гигантов должна быть близка к средней металличности диска, $\langle [Fe/H] \rangle \approx -0,1$. Вдали от плоскости, $|z| > 400$ пк, звезд молодого населения чрезвычайно мало, поэтому здесь металличность должна соответствовать среднему значению для группы с меньшим содержанием тяжелых элементов, $\langle [Fe/H] \rangle \approx -0,25$. Именно такая вертикальная структура получалась у Гренона (1978) при исследовании зависимости металличности гигантов от z -координаты (рис. 45). Из рис. 45 видно, что величина $[Fe/H]$ мало меняется до высоты $|z| = 400$ пк, оставаясь равной $\approx -0,10$; в окрестности $|z| = 400$ пк она сразу падает до $[Fe/H] \approx -0,25$, и остается на этом значении вплоть до $|z| \approx 800$ пк. В этом скачке металличности на $|z| = 400$ пк независимо проявляется свойство дискретности, свойство достаточно резкого деления гигантов на две группы.

6. "Химическая структура" диаграммы ГР и возраст диска Галактики

Как уже говорилось в § 4.5, данные о химическом составе и кинематике звездных населений, а также прямые оценки возраста звезд и звездных скоплений привели к выводу, что между стадиями формирования гало и диска звездообразование в Галактике в течение длительного периода порядка нескольких миллиардов лет было подавлено. Напомним, что непосредственное доказательство большого разрыва в возрастах гало и диска связано со следующим результатом Демарка и Мак-Клора (1977) и Мак-Клора и Тварога (1977). Эти авторы нашли, что возраст самых молодых шаровых скоплений равен $12 \cdot 10^9$ лет, а возраст старейшего рассеянного скопления NGC 188 составляет $\approx 5 \cdot 10^9$ лет. С другой стороны, согласно Вильсону (1976), на диаграмме Герцшпрунга—Рессела практически все гиганты поля лежат выше ветви гигантов NGC 188, следовательно звезды диска не могут быть старше скопления NGC 188. Тем самым возраст последнего служит верхней оценкой возраста диска Галактики. Отсюда Демарк, Мак-Клор и Тварог сделали вывод о разрыве в возрастах гало и диска порядка $5 - 10$ млрд. лет.

Этот результат имеет фундаментальное значение. Однако сами же Демарк и Мак-Клор (1977) отметили, что его достоверность находится под вопросом по следующей причине. В аргументации Вильсона (1976) учи-

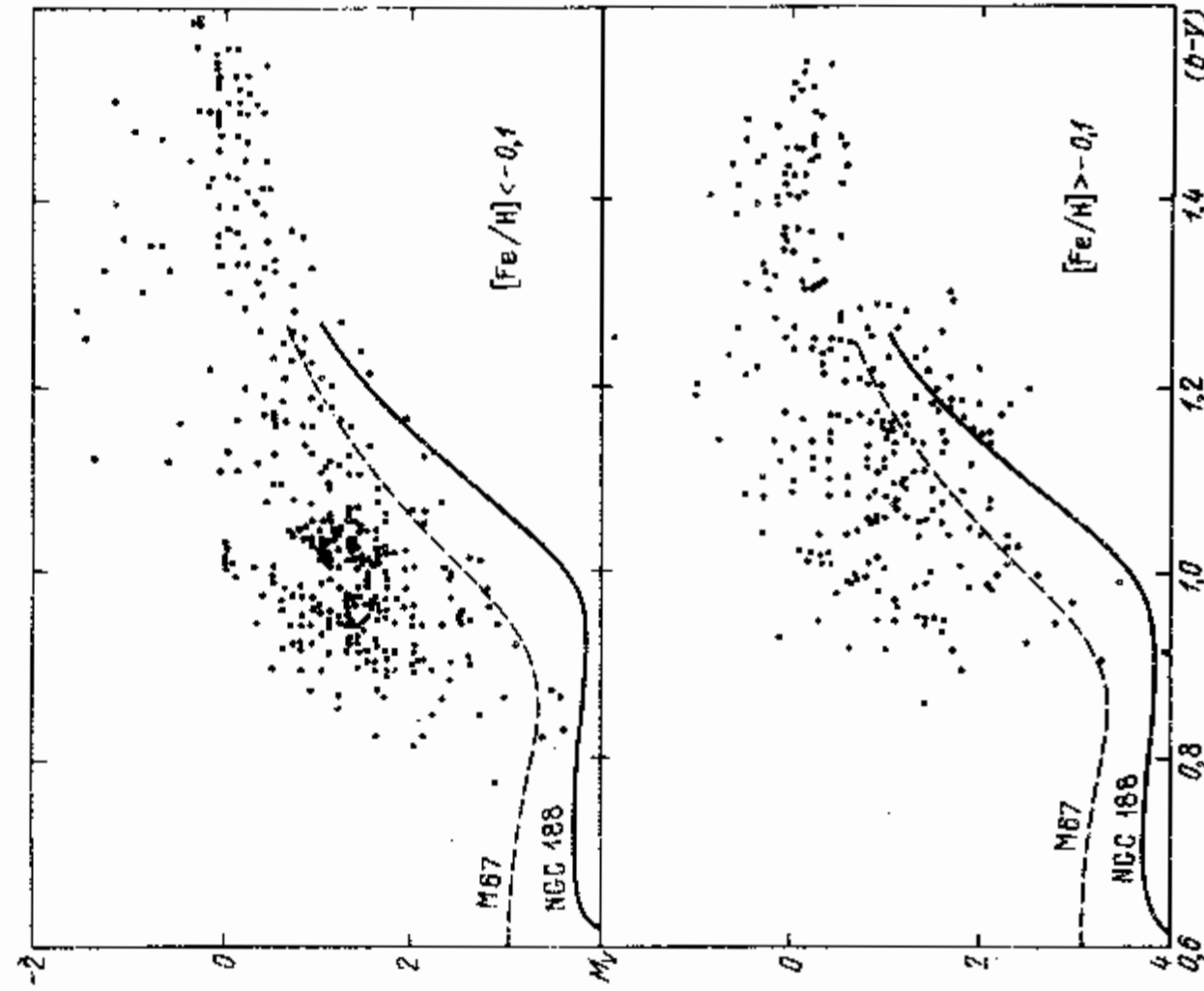


Рис. 47. Диаграмма цвет—светимость для малометаллических (вверху) и богатых металлами (внизу) гигантов диска (Марсаков, Сучков, 1983а).

тывается только влияние возраста на положение гигантов на диаграмме ГР, и не учитывается влияние химсостава. Эти два фактора действуют в "противоположные" стороны: дефицит металлов (ожидаемый у старых звезд) сдвигает ветвь гигантов на диаграмме ГР влево и вверх, а сам возраст — вправо и вниз. Поэтому если среди гигантов диска есть звезды с существенным дефицитом металлов, то даже при большем возрасте, чем у NGC 188, такие звезды могут лежать выше ветви этого скопления. Это обстоятельство не позволяет безоговорочно признать вывод Демарка, Мак-Клора и Тварога (см. Тварог, 1981). Таким образом, вопрос о прямом доказательстве разрыва в возрасте между гало и диском и о возрасте диска как таковом оказывается связанным с вопросом о химическом составе гигантов в разных участках диаграммы ГР и с вопросом о соотношении эффектов химсостава и возраста для гигантов на этой диаграмме. Рассмотрим эту проблему (Марсаков, Сучков, 1983а).

На рис. 47 изображена диаграмма ГР звезд G8 III — K5 III из каталога Хансена и Кьяргаарда (1971). Сплошная и штриховая линии относятся к рассеянным скоплениям NGC 188 и M67 соответственно (Эгген и Сэндидж, 1969). Рис. 47 выявляет интересную особенность: слева на диаграмме ГР доминируют малометаллические гиганты ($[Fe/H] < -0.1$), в середине больше металлических ($[Fe/H] > -0.1$), а справа число звезд обеих групп примерно одинаково. Это свойство в деталях иллюстрирует рис. 48. На нем отчетливо видно систематическое изменение средней металлическости с температурным показателем $B - V$, (здесь же дана зависимость дисперсии металлическости $\sigma_{[Fe/H]}$ от $B - V$). Сравнение с результатами для ближайших карликов диска показывает, что, судя по металлическости, слева в области гигантов находятся звезды преимущественно старого населения диска (средняя металлическость старого диска равна $\langle [Fe/H] \rangle \approx -0.25$), в середине больше металлических гигантов (средняя металлическость диска в целом равна $\langle [Fe/H] \rangle \approx -0.10$), справа доля старых, т.е. малометаллических звезд снова увеличивается. Этот вывод подтверждается величиной дисперсии металлическости. Она минимальна слева, $\sigma_{[Fe/H]} \approx 0.1$. Здесь ее почти полностью можно приписать наблюдательным ошибкам, что указывает на чрезвычайную химическую однородность более голубых гигантов.

Такая зависимость металлическости населения гигантов от температурного показателя (спектр или показатель цвета) обнаруживается целым рядом независимых выборок гигантов, и в ней не приходится сомневаться (см., например, Марсаков, Сучков, 1983а).

Интерпретация этой зависимости вовсе не тривиальна. Например, нельзя считать голубизну наименее металлической группы гигантов, G8 III, обязанной дефициту металлов, как это имеет место в случае различий цвета гигантов шаровых и рассеянных скоплений: требуемый для этого дефицит металлов оказывается во много раз больше наблюдаемого. Поэтому

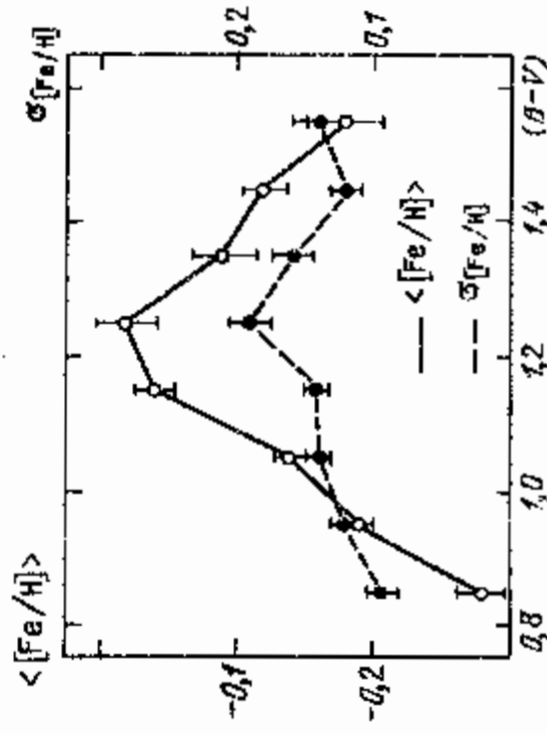


Рис. 48. Зависимость металлическости и дисперсии металлическости красных гигантов из каталога Хансена и Кьяргаарда (1971) от показателя цвета $B - V$ (Марсаков, Сучков, 1983а).

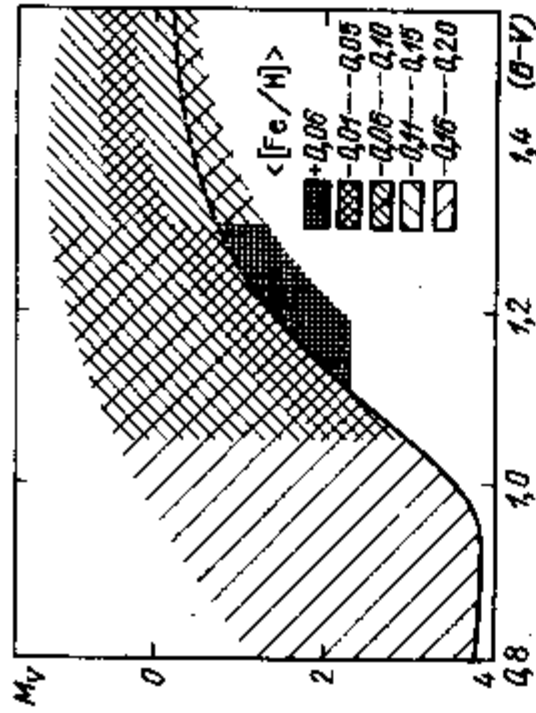


Рис. 49. "Химическая структура" диаграммы Герцшпрунга-Рессе в области красных гигантов (население диска) (Марсаков, Сучков, 1983а).

здесь требуется другое объяснение. Скорее всего дело в том, что более ранние гиганты принадлежат горизонтальной ветви (Кэзмон, 1970), т.е. старейшему населению диска.

На рис. 49 наряду с зависимостью металличности гигантов от температурного показателя отражена зависимость от светимости (сплошная линия на рис. 49 — последовательность скопления NGC 188). Здесь хорошо видна химическая однородность горячих гигантов ($0.80 < B - V < 1.05$) и сложная химическая структура диаграммы ГР в области холодных гигантов ($B - V > 1.05$).

Остановимся на связи между положением гигантов на диаграмме ГР и возрастными характеристиками звезд: кинематикой и химическим составом. Мы уже отметили, что по химическому составу звезды с $(B - V) < 1.05$ следует отнести к старому населению диска, и это согласуется с тем, что у этих малометаллических гигантов наибольшая дисперсия скоростей (см. таблицу 10, а также Каплан, Шацова, 1975; Йосс и др., 1981). У звезд с большей металличностью дисперсия скоростей, как и следует ожидать, меньше.

Но любопытное исключение представляет собой самая металличная группа ($[Fe/H] > +0.06$). Джейнс (1975) показал, что по пространственно-кинематическим характеристикам гиганты с наиболее сильными линиями циана (CN) относятся, скорее, к старому, чем к экстремально молодому населению: у них велика дисперсия скоростей и большой радиальный градиент пространственной плотности. Аналогичный результат получили Марсаков и Сучков (1978б) для звезд с определенными $[Fe/H]_{sp}$ из спектрального анализа, причем не только для гигантов, но и для карликов: у наиболее металлических звезд галактические орбиты оказываются более вытянутыми, как у старых звезд диска. Отсюда следует, что самые металлические гиганты поля, по-видимому, довольно старые. Этот вывод, несомненно, имеет отношение к проблеме старых "сверхметаллических" звезд, уже более десяти лет обсуждающейся в литературе.

В целом сейчас довольно уверенно вырисовывается тот факт, что каким-то образом среди старого населения диска оказалась группа объектов с аномально высоким для своего возраста содержанием металлов: "сверхметаллические" гиганты, наиболее металлические карлики, имеющие вытянутые орбиты, скопления типа NGC 188. Возможно, они родились ближе к центру Галактики (вытянутые орбиты!), где уже в начале формирования диска металличность была выше, чем в окрестностях окрестности (см. Йосс и др., 1981).

Рассматриваемая группа наиболее металлических гигантов лежит ниже ветви гигантов NGC 188. Она имеет наименьшую дисперсию металличности, $\sigma_{[Fe/H]} = 0.11$, что опять же указывает на высокую степень ее химической однородности. Сверху к ней примыкает группа, несколько выступающая по металличности, но имеющая наибольшую дисперсию, $\sigma_{[Fe/H]} = 0.16$. Это легко понять, если учесть, что вблизи ветви гигантов NGC 188 должны быть старые малометаллические звезды; в смеси со старыми "сверх-

металлическими" они и дали большую химическую неоднородность. (В остальных областях диаграммы ГР на рис. 49 $\sigma_{[Fe/H]} \approx 0.13$).

Обратимся теперь к вопросу о возрасте диска Галактики по данным о красных гигантах и субгигантах. Для нахождения этой характеристики надежнее всего использовать идею Вильсона (1976): надо определить возраст самых старых скоплений диска, и затем по отношению к нему возраст остальных скоплений и гигантов поля оценить, в каком отношении этот возраст находится к возрасту основной массы звезд, который наряду с возрастом определяет положение гигантов на диаграмме ГР.

На рис. 50 изображены теоретические изохроны Хейлсена (1980) для двух значений содержания тяжелых элементов: слева $Z = 0.020$, справа $Z = 0.004$. Здесь же приведены последовательности субгигантов двух старейших рассеянных скоплений: NGC 188 и M 67. Обычно возраст рассеянных скоплений определяют по ветви субгигантов и по точке поворота главной последовательности. Восходящая ветвь гигантов как правило не используется, так как пока что все существующие теоретические изохроны значительно расходятся с положением этой ветви. Кстати, это одна из причин, по которым не удается определить возраст отдельных гигантов вообще.

Скопления NGC 188 и M 67 имеют содержание тяжелых элементов близкое к солнечному, $Z = 0.02$. Например, согласно Хиршфельду и др. (1980), $[Fe/H]_{NGC 188} = -0.06$, $[Fe/H]_{M 67} = +0.01$. Поэтому рис. 50 позволяет сразу оценить возраст этих скоплений: $t_{NGC 188} \approx 8 \cdot 10^9$ лет, $t_{M 67} \approx 4 \cdot 10^9$ лет. Если ошибка в светимости ветви субгигантов составляет $\Delta M = \pm 0.2$, то соответствующая ошибка в возрасте равна $\Delta t_{NGC 188} = \pm 2 \cdot 10^9$ лет, $\Delta t_{M 67} = \pm 1 \cdot 10^9$ лет. На рис. 50 пунктиром приведена последовательность NGC 188 по Демарку и Мак-Клюру (1977). Для нее возраст по изохронам Хейлсена (1980) равен $t_{NGC 188} \approx 6.5 \cdot 10^9$ лет, что практически совпадает с собственными оценками Демарка и Мак-Клюра, полученными по изохронам Чиардулло и Демарка (1977).

Отметим, что различия в значениях длины перемещения l/H_p , обычно принимаемых в расчетах эволюционных треков и, соответственно, теоретических изохрон, слабо влияют на оценку возраста. Если взять $l/H_p =$

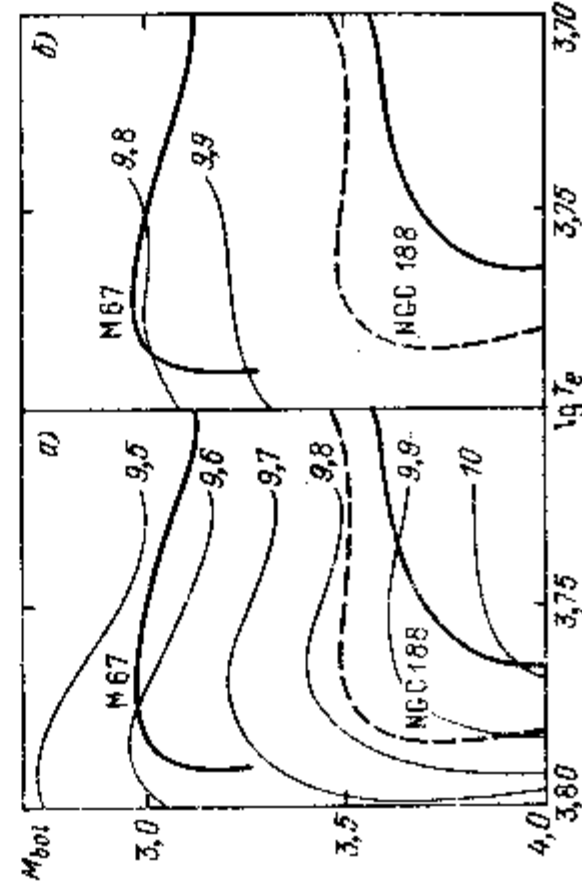


Рис. 50. Теоретические изохроны Хейлсена (1980) и последовательности субгигантов скопления NGC 188 и M 67 по Сэндиджу и Эггену (1969). Пунктир — скопление NGC 188 по Демарку и Мак-Клюру (1977). Химический состав, принятый для расчета изохрон: а) $X = 0.70$, $Z = 0.020$; б) $X = 0.70$, $Z = 0.004$. Возраст изохрон дан в единицах $lg t$ (лет).

$= 1,5$, вместо случая $I/H_p = 2,0$, к которому относится рис. 50, то возраст NGC 188 уменьшится на $1 \cdot 10^9$ лет (или на $0,5 \cdot 10^9$ лет для последовательности NGC 188 по Демарку и Мак-Клюру, 1977). Возраст M 67 изменится на значительно меньшую величину.

Чтобы связать найденный возраст скопления с возрастом диска, обратимся к восходящей ветви гигантов скопления NGC 188 и рассмотрим положение звезд поля относительно нее. Как уже говорилось, если бы все гиганты поля имели такую же металличность, как это скопление, то мы с уверенностью могли бы заключить, что звезды диска не старше, чем NGC 188, поскольку на диаграмме ГР они расположены слева сверху относительно ветви гигантов этого скопления (группа "сверхметаллических" звезд справа снизу от ветви NGC 188, судя по кинематике — см., например, Джейнс, 1975, — относится к звездам диска умеренного, а не экстремально большого возраста; правее этой ветви они оказались бы отчасти из-за большой металличности, отчасти — из-за неизбежных ошибок в определении светимости). Однако в этой же области диаграммы ГР могут быть не только более молодые, но и более старые, чем NGC 188, звезды, если только они беднее металлами. Какова же ситуация на самом деле?

Выше мы видели, что среди гигантов диска практически нет таких, у которых содержание металлов было бы меньше солнечного более чем в два — три раза, а $Z_{\text{NGC 188}} \approx Z_{\odot}$. Из эволюционных расчетов Свейгарта и Гросса (1978) следует, что при уменьшении Z в 2,5 раза изохрона звезд с массой $M \approx 1M_{\odot}$ в области восходящей ветви смещается на диаграмме $\lg L - \lg T_e$ по температурной шкале влево на величину, соответствующую уменьшению показателя цвета $B - V$ на $\Delta(B - V) \approx 0,08$ (точнее, на $\Delta(B - V) \approx 0,08$ смещается положение звезды данной массы, $M \approx 1M_{\odot}$, при уменьшении Z в 2,5 раза; при этом возраст изохроны уменьшается примерно в 1,3 раза, а изохрона с тем же возрастом будет находиться ближе к исходной, т.е. смещение изохроны будет $\Delta(B - V) < 0,08$). На "расстоянии" $\Delta(B - V) = 0,08 - 0,10$ от ветви NGC 188 на диаграмме ГР находятся ветвь скопления M 67 (см. рис. 47), так что малометаллические гиганты поля, которые старше NGC 188, могут находиться между этими ветвями, но не левее. Из того же рис. 47 видно, что собственно малометаллических гигантов, $[Fe/H] < -0,1$ (т.е. $Z < 1,25Z_{\odot}$), среди которых могли бы быть звезды старше NGC 188, между этими ветвями находится ничтожно мало. Отсюда следует, что возраст если не всех, то подавляющего большинства звезд диска не превышает возраста NGC 188. Добавим, что NGC 188, по-видимому, не самое старое скопление диска. По расчетам Джейнса и Демарка (1983), самое старое скопление — это NGC 2243 ($t \approx 8 \cdot 10^9$ лет), оно старше NGC 188 по этим же расчетам на $2 \cdot 10^9$ лет (но моложе самого молодого шарового скопления NGC 6752 на $6 \cdot 10^9$ лет!). Поэтому естественно допустить существование звезд и с возрастом NGC 2243; но даже таких звезд, как показано выше, должно быть крайне мало.

Приведенные соображения и оценки основаны только на том, что существуют расчеты эволюционных треков для звезд в области красных гигантов дают достаточно правильные величины вариаций температуры и светимости звезд в зависимости от их химического состава, возраста и массы (абсолютные значения светимости и температуры, которые, как было сказано, пока что неудовлетворительны, при анализе вопроса о возрасте диска не использовались). В результате, с точностью до этого замечания, вывод о том, что возраст диска не больше возраста скопления NGC 188 (или, по крайней мере, NGC 2243) и равен $6 - 8 \cdot 10^9$ лет, в настоящее время достаточно обоснован.

По характеристикам распределений металличности G-карликов разных возрастных групп Пэйджел и Патчет (1975) сделали вывод, что содержание металлов в диске Галактики увеличилось за время его жизни приблизительно на два раза. Однако Мак-Клюр и Тинсли (1976) обратили внимание на то, что чаще всего возраст и содержание тяжелых элементов определяются не независимо, а по одним и тем же фотометрическим данным (см. также § 1). Вследствие этого ряд эффектов селекции и систематических ошибок может давать ложную зависимость между возрастом и химическим составом, так что, согласно этим авторам, вопрос об изменении содержания металлов в диске с наблюдательной точки зрения полностью открыт.

И все же вывод об увеличении металличности в полтора-два раза за время жизни диска следует признать, скорее всего, правильным. Чтобы избавиться от указанной выше трудности с определениями возраста и химического состава, Марсаков и Сучков (1978б), использовали спектроскопические определения металличности $[Fe/H]_{\text{Sp}}$ и совершенно независимые от них величины эксцентриситета орбит тех же звезд e в качестве индикатора возраста. Оказалось, что с ростом e в среднем уменьшается $[Fe/H]_{\text{Sp}}$ (рис. 51). Поскольку величина e у старых звезд больше, их металличность оказывается действительно меньшей, чем металличность молодых звезд диска. Об этом же свидетельствуют аналогичные корреляции между $[Fe/H]_{\text{Sp}}$ и кинематическими параметрами звезд: как отмечалось в § 7, у звезд F, G, K с большей дисперсией скоростей металличность всегда оказывается меньшей. Наконец, непосредственный учет эффектов селекции, влияющих на результаты определения зависимости возраст — металличность, показал, что такая зависимость все же существует, и металличность за последние $8 \cdot 10^9$ лет увеличилась не менее чем в два раза, от $[Fe/H] \approx -0,2$ до $[Fe/H] \approx +0,1$ (Тварог, 1980а).

Рассмотренное выше разделение звезд диска по металличности на две группы также можно интерпретировать как свидетельство о его химической эволюции. Марсаков и Сучков (1978а, б) предположили, что эти группы являются одновременно и возрастными, так что малометаллическая — это старое население диска, а богатая металлами — молодых. В пользу этого говорит, в частности, тот факт, что различие в общем содержа-

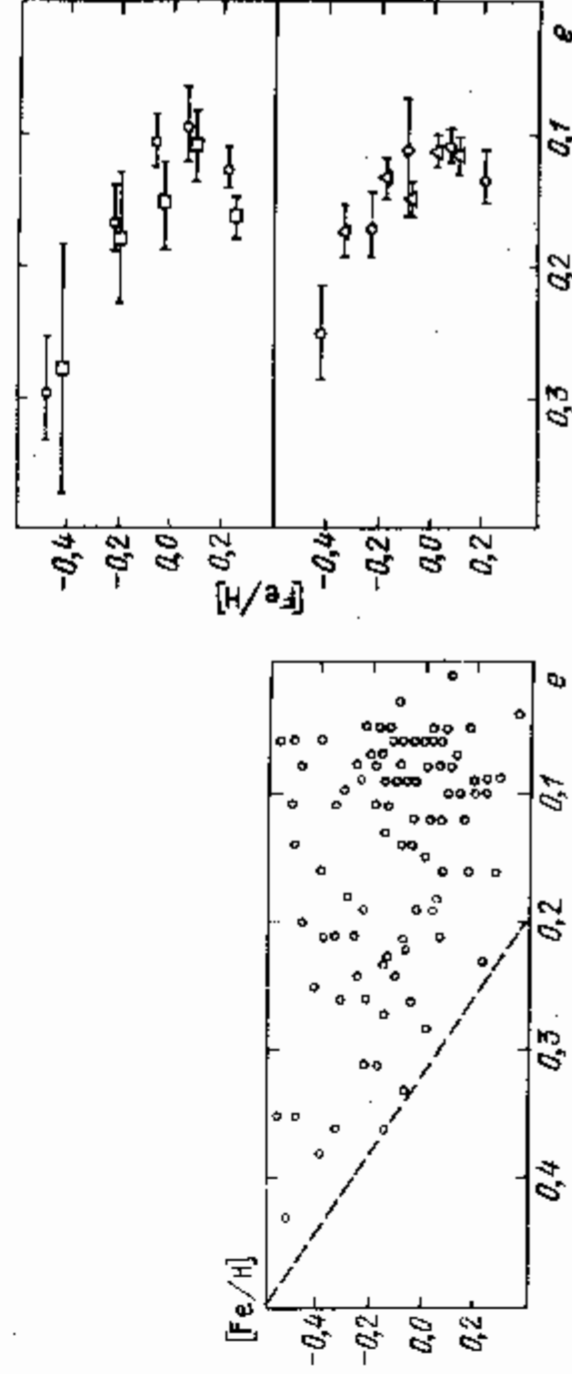


Рис. 51. Связь между эксцентриситетами орбит и содержанием железа у карликов F и G со спектроскопическими определениями величины $[Fe/H]$ (слева). Связь между металличностью и эксцентриситетом орбит для карликов (вверху) и гигантов (внизу) диска (справа) (Марсаков и Сучков, 1978 б).

нии тяжелых элементов этих групп составляет приблизительно два раза — т.е. такое же как между наиболее старыми и наиболее молодыми возрастными группами Пейджела и Патчета (1975).

Дискретность распределения металличности звезд диска тогда дает основание предполагать, что процесс обогащения в нем не был монотонным, а имел два резко выраженных пика. Первая вспышка обогащения дала элементы, наблюдаемые сейчас в старом населении диска: $-0,5 < [Fe/H] < -0,1$. Вторая довела содержание элементов по-прежнему до современного уровня, $[Fe/H] = 0,1 - 0,2$, после чего оно если и изменилось, то совершенно незначительно (Марсаков и Сучков, 1980).

Первую вспышку обогащения следует связать, по-видимому, со звездами населения гало. Она сопровождалась подавлением звездообразования на время $5 - 10 \cdot 10^9$ лет, и привела к разрыву в возрастах и пространственно-кинематических характеристиках между населением гало и диска. Этот вопрос подробно рассмотрен в §§ 4, 5. Второй всплеск обогащения обусловлен уже звездами диска, и с большей вероятностью он также сопровождался подавлением звездообразования. В таком случае можно ожидать, что диск, в свою очередь, состоит из двух подсистем, разделенных не только скачком возраста, но и скачком пространственно-кинематических и химических характеристик. И действительно, вертикальное (т.е. по z -координате) распределение плотности и его связь с химическим составом у звезд $dF - dK$, красных гигантов и планетарных туманностей обнаруживает такие скачки, подтверждающая рассмотренную картину формирования диска. В § 6 было показано, что логарифмический градиент звездной плотности испытывает резкое изменение (скачок) в окрестности $z = 400 - 500$ пк, которое указывает на существование двух подсистем с полутолщиной $z_{max} = 400 - 500$ пк и $z_{max} = 700 - 900$ пк. Эти же характерные величины выделил Эгген (1970), обнаружив, что карлики F5 — K5 с металличностью $[Fe/H] \geq 0$ практически не встречаются в области $z > 450$ пк, а с металличностью $[Fe/H] > -0,5$ — в области $z > 800$ пк (рис. 21). С этим согласуется зависимость металличности красных гигантов от высоты над плоскостью Галактики; если в области $z < 400$ пк она близка к средней металличности диска, $\langle [Fe/H] \rangle \approx -0,1$, то при $z > 400$ пк, она совпадает со средней металличностью старого населения диска, $\langle [Fe/H] \rangle \approx -0,25$. Характерное значение $z_{max} = 400$ пк выделяет также химический состав планетарных туманностей (данные о зависимости He/H , N/H , O/H от z). В итоге складывается впечатление, что в окрестности Солнца звезды с металличностью $[Fe/H] \approx +0,1$ образуют подсистему полутолщиной $z_{max} \approx 400$ пк; звезды же с малым содержанием металлов, $[Fe/H] \approx -0,25$, образуют подсистему с $z_{max} \approx 800$ пк.

Таким образом, данные о химическом составе и пространственном (по z -координате) распределении звезд главной последовательности, красных гигантов, планетарных туманностей приводят к выводу, что в окрестности Солнца диск разделяется скачками ряда эволюционных характеристик на две подсистемы, различающиеся приблизительно в два раза толщиной z_{max} и обилием тяжелых элементов $Z(\Delta [Fe/H] = 0,3 - 0,4)$.

Каким же образом возникла такая дискретная структура диска (дискретная в том смысле, что населения с промежуточными характеристиками чрезвычайно малы численны)? Можно дать естественное объяснение ее происхождения, если иметь в виду, что в процессе эволюции диска происходит, во-первых, обогащение тяжелыми элементами, во-вторых, уплотнение газового слоя, в котором рождаются звезды. Выделенность двух под-

систем заставляет тогда считать, что процесс звездообразования в диске Галактики разделялся на две стадии. Вначале образовалось старое население, с содержанием металлов $[Fe/H] \approx -0,25$; оно дало подсистему с полутолщиной $z_{max} \approx 800$ пк. Затем звездообразование должно было сильно замедлиться на время, в течение которого газовый диск вдвое уменьшил свою толщину. После этой стадии образовалось молодое население с металличностью $[Fe/H] \approx +0,1$, которое дало подсистему с полутолщиной $z_{max} \approx 400$ пк. В § 12 мы рассмотрим возможные причины такой цикличности звездообразования.

Крайне интересно, что в этой картине вторая стадия интенсивного звездообразования началась после того, как объемная плотность газа достигла примерно такого же значения, что и в начале периода рождения первого поколения звезд диска. Это следует из того, что количество старых $\langle [Fe/H] \rangle = -0,25$ и молодых $\langle [Fe/H] \rangle = +0,1$ звезд приблизительно одинаково, а толщина второй подсистемы в два раза меньше. Первая стадия звездообразования исчерпала около половины массы газа, следовательно плотность упала в два раза. Очевидно, что прежнего значения плотности достигла, когда толщина слоя газа уменьшилась в два раза. Такая связь между количеством старых и молодых звезд диска и толщиной образующих ими подсистем говорит в пользу предположения, что эффективное звездообразование в диске начинается только тогда, когда плотность превысит некоторое критическое значение. В окрестности Солнца это значение можно получить, зная толщину подсистем и массу звезд в подсистемах.

Обратимся теперь к вопросу о разрыве возраста между подсистемами диска; такой разрыв должен существовать, если образование этих подсистем связано с активной фазой эволюции и подавлением звездообразования. Среди атмосферных параметров непрозрацирующих звезд известна одна величина, которая систематически меняется с возрастом. Это — поток эмиссии в линиях H и K кальция. По мере старения звезды величина потока уменьшается, так что молодые звезды имеют яркие линии, а старые — слабые. Эта величина зависит также от массы — у менее массивных звезд она больше, т.е. H- и K-эмиссия больше у звезд поздних спектральных классов. Имея в виду эти свойства, о возрастном строении звездного населения диска можно судить по диаграмме поток H- и K-эмиссии — спектральный класс или, например, показатель цвета ($B - V$).

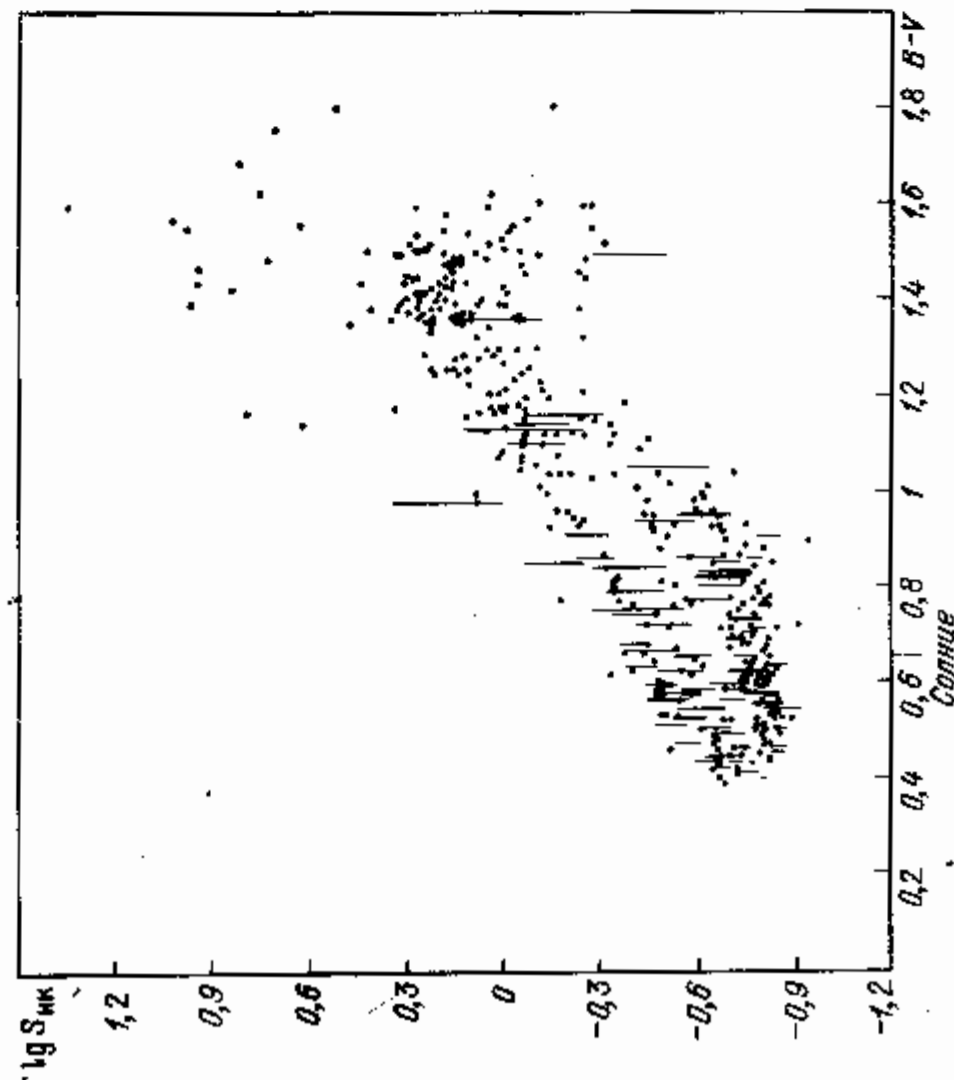
Такая диаграмма изображена для ~ 400 карликов F — M окрестной окрестности на рис. 52. Неожиданной особенностью диаграммы оказалось то, что общий тренд — увеличение потока в сторону красных карликов — разделился на две примерно параллельные ветви (Воган и Престон, 1980; Вильсон и др., 1981). Каждое вертикальное сечение на рассматриваемой диаграмме выделяет звезды одинаковой массы, но разного возраста — верху находятся молодые, внизу — старые звезды. Поэтому пробел между двумя полосами на рис. 52 можно интерпретировать как отсутствие звезд с возрастом, промежуточным между возрастом старого населения диска (нижняя полоса) и молодого (верхняя полоса). Тогда это означает, что в истории диска был период, когда звездообразование было подавлено (Воган и Престон, 1980; Вильсон и др., 1981).

Пока такая интерпретация не является однозначной, поскольку еще недостаточно известно о механизмах хромосферной активности звезд, с которой связана эмиссия линий H и K. Но другие интерпретации вынуждены привлекать гипотезы ad hoc (например, гипотезу о том, что при некотором возрасте хромосферная активность звезд меняется скачком, Воган и Престон, 1980). Если же иметь в виду, что сейчас существуют

концептуальные основания предполагать разрыв в возрастах населений диска, то интерпретация рис. 52 в терминах возраста не должна рассматриваться как заведомо невероятная.

Барри и др. (1981) обнаружили аналогичное разделение на две группы по интенсивности линий H и K у звезд старого рассеянного скопления M 67. Проанализировав возможные причины этого эффекта, они также пришли к выводу, что он скорее всего связан с разрывом возраста. По-видимому, скопление M 67 образовалось в результате двух вспышек звездообразования, первая из которых была $5 \cdot 10^9$ лет назад, вторая — $3 \cdot 10^9$ лет (Барри и др., 1981).

Сопоставляя границы двух групп звезд поля на диаграмме поток H-и K-эмиссии — показатель цвета с положением рассеянных скоплений разного возраста, Барри и др. (1981) заключили, что пробел между группами соответствует дефициту звезд с возрастными от $1 \cdot 10^9$ лет до нескольких 10^9 лет. По результатам их собственной калибровки H-и K-поток — возраст, верхняя граница пробела возраста близка к $(2-3) \cdot 10^9$ лет.



F0	F5	G0	G5	K0	K5	M0	M5	
Спектральный класс								
7200	6000	4700	4000	3300	2600	T_e, K		
1,33	1,20	1,05	0,93	0,81	0,69	0,48	0,22	R^*/R_0

Рис. 52. Связь между потоком эмиссии в линиях H и K кальция и показателем цвета B-V для карликов F-M окосолнечной окрестности. Внизу приведены также соответствующие шкалы других характеристик этих звезд: спектр, эффективная температура, радиус. Вертикальные черточки показывают величину размаха переменной потока эмиссии в линиях H и K для отдельных звезд (Билльсон и др., 1981).

Таблица 16. Характеристики подсистем диска Галактики (на расстоянии $R \sim 10$ кпк от центра)

Подсистема	Возраст t , лет	Металличность [Fe/H]	Полнотолщина	
			$ Z _{\max}$, пк	$\langle Z \rangle$, пк
"Старый" диск	$(5-8) \cdot 10^9$	-0,25	700-900	400
"Плоская"	$(1-3) \cdot 10^9$	+0,1	400-500	200

Таким образом, по-видимому, именно в это время в диске произошла задержка звездообразования, длившаяся $(1-3) \cdot 10^9$ лет.

Обратим теперь внимание на то, что приведенные выше результаты относятся к окосолнечной окрестности, и нет гарантии в том, что рассмотренное распределение звезд по содержанию тяжелых элементов, вертикальная структура диска и корреляция между химическим составом и высотой над плоскостью Галактики типично для большей части диска, а не связано с некоей выделенностью окосолнечной окрестности. Однако последнее представляется маловероятным, если учесть, что согласуется друг с другом результаты показывают разные типы объектов, имеющие к тому же очень широкий диапазон возрастов. Поэтому есть основания считать, что указанные результаты действительно отражают структуру и эволюцию значительной части диска Галактики. Это, разумеется, не исключает того, что конкретные значения характерных значений металличности и толщины подсистем диска зависят от галактоцентрического расстояния R .

Итак, в диске Галактики отчетливо выделяются две подсистемы, между которыми с большой вероятностью существует разрыв в возрасте и в химическом составе, и старшая по возрасту подсистема (назовем ее "старый диск") примерно в два раза толще молодой ("плоская подсистема"). Параметры подсистем приведены в таблице 16.

8. Радиальный градиент содержания тяжелых элементов

Увеличение обилия различных элементов к центру галактики сейчас можно считать хорошо установленным фактом — как для нашей звездной системы, так и для многих других. Он является одним из основных тестов для теорий образования и эволюции галактик, и это объясняет повышенный интерес к нему по сравнению с другими свойствами химсостава галактик.

Однако интерпретация этого явления оказалась чрезвычайно непростой. Многочисленные результаты разных авторов по градиенту химического состава часто не согласуются между собой и даже противоречат друг другу, при этом сами наблюдательные факты допускают неоднозначную трактовку, так что природа этого явления вряд ли может считаться до конца понятной.

Впервые градиент химического состава был обнаружен в других галактиках. Сирл (1972) пришел к выводу, что зависимость относительных интенсивностей линий элементов в спектрах зон HII от расстояния до центра галактики, обнаруженная у многих спиральных галактик, указывает на систематическое изменение обилия элементов в этих системах вдоль их радиуса. Позже аналогичная особенность зон HII была найдена в нашей Галактике.

Другой круг наблюдений, указывающий на изменение химсостава с расстоянием от центра галактики — это радиальные градиенты цвета (например, Тифт, 1961; Вокулер, 1961). В интегральных спектрах галактик отчетливо прослеживается усиление линий CN , Mg , Na к центру, и на основании такого рода данных был сделан вывод об избытке (по отношению к Солнцу) содержания тяжелых элементов в центральных областях ярких галактик (например, Фабер, 1973; 1977).

Сейчас можно выделить несколько вопросов, связанных с градиентом химсостава. Какова связь между градиентом обилия железа (металлов) и градиентами CNO и других промежуточных элементов? Какова связь между градиентами, наблюдаемыми у объектов одной возрастной группы и у смеси разных возрастных групп? Какова связь между градиентом химсостава в галактике и содержанием элементов в ее центре? Рассмотрим, почему на сегодняшний день эти вопросы, а вместе с ними и все явления градиента, представляют проблему.

В Галактике следует различать градиенты, определенные по объектам одной возрастной группы и по смеси возрастных групп. К первым относятся данные о заведомо молодых объектах: зонах HII и сверхгигантах. В зонах HII определяются только промежуточные элементы (N , O , S , Ar , Ne и т.д.), а также гелий. В сверхгигантах — содержание железа $[\text{Fe}/\text{H}]$.

Ряд работ по зонам HII свидетельствуют о том, что наибольший градиент наблюдается у азота, а у кислорода и других элементов он значительно меньше. Например, Пеймберт и др. (1978) нашли $d[\text{O}/\text{H}]/dR = -0,13 \text{ клк}^{-1}$, а $d[\text{N}/\text{H}]/dR = -0,23 \text{ клк}^{-1}$. Согласно Таленту и Дюфуру (1979), $d[\text{O}/\text{H}]/dR = -0,59 \text{ клк}^{-1}$, $d[\text{N}/\text{H}]/dR = -0,83 \text{ клк}^{-1}$. Удивительно, что при этом градиенты внутри спиральных рукавов намного больше: например, в рукаве Стрельца они равны $-0,24 \text{ клк}^{-1}$ и $-0,18 \text{ клк}^{-1}$ соответственно для кислорода и азота. Интересно также, что для серы градиент почти отсутствует. Зоны HII обнаруживают градиент содержания не только промежуточных элементов, но и гелия (например, Тум и др., 1980).

Однако следует иметь в виду, что получаемые по зонам HII выводы о градиенте различных элементов во многих отношениях уязвимы для критики. Допита и др. (1980) привели большой список проблем, указывающих на неоднозначность интерпретации пространственных вариаций спектров зон HII исключительно в терминах градиента химсостава. Правда, их собственные результаты, полученные независимо по остаткам сверхновых в галактике $\text{M}33$, согласуются с результатами по зонам HII . Но ряд пока нерешенных противоречий между выводами о градиенте по зонам HII и другими данными о химсоставе Галактики не позволяют забывать об этих трудностях.

Большое значение градиента содержания железа нашел Лак (1982) по сверхгигантам: $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR = -0,13 \text{ клк}^{-1}$. Это совпадает с величиной $d[\text{O}/\text{H}]/dR$ по Пеймберту и др. (1978), но плохо согласуется с другими данными по химсоставу Галактики. Указанные значения в два — три раза больше, чем градиент, обнаруживаемый звездами главной последовательности. Металличность сверхгигантов в окрестности Солнца оказывается совпадающей с металличностью богатой металлами группы звезд главной последовательности: $[\text{Fe}/\text{H}]_{R=R_0} = +0,1$. Поэтому уже на расстоянии $R = 5 \text{ клк}$ содержание железа в молодых объектах при таком градиенте должно быть в 5 — 6 раз больше солнечного, что маловероятно. Если же такая скорость изменения обилия металлов сохраняется вплоть до ее центральных областей, то там содержание железа должно быть в 15 раз больше солнечного, — а это заведомо не так.

Наряду с зонами HII и сверхгигантами, к молодым объектам, имеющим практически одинаковый возраст, относятся классические цефеиды. Для 102 цефеид Харрис (1981) определил фотометрические обилия металлов, и нашел градиент металличности: $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR = -0,07 \text{ клк}^{-1}$. Содержание тяжелых элементов меняется приблизительно линейно от $+0,3$ — $+0,5$ вблизи $R = 5 \text{ клк}$ до $-0,5$ вблизи $R = 15 \text{ клк}$, причем одинаковым образом для железа и CN -элементов. В то же время дисперсия содержания на каждом данном расстоянии крайне мала и близка к наблюдательным неопределенностям. Внимательное рассмотрение данных Харриса показывает, что вся величина градиента обусловлена тем, что в области $R \geq 12 \text{ клк}$ нет звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] > 0$, а в области $R < 12 \text{ клк}$ у цефеид наблюдаются все значения металличности, характерные для диска. Это также малопонятное явление, которое не согласуется ни с результатами по зонам HII , ни с результатами по сверхгигантам.

Таким образом, многие наиболее молодые объекты Галактики обнаруживают отрицательный градиент обилия элементов. При этом величина градиента и его характер у разных объектов или по данным разных авторов об одних и тех же объектах сильно различаются, часто противоречат друг другу. Если добавить сюда, что в целом это явление не согласуется с рядом фактов, указывающих на нормальное (не повышенное) содержание элементов в центре Галактики (см. § 10), то следует признать, что интерпретация всех исходных данных о химсоставе рассматриваемых объектов нуждается в дополнительном критическом анализе.

Совершенно иной смысл, по-видимому, имеет градиент содержания тяжелых элементов, получаемый по ближайшим звездам окрестностей окрестности. Они отличаются от зон HII и сверхгигантов в двух отношениях. Во-первых, для них чаще всего используются не наблюдаемые расстояния, а получаемые из кинематических данных характерные орбитальные расстояния: апогалактическое R_a или среднее между апогалактическим и перигалактическим $R_m = (R_a + R_p)/2$. Во-вторых, эти звезды представляют собой смесь разных возрастных групп, которые при современном состоянии проблемы определения возрастов очень трудно разделить, не внося существенных для рассматриваемого вопроса систематических ошибок.

Поскольку кинематика, а тем самым апо- и перигалактические расстояния этих звезд зависят от возраста, то эффекты пространственных вариаций содержания элементов очень трудно отделить от эволюционных эффектов изменения химсостава в диске Галактики. В результате, из-за существования связи между возрастом, химсоставом, кинематикой и элементами орбит определения градиента обилия элементов могут дать ненулевое значение, если даже каждое отдельное поколение звезд имеет одинаковое обилие на всех расстояниях от центра Галактики.

Например, часто считают, что звезды рождаются вблизи своего апогалактия R_a , поэтому химсостав звезд отражает химсостав диска Галактики на расстоянии $R = R_a$, а величина $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR_a$ — градиент металличности в диске. Но если в выборке ближайших звезд представлены все возрасты, то апогалактические расстояния у старых звезд будут систематически больше из-за большего среднего эксцентриситета их орбит; а поскольку старые звезды в среднем беднее металлами, вся выборка в целом приведет к отрицательному значению величины $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR_a$.

В отличие от наиболее близких звезд, для красных гигантов и планетарных туманностей можно использовать их физические расстояния, так как они видны в достаточно большом объеме пространства, позволяющем заметить градиент обилия элементов. По сравнению с ближайшими звездами

это дает значительные преимущества, но и в этом случае различия в возрастных объектов затрудняют разделение пространственных и эволюционных изменений обилия. Так, если относительная доля молодых, и потому более богатых тяжелыми элементами звезд увеличивается к центру Галактики и падает к периферии (а в окрестности Солнца это, по-видимому, так и есть), то среднее содержание элементов также будет расти к центру, даже если каждая возрастная группа имеет нулевой градиент обилия. Этот же эффект будет давать вклад в величину градиента в рассмотренном выше примере определения $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR_a$ по ближайшим звездам.

Майор (1976) определил градиент металличности по большой выборке F-звезд с металличностью $[\text{Fe}/\text{H}]$ из *uvby*-фотометрии. Используя в качестве постоянной величину $R_m = (R_a + R_p)/2$, он нашел $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR_m \approx -0.05$ клк⁻¹. Кроме того, он сделал попытку выделить эволюционные эффекты пространственных вариаций обилия элементов. Приняв в качестве индикатора возраста среднее значение эксцентриситета орбит, он нашел, что градиент у более "молодых" звезд больше чем у старых. Однако этот вывод не бесспорен. Дело в том, что для данной задачи средний эксцентриситет нельзя выбирать в качестве возрастной переменной. Среди звезд с малыми e есть как молодые, так и старые, и этому соответствует весь диапазон характерных для диска значений металличности, (см. рис. 51). Разброс же значений R_a и R_p , следовательно R_m , у них ничтожен: $R_m \approx R_0$. Звезды с большими e в подавляющем большинстве — старые, поэтому среди них почти нет богатых металами. А диапазон изменений величин R_m у них большой. Естественно, что из-за большого разброса величины $[\text{Fe}/\text{H}]$ и меньшего разброса в R_m в области малых значений e , т.е. у "молодых" звезд, градиент $\Delta[\text{Fe}/\text{H}]/\Delta R_m$ будет велик.

Этот пример еще раз иллюстрирует сложность интерпретации явления градиента. В данном случае весь градиент металличности обязан различию химсостава звезд разного возраста, а градиент у звезд одинакового возраста, если даже он и существует, полностью теряется в этом эволюционном эффекте.

Характер зависимости $[\text{Fe}/\text{H}]$ от R_a или R_m согласуется с предположением о разделении звезд диска по металличности на две возрастные группы (Марсаков и Сучков, 1982). На рис. 53а приведена зависимость $[\text{Fe}/\text{H}] - R_a$ для звезд с определенными металличностями из детального анализа. Звезды с большим R_a должны принадлежать преимущественно старому населению диска, поэтому для них следует ожидать величину металличности, близкую к средней металличности группы с малым содержанием тяжелых элементов, $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -0.25$. В то же время среди объектов с малым R_a , т.е. $R_a \approx R_0$, одинаково много звезд обеих групп, поэтому у них должна быть ме-

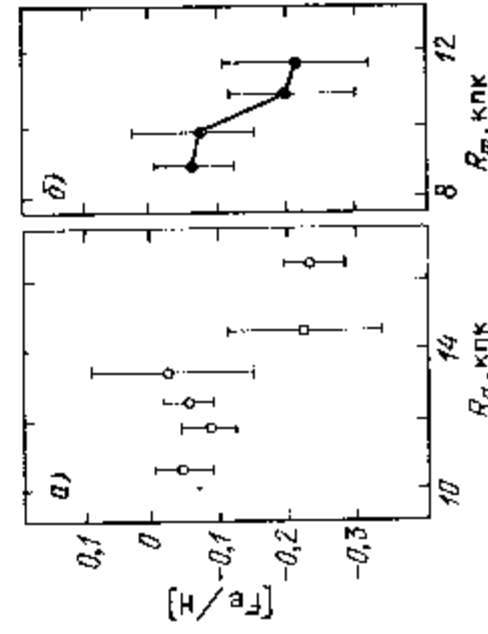


Рис. 53. а) Связь между металличностью и апогалактическим расстоянием у карликов F, G, K окрестностей Солнца (Марсаков и Сучков, 1982). б) Связь между металличностью и средним орбитальным расстоянием у F-звезд (Майор, 1976). Видно разделение точек на диаграмме на две группы, между которыми существует скачок в окрестности $R_a = 14$ клк и $R_m = 10$ клк, приводящий к градиенту металличности.

талличность, близкая к среднему значению для обеих групп диска, $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -0.10$. И это действительно обнаруживается достаточно отчетливо на рис. 53а: две подгруппы звезд с $R_a > 14$ клк имеют такое же среднее содержание тяжелых элементов, как у звезд малометалличного населения диска, а все четыре подгруппы звезд с $R_a < 14$ клк имеют также примерно одинаковую металличность, но уже совпадающую со средней металличностью всего населения диска. Именно этот эффект, являющийся чисто эволюционным, и обуславливает в данном случае всю величину градиента металличности. То же самое ясно показывают результаты Майора (1976). На рис. 53б точки на диаграмме делятся на две группы, две верхних и две нижних, с почти одинаковой металличностью у каждой группы и скачком между ними; этот скачок дает практически весь градиент.

Такая интерпретация явления градиента металличности согласуется с нормальным (солнечным) содержанием тяжелых элементов в центре Галактики (см. § 10). Напомним, что в пользу аналогичной интерпретации свидетельствуют свойства градиента металличности и в гало Галактики (§ 4). Джейнс (1979) определил градиент металличности в диске по красным гигантам и рассеянными скоплениям, используя их фотометрические расстояния и металличности: $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR = -0.05$ клк⁻¹, причем внутри солнечного круга, $R \leq R_0$, градиент отсутствует. Однако гиганты с определенными $[\text{Fe}/\text{H}]$ из детального анализа градиента вообще не обнаруживаются (Марсаков и Сучков, 1982). Причины такого расхождения пока не ясны. Возможно, величина $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR$ для красных гигантов, определяемая индексом δ CN, отражает рост содержания азота к центру, а не изменение общего содержания тяжелых элементов; возможно, она имеет такую же природу, как явление сверхметаллических звезд (см. Фабер, 1977; Притчет и Кэмпбелл, 1980) и т.д.

§ 9. Межзвездная среда (МЗС)

Межзвездное пространство в Галактике заполнено разреженной газопылевой средой, концентрирующейся к плоскости диска. Важнейшие результаты о межзвездном газе были получены в исследованиях радиоизлучения нейтрального водорода на волне 21 см. Были обнаружены облака нейтрального водорода HI, установлено их движение, определена их температура, плотность. Изучение кинематики и пространственного распределения облаков HI дало возможность определить кривую вращения Галактики, привело к открытию крупномасштабной спиральной структуры.

В последние 10—15 лет фронт исследований МЗС стал почти всеобщим, и межзвездный газ в различных его проявлениях сейчас обнаруживается и изучается не только методами радиоастрономии, но и ультрафиолетовой, рентгеновской, гамма-астрономии.

В рентгеновском диапазоне излучает наиболее горячая компонента межзвездного газа, нагретая до температуры $\sim 10^6$ К. Это корональный газ, обнаружение которого является важным открытием рентгеновской астрономии. В гамма-диапазоне межзвездный газ проявляется при взаимодействии космических лучей высоких энергий с нейтральным водородом. Столкновения релятивистских протонов с ядрами атома водорода приводят к образованию π^0 -мезонов, распад которых в конечном итоге дает гамма-кванты. Они и детектируются в виде диффузного гамма-излучения, интенсивность которого пропорциональна количеству межзвездного газа в данном направлении. Исследование зависимости интенсивности диффузного гамма-излучения от галактической долготы дало возможность проследить спиральную структуру Галактики глубоко к ее центру, позволило "уви-

дет" по крайней мере три газовые спиральные ветви во внутренней области Галактики и получить независимые ограничения на количество и распределение водорода в этой области.

Параллельно с новыми методами изучения МЗС, быстро прогрессировала и радиоастрономия. Важнейшие открытия связаны с исследованием радиоизлучения окиси углерода CO на волне 2,6 мм; в первую очередь к ним надо отнести обнаружение большого количества молекулярного водорода, сосредоточенного в гигантских молекулярных облаках. В непрерывном спектре большое значение имеют исследования синхротронного радиоизлучения релятивистских электронов в магнитных полях, "замороженных" в межзвездный газ. Так же как исследования в гамма-диапазоне, они дали важные результаты о спиральной структуре и о крупномасштабном распределении газа в Галактике.

Вопросы физики межзвездной среды подробно изложены в монографиях Каплана и Пикельнера (1963, 1979), Горбачко (1977). Ниже в этом параграфе мы кратко рассмотрим свойства компонента МЗС, ее многофазную структуру, а также тепловые процессы, происходящие в ней. Крупномасштабная структура и динамические процессы, связанные со спиральными волнами плотности, будут обсуждаться отдельно в § 5 20 и 21.

1. Структура межзвездной среды

Межзвездная среда состоит из нескольких резко отличающихся друг от друга компонент: диффузные облака нейтрального водорода HI, межоблачный газ HII, корональный газ, молекулярные облака. Последние довольно отчетливо разделяются, в основном, по массе и размерам на несколько типов: темные облака и глобулы с небольшими массами; массивные молекулярные облака, содержащие O-звезды; гигантские молекулярные облака. Иногда выделяют еще несколько составляющих МЗС (см., например, Солпитер, 1979; Тернер, 1979), в том числе зоны HII вокруг OВ-звезд.

Эти компоненты МЗС различаются плотностью n , температурой T , степенью ионизации x , массой M и долей занимаемого ими объема (фактор заполнения f). По давлению они довольно отчетливо делятся на две группы: корональный и межоблачный газ, а также диффузные облака имеют низкое давление, а различные молекулярные компоненты — высокое.

1) Диффузные облака HI обычно связываются с холодной фазой "стандартной" двухфазной модели МЗС (см. ниже). "Стандартные" облака HI, на долю которых приходится примерно половина всей массы атомарного водорода, имеют плотность $n \sim 40 \text{ см}^{-3}$, температуру $T \sim 70 \text{ K}$; "размазанная" по объему диска Галактики средняя плотность равна $\bar{n} \sim 0,2 \text{ см}^{-3}$, фактор заполнения $f = 0,005$. Статистический анализ селективного поглощения света в МЗС выделяет по размерам две группы облаков: с диаметром $\sim 70 \text{ пк}$ и $\sim 10 \text{ пк}$ (Спитцер 1978), причем последние оказываются приблизительно в 8 раз более многочисленными. Наблюдения диффузных облаков обнаруживают вариации плотности на луче зрения от $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ до $2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$, причем плотность облаков обратно коррелирует с температурой: $\lg N = a - b \cdot \lg T$ ($N = M_{\text{HI}} + M_{\text{HII}}$). Давление в облаках равно $P/k_B = nT \sim 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3} \cdot \text{K}$. При больших значениях N в облаках обнаруживается в значительном количестве молекулярный водород (Сэйджи и др., 1977) и окись углерода.

По данным о поглощении радиоизлучения в линии 21 см в направлении 819 внегалактических источников (Кровисьер и др., 1978), систематичес-

кое движение облаков HI в окрестности Солнца не отличается от движения ближайших звезд. Среднеквадратичная лучевая скорость облаков равна при этом $\sigma_r \approx 6 \text{ км/с}$, трехмерная дисперсия скоростей $\frac{1}{3} \sigma_{\text{tot}} \approx 10 \text{ км/с}$.

Среднее расстояние облаков от плоскости Галактики составляет $\langle |z| \rangle \approx 110 \text{ пк}$ (Кровисьер и Казз, 1979). Таким образом, по кинематике и пространственному распределению облака HI соответствуют молодому населению диска.

2) Межоблачный газ хорошо наблюдается в области высоких галактических широт, где на волне 21 см он проявляется широкими линиями эмиссии низкой интенсивности (Дэвис и Каммингс, 1975; Лазарев, 1975). Температура его порядка $6 \cdot 10^3 \text{ K}$, плотность $0,1 - 1 \text{ см}^{-3}$, давление $P/k_B \sim 10^3 \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{K}$. Эта компонента МЗС обычно ассоциируется с горячей фазой равновесной двухфазной модели, расчеты которой приводят к $T = 7 - 8 \cdot 10^3 \text{ K}$.

Исследования рассеяния квантов Ly α солнечного излучения на атомах водорода, проведенные на космических аппаратах "Венера-9", "Марс-7", "Прогноз-5" и других, позволили измерить характеристики межзвездного газа, в который погружена солнечная система (см. обзор Курта, 1981). Они оказались близкими к ожидаемым для горячей фазы МЗС: $T \approx 12000 \text{ K}$, $n \approx 0,1 \text{ см}^{-3}$ (Берто и др., 1978; Курт, 1981), причем этот горячий газ оказался движущимся относительно Солнца со скоростью $V^0 \approx 20 \text{ км/с}$. Область, из которой газ налетает на солнечную систему, имеет на небесной сфере координаты $\alpha_0 \approx 252^\circ$, $\delta_0 \approx -15^\circ$. Есть основания считать, что эта локальная (околосолнечная) межзвездная среда представляет собой газ, сжатый и ускоренный звездным ветром (и, возможно, сверхновой) в OВ-ассоциации Скорпиона Центавра (см. Кратчер, 1982). Галактические координаты области, из которой "дует" звездный ветер, равны $l \approx 5^\circ$, $b \approx 19^\circ$.

Помимо диффузных облаков и межоблачного газа в МЗС существует, по-видимому, компонента HI с промежуточными характеристиками — "теплый" газ с $T = 200 - 1000 \text{ K}$.

3) Корональный газ был обнаружен по линиям поглощения многократно ионизованных атомов, особенно O IV, в далеком ультрафиолетовом диапазоне спектров OВ-звезд (Дженкинс и Мелой, 1979), а также по диффузному рентгеновскому излучению от обширных участков неба (см. обзор Тамаки и Бликера, 1977). Области коронального газа представляют собой горячие, разреженные каверны в межзвездной среде, образованные, скорее всего, вспышками сверхновых II типа. Кокс и Смит (1974) теоретически показали, что такие каверны достигают размеров до 100 пк, и живут порядка 10^7 лет. Мак-Ки и Острайкер (1977) построили модель МЗС, в которой значительную, и даже большую часть объема МЗС занимают горячие каверны и горячие "туннели", образованные перекрытием соседних каверн. Температура областей коронального газа порядка 10^6 K , плотность $n = 5 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ (Дженкинс, 1978). Майерс (см. Тернер, 1979) оценивает фактор заполнения как $f = 0,2 - 0,5$, однако оценки пока не очень надежны.

4) Изолированные темные облака проявляются как области чрезвычайно сильного поглощения ($1'' < A_V < 25''$). Эти облака почти полностью входят в молекулярной форме; температура у них порядка 10 K. Некоторые из них содержат плотное ядро ($n \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$). Наиболее плотные тем-

Таблица 17. Параметры компонент межзвездной среды

Объект	Температура T , К	Плотность n , см ⁻³	Наблюдаемые размеры D , пк
Диффузные облака	30 — 70	20 — 40	~ 10; ~ 70
Межоблачный газ	$6 \cdot 10^3$	0,1	
Темные и молекулярные облака	10 — 100	$10^3 - 10^6$	~ 1; ~ 10; ~ 30
Гигантские облака	10 — 100	300	~ 50
Корональный газ	10^6	10^{-2}	

ные облака сейчас отождествляются с глобулами Бока (1977), так как имеют те же температуры и плотности (см. Тернер, 1979).

Наряду с изолированными наблюдаются темные облака, связанные с молодыми АВ-звездами. Как правило, они массивнее и более протяженны, чем изолированные облака. Характерная температура и плотность у них равны $T \leq 10$ К, $n \leq 10^3$ см⁻³; в центре облаков эти величины достигают значений $T \approx 50$ К, $n \approx 5 \cdot 10^4$ см⁻³.

5) *Молекулярные облака*, содержащие О-звезды, отличаются от темных облаков главным образом значительно большими массами. По-видимому, рождение АВ-звезд происходит вообще только в облаках с массой $M \geq 10^3 M_\odot$ (см. Тернер, 1979), причем О-звезды встречаются в основном в ассоциациях с облаками еще больших масс. Ядра таких облаков имеют температуру $T \geq 100$ К и плотность $n \sim 10^6$ см⁻³; лазерные источники, которые иногда наблюдаются в ядрах, указывают на плотность до 10^9 см⁻³ и выше.

6) *Гигантские молекулярные облака* заключают в себе в форме молекулярного водорода H_2 значительную часть массы межзвездного газа в Галактике. Характерные размеры гигантских облаков порядка 20 — 30 пк, но в отдельных случаях они заметно больше. Один из наиболее выдающихся объектов этого рода — туманность М 17 — имеет размер примерно 170 пк. Массы оцениваются от $10^4 M_\odot$ до $10^5 M_\odot$. Гигантские облака H_2 возможно, играют важную роль в структуре и динамике галактического диска Галактики, поэтому ниже мы отдельно рассматриваем проблему молекулярного водорода в Галактике.

В целом общее представление о структуре межзвездной среды и основных параметрах ее компонент дает табл. 17.

2. Молекулярный водород

Не будет преувеличением сказать, что с середины 70-х годов молекулярный водород стал важнейшим объектом исследования в физике межзвездной среды. В это время неожиданно обнаружилось, что в форме H_2 , возможно, находится большая часть массы газа во внутренней области Галактики ($R < 8$ кпк). Исследование распределения H_2 в Галактике привело к открытию нового элемента структуры диска — *молекулярного кольца* или *большого галактического кольца* — области резко выраженной концентрации молекулярного водорода в кольце $R = 4 - 8$ кпк. В нем наблюдается

повышенная концентрация зон HI , пульсаров, остатков сверхновых, источников диффузного гамма-излучения и синхротронного излучения. Молекулярный водород оказался сосредоточенным в гигантских молекулярных облаках диаметром 10 — 15 пк и массой $10^4 - 10^6 M_\odot$, которые являются наиболее массивными единичными объектами в Галактике и потому могут играть особую роль в ее динамике.

Удивительно, что все эти чрезвычайно важные для физики Галактики результаты получены для вещества, которое само по себе продолжает оставаться практически невидимым! Существуют лишь отдельные прямые наблюдения молекул H_2 в межзвездной среде в ультрафиолетовом и инфракрасном диапазоне, а все выводы о свойствах и роли этой компоненты межзвездного газа получены весьма косвенным образом, путем анализа количества и распределения в Галактике молекул CO по данным о радиоизлучении этой молекулы на волне $\lambda = 2,6$ мм.

Если теперь связать эти два обстоятельства — т.е. огромную роль, которую молекулярный водород, возможно, играет в Галактике, и большую степень неопределенности информации о нем, обусловленную косвенным характером этой информации, — то станет ясно, почему H_2 стал предметом острых дискуссий, предметом разногласий в физике межзвездной среды.

В этой проблеме, пожалуй, наиболее существенны следующие вопросы: 1) какова масса и распределение молекулярного водорода в Галактике? 2) какова масса, размеры и время жизни молекулярных облаков? 3) как образуются молекулярные облака? 4) чем удерживаются они от гравитационного коллапса? 5) концентрируются ли они в спиральные ветви?

Несомненно, главная трудность в проблеме молекулярного водорода — как перейти от оценок содержания молекул ^{13}CO , получаемых из анализа интенсивностей линии $\lambda = 2,6$ мм (переход $J = 1 \rightarrow 0$), к оценкам содержания H_2 . Межзвездная среда в Галактике оптически прозрачна к излучению молекул ^{13}CO (в отличие от излучения молекул ^{12}CO), поэтому по интенсивности линии 2,6 мм можно судить о содержании ^{13}CO . Переход к содержанию молекул H_2 , которые столкновительно возбуждают молекулу окиси углерода, можно сделать лишь через цепочку дополнительных предположений. Здесь можно выделить два подхода — “теоретический” и “эмпирический”. В рамках первого как раз и были получены экстремально большие оценки содержания водорода в Галактике, согласно которым количество H_2 на единицу поверхности диска в центре “галактического кольца” ($R = 5 - 6$ кпк) в 4 — 8 раз превосходит поверхностную плотность HI , $\mu_{HI} \approx 3 M_\odot / \text{пк}^2$. Этот подход использовали в своих оценках содержания H_2 , например, Гордон и Бертон (1976), Соломон и Сандерс (1980).

При “теоретическом” оценках цепочка дополнительных предположений довольно длинная, так что в итоге мы сталкиваемся с большим фактором неопределенности. В частности, оценки Гордона и Бертон основаны на следующих предположениях:

$$N(C)/N(H) = 6 \cdot 10^{-4}; \quad T(^{12}CO)/T(^{13}CO) = 3;$$

в молекулах CO заключено лишь 10% атомов углерода; $N(C)/N(H)$ не зависит от галактоцентрического расстояния $N(A)$ — число атомов или молекул сорта A ; T^* пропорционально интенсивности излучения).

Соломон и Сандерс (1980) получили подобным образом для относительного содержания молекул ^{13}CO и H_2 величину $N(H_2)/N(^{13}CO) = 2 \cdot 10^6$. Она в 5 раз превышает непосредственную оценку $N(H_2)/N(^{13}CO) = 4 \cdot 10^5$, которая вытекает из отношения наблюдаемого количества ^{13}CO в газопылевых облаках к величине поглощения A_ν (Блитц и Шу, 1980). Для

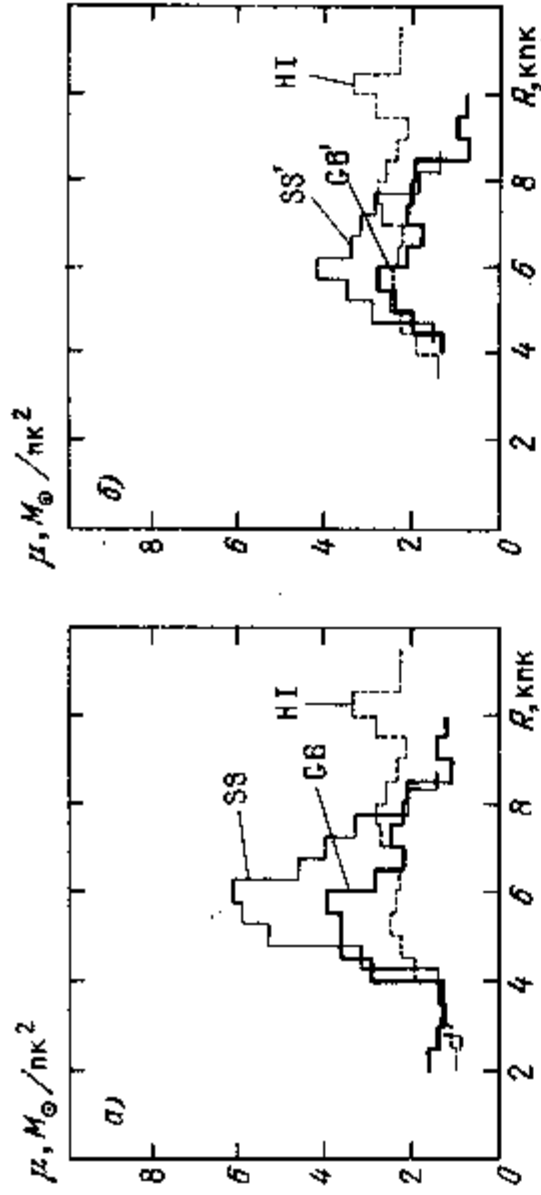


Рис. 54. Слева: распределение молекулярного и атомарного водорода вдоль радиуса Галактики (Блитц и Шу, 1980). Гистограмма HI взята из работы Бертон и Гордона (1976). Гистограммы SS и GB изображают радиальный ход плотности H_2 соответственно по Соломону и Сандерсу (1980) и Гордону и Бертону (1976), но для отношения $N(^{13}CO)/N(H_2) = 4 \cdot 10^5$. Справа: то же самое, но с учетом градиента химического состава (см. в тексте).

облаков газа в окрестности Дикмана (1978) нашел $N(^{13}CO)/A_V = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot (\text{Зв. вел.})^{-1}$. Согласно же Сэйвиджу и Матису (1979), $[N(HI) + 2N(H_2)]/A_V = 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \cdot (\text{Зв. вел.})^{-1}$. Отсюда получается эмпирическая оценка отношения содержания ^{13}CO и H_2 , приведенная выше. Она, по-видимому, значительно надежнее, чем "теоретические" оценки, поскольку основана только на наблюдаемых величинах (Блитц и Шу, 1980).

Но даже эта оценка дает, скорее всего, завышенную массу H_2 в Галактике. Дело в том, что отношение содержания молекул CO к пыли растет к центру Галактики. Впервые, по-видимому, Оорт (1977) обратил внимание, что если принять плотность молекул H_2 на луче зрения в направлении на центр Галактики такой, какая вытекает из величины $N(^{12}CO)/N(H_2)$ по Гордону и Бертону (1976): $N(H_2) = 4 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$ и сопоставить эту величину со стандартным отношением газа к пыли в окрестности поглощения (Сэйвидж и Матис, 1979; см. выше), то получается поглощение $A_V = 400''$, по крайней мере половину которого, т.е. $\sim 200''$, разумно приписать области молекулярного кольца. Это значение резко контрастирует с непосредственно измеряемой величиной поглощения в направлении центра Галактики $A_V = 27'' - 30''$ (по данным об инфракрасном излучении центра: Беклин и Нойгебауэр, 1969). Согласно Блитцу и Шу (1980), из данных об излучении CO и излучении в ближайшем инфракрасном диапазоне из центра Галактики следует, что $N(^{13}CO)/A_V = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot (\text{Зв. вел.})^{-1}$. Это значение в пять раз больше, чем в окрестной окрестности (Дикман, 1978), что указывает на значительный рост отношения CO к пыли к центру Галактики. Отсюда следует, что даже умеренные оценки массы H_2 , вытекающие из отношения Дикмана, оказываются завышенными.

Масса H_2 переоценивается также из-за неучета градиента химического состава в Галактике. Согласно Пеймберту (1977), из-за эффекта градиента поверхностная плотность молекулярного водорода уже на расстояниях $R = 7,5 - 8 \text{ кпк}$ понижается более чем в два раза по сравнению со значением у Гордона и Бертон (1976).

На рис. 54 приведено распределение поверхностной плотности H_2 в диске Галактики, которое получается из результатов Соломона и Сандерса (1980)

и Гордона и Бертон (1976) при использовании эмпирического значения $N(H_2)/N(^{13}CO) = 4 \cdot 10^5$, а также при учете градиента химического состава. Из этого рисунка видно, что количество H_2 даже в области молекулярного кольца, по крайней мере, не превышает количества HI (оригинальное распределение Соломона и Сандерса дает плотность в пять раз большую, чем изображено на рис. 54a).

Независимую информацию о полном количестве межзвездного газа в области $R < 10 \text{ кпк}$ можно получить по данным о диффузном гамма-излучении галактического диска. Для этого нужно знать интенсивность космических лучей, которые, взаимодействуя с межзвездным газом, обуславливают гамма-излучение диска. Майер-Хассельвандер и др., (1982), Корчагин и др., (1983) независимо показали, что наблюдаемая интенсивность гамма-лучей с энергией $E > 100 \text{ МэВ}$ требует такого количества газа, которое в пределах неопределенностей наблюдательных данных согласуется с оценками Блитца и Шу (1980) (поверхностные плотности H_2 и HI сравнимы) и оценками Гордона и Бертон (1976) (плотность H_2 в несколько раз больше плотности HI). В то же время экстремально большое количество молекулярного водорода, которое получают, например, Соломон и Сандерс (1980), совместимо с наблюдаемым гамма-излучением только в случае уменьшения интенсивности космических лучей к центру Галактики — а это представляется маловероятным.

Таким образом, нет оснований считать, что молекулярный водород доминирует в газовой компоненте Галактики, и тщательный анализ показывает, что даже в области его максимальной концентрации плотность H_2 не больше, а, скорее всего, меньше, чем плотность атомарного водорода HI.

Динамическая роль облаков H_2 в Галактике определяется их массой, размерами, пеккулярной скоростью и временем жизни. Относительно размеров больших разногласий не существует. Соломон и Сандерс (1980) оценивают типичный диаметр облака в 45 пк. Детальное исследование свойств облаков H_2 выполнили Лисц и Бертон (1981). Моделируя излучение CO при различных предположениях о размерах облаков, их количестве, скорости пеккулярных движений, они пришли к выводу, что большая часть облаков должна иметь размеры $D = 15 - 20 \text{ пк}$ и дисперсию скоростей $\sigma_V = 3 - 4 \text{ км/с}$ (по одной координате). Характерная поперечная подсистема облаков H_2 (дисперсия z-координаты) была оценена в 60 пк; Лисц и Бертон отмечают, что значение $\sigma_V = 3 - 4 \text{ км/с}$ слишком мало, чтобы объяснить такую толщину подсистемы.

При решении вопросов об устойчивости, образовании и динамической роли гигантских молекулярных облаков необходимо знать время их жизни — и здесь, как и в проблеме количества H_2 в Галактике, имеются значительные разногласия. Оценки этой величины получаются на основании чрезвычайно косвенных соображений, и колеблются от 10^7 лет и менее до более чем 10^9 лет (см., например, Сковил и Херш, 1979). В районе молекулярного кольца время жизни облаков может быть в значительной степени ограничено разрушающим влиянием излучения молодых ярких звезд и вспышками сверхновых. Блитц и Шу (1980) находят, что это время порядка 10^7 лет и даже меньше.

Важнейший аргумент против большого времени жизни состоит в том, что при тех параметрах, которые приписываются облакам, последние неустойчивы по отношению к гравитационному коллапсу, причем время неустойчивости порядка всего лишь 10^6 лет. Обзор механизмов, которые могли бы стабилизировать облака, — турбулентность, вращение, магнитное поле — показывает, что и с наблюдаемой и с теоретических точек зрения эти механизмы неэффективны (Тернер, 1979). Отсюда с большой вероят-

ностью следует, что облака являются или короткоживущими, или оценки их массы, размера и т.д. сильно искажены, так что на самом деле они гравитационно устойчивы (кстати, обе альтернативы уменьшают оценки количества H_2 в Галактике).

Происхождение гигантских молекулярных облаков до сих пор остается нерешенной проблемой. Рассматривался механизм слияния более мелких облаков в гигантские, долгоживущие облака (например, Сковил, Херш, 1979). Блицц и Шу (1980) предложили механизм парковой неустойчивости межзвездного газа в гравитационном и магнитном поле Галактики. Неоднократно высказывались общие идеи о формировании облаков при сжатии в спиральной ударной волне. Однако достаточно убедительных расчетов, а тем более теории пока не существует.

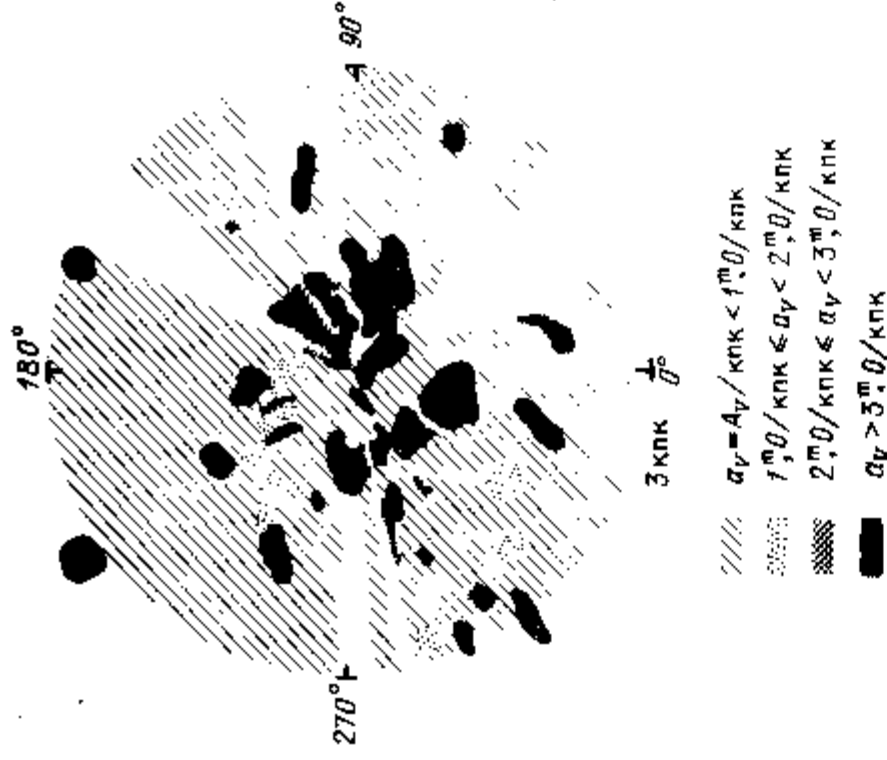
Динамическая роль облаков H_2 в межзвездной среде определяется тем обстоятельством, что они образуют бесстолкновительную и неувлекаемую сплошной средой (межоблачным газом HI) систему. Длина свободного пробега у них порядка 2 кпк (например, Лисц и Бертон, 1981), что значит, что больше характерных размеров даже такого крупномасштабного течения газа как течение в спиральной волне. Облака H_2 чрезвычайно слабо увлекаются газодинамическим течением атомарного водорода — характерная длина увлечения превышает 5–7 кпк (Берман и др., 1982). Из-за бесстолкновительности и неувлекаемости облака H_2 динамически ведут себя как звезды, а не как сплошная среда. В частности, даже в случае большого времени их жизни, при течении через спиральные волны облака H_2 не образуют ударной волны; отклик плотности этой подсистемы на поле волн столь же мал, как и в звездной подсистеме (Берман и др., 1982).

Важнейшим стимулом обширных исследований изучения окиси углерода на волне $\lambda = 2,6$ мм с самого начала была надежда на создание крупномасштабной картины структуры Галактики. Основанием к этому служила очевидная аналогия с излучением водорода в линии 21 см, которое дало возможность установить спиральную структуру Галактики и другие детали ее строения. Что касается спиральной структуры, то здесь оптимизм через некоторое время в значительной степени угас. Как и в отношении других проблем, связанных с CO и H_2 в Галактике, здесь были получены выводы, прямо противоположные друг другу, и в результате единой точки зрения на вопрос о том, концентрируются ли молекулярные облака в спиральные ветви, пока что нет. Соломон и Сандерс (1980) заключили, что возмущения плотности, связанные со спиральными рукавами, практически не влияют на наблюдения излучения CO. Напротив, Козн и др. (1980) считают это влияние определяющим; они построили картину распределения молекулярных облаков в первом квадранте Галактики ($90^\circ > l > 0^\circ$), которая оказалась близкой к картине спиральных рукавов по данным об излучении в 21 см. Лисц и Бертон (1981) показали, что по имеющимся обзорам в линии 2,6 мм нельзя сделать выводов о пространственных вариациях плотности молекулярной компоненты межзвездного газа; существование спиральной структуры по данным об излучении молекулы CO, как и по данным об излучении водорода в линии 21 см, проявляется только в кинематике — в волнообразных возмущениях кривой вращения, обязанных спиральной волне. Следует полагать, что будущие исследования прояснят эту проблему.

3. Пыль и межзвездное поглощение

Межзвездная среда содержит значительное количество пыли, неприятным образом проявляющейся в поглощении излучения звезд и галактик. Пыль распределена в Галактике чрезвычайно неравномерно. Она сосредото-

Рис. 55. Распределение поглощающей материи в окрестности Солнца (Некель, Кларе, 1980).



чена в облаках межзвездного газа, концентрирующегося к плоскости диска. Распределение пыли, распределение межзвездного поглощения света в Галактике исследуется в первую очередь по данным о покраснении света звезд. Эта работа, имеющая огромное значение для многих задач галактической астрономии, позволила нам иметь достаточно подробные карты распределения поглощающей материи в довольно большой области вокруг Солнца (например, Шаров, 1963; Фитцджеральд, 1968; Некель, Кларе, 1980). Одна из таких карт приведена на рис. 55.

В общегалактических масштабах пыль концентрируется в спиральных рукавах — хотя для спиральных ветвей в окрестности Солнца этот вывод не очевиден. Во внешних же галактиках часто обнаруживается, что пылевая материя образует узкую кромку на внутренней стороне спиральных рукавов (Линде, 1970). Это интерпретируется как следствие сильного сжатия межзвездной среды в узкой области фронта галактической ударной волны. Эти вопросы подробнее рассмотрены в § 20.

4. Тепловые процессы и двухфазная модель МЗС

Еще в 50-х годах было высказано предположение, что различные компоненты — фазы — межзвездной среды имеют приблизительно одинаковое давление и находятся соответственно в динамическом равновесии (Спитцер, 1956). Эта точка зрения лежит в основе статической модели межзвездной среды. Она получила в 60-х годах блестящее развитие в виде теории двухфазного состояния межзвездного газа (Пикельнер, 1967; Филд и др., 1969). Теория основана на рассмотрении только теплового и ионизационного баланса в межзвездной среде, без привлечения динамических процессов. Она предсказала возможность равновесного состояния двух фаз: холодных плотных облаков и горячего разреженного межоблачного газа с таким же как в облаках давлением. Тем самым она дала объяснение основной структуре МЗС, объяснила, почему наблюдаемые облака HI удерживаются от разлета под действием внутреннего давления и живут, по всей видимости, длительное время.

Значимость статической модели, теории двухфазного состояниянисколько не уменьшилась и в наши дни, хотя сейчас мы знаем, что на состояние МЗС существенно влияют динамические процессы. Как подчеркнул Спитцер (1981), "...большая простота статической модели покупается ценой всего лишь незначительного уменьшения реализма. Для некоторых целей этот выигрыш достоин такой цены".

Рассмотрим основные идеи и результаты теории двухфазного состояния. Энергетический баланс МЗС определяется процессами нагрева внешними источниками (космические лучи, мягкое рентгеновское излучение) и охлаждения, связанного с возбуждением уровней атомов водорода и гелия, уровней тонкой структуры атомов и ионов тяжелых элементов (C, Si, O, Fe), а также с возбуждением вращательных (а при больших температурах и колебательных) уровней молекул H_2 и HD. Атомы и ионы возбуждаются главным образом электронным ударом, так что скорость охлаждения зависит от состояния ионизации среды. Кроме того, скорость охлаждения зависит от относительного содержания различных атомов и ионов, которое также определяется состоянием ионизации. Поэтому тепловой баланс в межзвездной среде связан с ионизационным балансом. Изменение внутренней энергии и состояния ионизации МЗС можно описать уравнениями:

$$\frac{3}{2} \frac{d}{dt} n k_B T = -L n^2 + \Gamma n, \quad (9.4.1)$$

$$\frac{dn_H}{dt} = \alpha_i n^2 x^2 - \zeta_i (1-x)n, \quad (9.4.2)$$

где n — полная плотность числа частиц, n_H — плотность нейтральных атомов водорода, x — степень ионизации, ζ_i — коэффициент ионизации, α_i — коэффициент рекомбинации водорода, L — функция охлаждения, Γ — функция нагрева, k_B — постоянная Больцмана. Если система находится в стационарном состоянии, то связь между давлением и плотностью, а также степень ионизации как функцию n можно найти из уравнений:

$$L n^2 = \Gamma n, \quad (9.4.3)$$

$$\alpha_i n^2 x^2 = \zeta_i (1-x)n; \quad (9.4.4)$$

функцию $L(T)$ можно рассчитать, зная химический состав среды. Результаты таких расчетов приведены на рис. 56.

Нагрев в теории двухфазного состояния МЗС в Галактике связывается главным образом с субкосмическими лучами (энергия лучей $E \sim 1$ МэВ) и с мягким рентгеновским излучением ($E \sim 1$ кэВ). Механизм нагрева состоит в том, что под действием космических и/или рентгеновских лучей электрон выбивается из атома, и затем в серии столкновений с другими атомами передает им приобретенную кинетическую энергию. Скорость нагрева, таким образом, пропорциональна скорости первичной ионизации ζ (выбитые электроны в свою очередь могут ионизовать другие атомы, и этот процесс называется вторичной ионизацией). Величина ζ представляет собой вероятность ионизации атома водорода в данном поле излучения за единицу времени. Расчет показывает, что при нагреве субкосмическими лучами скорость нагрева равна $\Gamma = 10^{-24}$ эрг/с, если $\zeta = 6 \cdot 10^{-14} \text{ с}^{-1}$, а при нагреве рентгеновским излучением та же самая скорость обеспечивается при $\zeta = 5 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$. В современных условиях превалирует, скорее всего, нагрев космическими лучами, при скорости первичной ионизации $\zeta \sim 10^{-16} \text{ с}^{-1}$ (см., например, Сучков, Шекинов, 1979). Скорость нагрева тогда близка к величине $\Gamma \sim 1,6 \cdot 10^{-25}$ эрг/с. В больших подробностях вопросы нагрева, охлаждения и ионизационного баланса рассмотрены Бочкаревым (1979), а также в книге Каплана и Пикельнера (1979).

На рис. 57 приведены решения уравнений теплового баланса для разных значений скорости первичной ионизации (в предположении нагрева космическими лучами). Характерной особенностью зависимости давления от

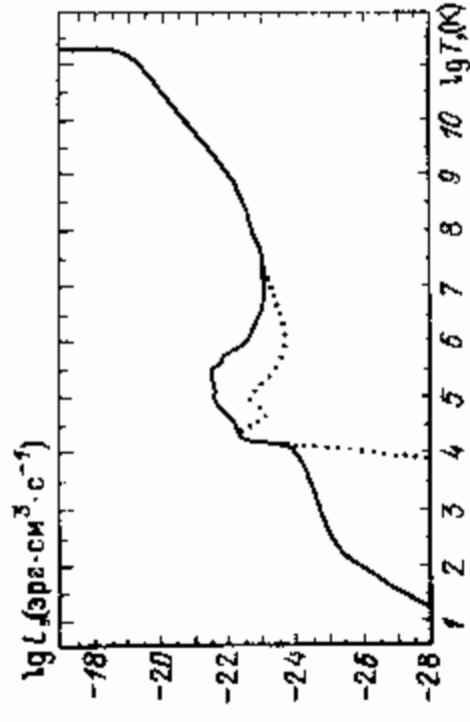


Рис. 56. Функция охлаждения стационарной среды. Сплошная линия — газ с современным (стандартным) химическим составом, нагрет и ионизация в области $T < 10^4$ К осуществляется космическими лучами. Точечная линия — водородно-гелиевая среда (т.е. первичный химсостав), ионизация обусловлена тепловыми электронами (Бочкарев, 1979).

плотности на этом рисунке является наличие максимума (верхняя критическая точка кривой равновесия) и минимума (нижняя критическая точка кривой равновесия). Между критическими точками одному и тому же значению давления соответствуют три значения плотности (и, соответственно, температуры). Промежуточные значения приходятся на участок кривой, где $\partial p / \partial n < 0$, т.е. они соответствуют неустойчивому состоянию среды. Но крайние значения n лежат на участках, где $\partial p / \partial n > 0$, и потому в системе могут сосуществовать в устойчивом равновесии две фазы: холодная, плотная и горячая, разреженная. С первой связываются диффузные облака HI в Галактике, со второй — межоблачный газ HI.

Возможность двухфазного состояния не означает, что оно обязательно должно реализоваться. При фиксированном давлении газ может полностью находиться или в горячей фазе, или в холодной. Поэтому теория двухфазного состояния объясняет только возможность существования облаков; происхождение же облаков и вообще многофазной структуры следует искать в динамических, неравновесных процессах в Галактике, таких, например, как течение газа в гравитационном поле спиральных волн плотности. Такие процессы меняют состояние газа — его плотность, давление.

В крупномасштабных процессах, например, в галактических ударных волнах, характерные динамические времена значительно больше времени установления теплового равновесия, так что при изменении плотности и давления состояние газа не сильно отклоняется от кривой равновесия. Если посмотреть на рис. 57, то можно увидеть, что точка на кривой равновесия, изображающая состояние газа, может сместиться при этом вдоль кривой так, что попадет в область, где $\partial p / \partial n < 0$, т.е. в область неустойчивости. Тогда развивается тепловая неустойчивость, которая и переводит часть газа в новую фазу. Например, если начально горячий газ ($T \sim 10^4$ К) подвергнется сжатию, то изображающая точка находится на левом участке кривой равновесия и движется по ней вверх (на самом деле в нестационарных процессах ее движение происходит не точно вдоль равновесной кривой, однако для многих процессов в межзвездной среде это не меняет рассматриваемую качественную картину явления). Достигнув верхней критической точки, система становится неустойчивой, и в ней в результате тепловой неустойчивости часть газа переходит в холодную фазу, образуя плотные облака. Неустойчивость и фазовый переход продолжают до тех пор, пока, например, из-за уменьшения плотности, соответственно и давления горячей фазы (уменьшается количество газа в горячей фазе) изображающая точка не опустится снова влево вниз по кривой равновесия. Таким образом, нестационарные процессы в межзвездной среде могут вызывать развитие тепловой неустойчивости и фазовые превращения.

Теория тепловой неустойчивости была развита Филдом (1965), затем она неоднократно обобщалась на случай, когда помимо тепловых и газодинами-

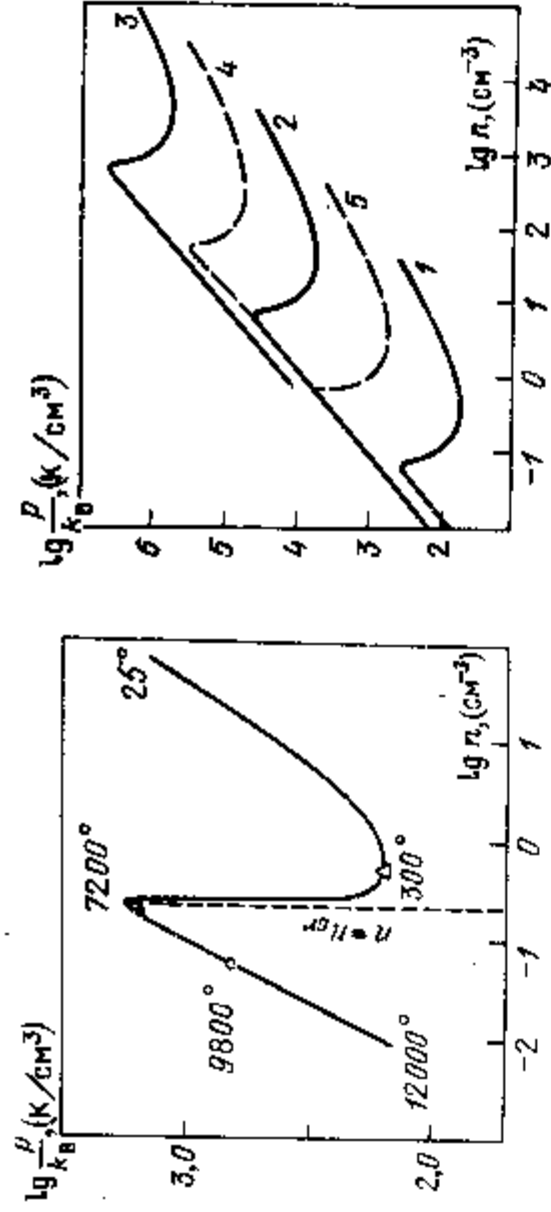


Рис. 57. Слева — зависимость давления от плотности (кривая равновесия) для межзвездной среды, нагреваемой и ионизируемой космическими лучами; скорость первичной ионизации $\xi = 10^{-15} \text{ с}^{-1}$, химический состав среды — стандартный (современный); указана верхняя критическая точка кривой равновесия (Берман и др., 1982). Справа — то же, что на рис. слева но для химического состава типичного для населения II; сплошные линии $Z = 10^{-2} Z_{\odot}$, $\xi = 4 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1}$ (1), $4 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1}$ (2), $4 \cdot 10^{-14} \text{ с}^{-1}$ (3); штриховые линии: $\xi = 4 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1}$, $Z = 10^{-3} Z_{\odot}$ (4), $Z = 10^{-1} Z_{\odot}$ (5) (Сучков и др., 1981).

ческих процессов действуют и другие факторы, не рассмотренные Филдом в первой работе (например, магнитное поле, гравитация, химические процессы, нестационарность системы). Обзор исследований по тепловой неустойчивости можно найти в книге Каплана и Пикельнера (1979).

Физика же этого явления в своей основе довольно проста, и ее можно пояснить следующим образом. Представим себе, что в достаточно больших масштабах увеличивается плотность. Поскольку скорость охлаждения пропорциональна квадрату плотности, а нагрева — всего лишь первой степени, как это следует из уравнения (9.4.1) то в итоге рост плотности сопровождается падением температуры. Если при этом функция охлаждения $L(T)$ уменьшается не слишком сильно, т.е. $\partial L / \partial T$ достаточно мала, то падение температуры оказывается настолько значительным, что для поддержания давления в этой области необходимо дальнейшее увеличение плотности. Это приводит к еще большему падению температуры — т.е. развивается неустойчивость, при которой случайное увеличение плотности и уменьшение температуры прогрессирующе нарастает. В больших масштабах увеличение давления из-за роста плотности успевает компенсироваться падением температуры из-за увеличения скорости охлаждения, и весь процесс развивается почти при постоянном давлении, т.е. изобарически. Из уравнения (9.4.3) в этом случае нетрудно установить, насколько мала должна быть величина $\partial L / \partial T$, чтобы могла возникнуть неустойчивость. Условием неустойчивости является неравенство $\partial p / \partial n < 0$. Умножив и разделив левую часть уравнения (9.4.3) на $k_B T$ (чтобы получить в ней давление, $p = nk_B T$) и продифференцировав его по n , найдем производную $\partial p / \partial n$. Используя условие изобаричности, $\delta p = 0$, которое дает $\partial T / \partial n = -T/n$, условие отрицательности получившейся величины $\partial p / \partial n$ можно записать в виде

$$\frac{\partial L}{\partial T} < \frac{L}{T}. \quad (9.4.5)$$

Это и есть условие *изобарической моды* тепловой неустойчивости. Для современного межзвездного газа оно реализуется, в частности, там, где

функция охлаждения образует "плато", в области температур $\approx 10^2 - 7 \cdot 10^3 \text{ K}$ (см. рис. 56).

Из уравнения (9.4.1) нетрудно получить характерное время развития тепловой неустойчивости. Очевидно, по порядку величины

$$t_c = \frac{k_B T}{L n}. \quad (9.4.6)$$

Эта величина определяет вообще характерное время охлаждения газа, когда можно пренебречь нагревом.

Если возмущения среды имеют малые масштабы, то для анализа тепловой неустойчивости необходимо привлечь также уравнения газовой динамики, так как в этом случае нужно учитывать вариации давления, обусловленные распространением возмущений давления в среде за счет упругости. Они распространяются со скоростью звука c_s , поэтому соответствующее характерное время есть $t_{hd} \sim \lambda / c_s$, где λ — масштаб возмущений. Изобарическое рассмотрение справедливо, если $t_c \ll t_{hd}$, откуда получается упомянутое выше условие на размеры области:

$$\lambda \gg t_c c_s \sim c_s \frac{k_B T}{L n}. \quad (9.4.7)$$

В § 20 мы рассмотрим более подробно формирование двухфазного состояния и другие процессы в межзвездной среде, связанные с эффектами нагрева и охлаждения.

5. Газовый диск, высокоскоростные облака, Магелланов поток

Рассмотрим радиальную и вертикальную структуру газового диска Галактики. Радиальное распределение водорода выделяет в Галактике несколько характерных областей. В центре находится мощный газовый диск, состоящий в основном из молекулярного водорода; радиус диска $R \approx 700 \text{ пк}$, поверхностная плотность газа в нем достигает $500 M_{\odot} / \text{пк}^2$. Вблизи $R \approx 700 \text{ пк}$ плотность газа резко падает до $\sim 5 M_{\odot} / \text{пк}^2$, и эта область пониженной плотности тянется до $R \approx 4 \text{ кпк}$. Здесь начинается новая область — "большое галактическое кольцо" (или "молекулярное кольцо"), — в которой было обнаружено большое количество молекулярного водорода (рис. 54). "Молекулярное кольцо" простирается до $R \approx 6 - 8 \text{ кпк}$, где поверхностная плотность H_2 становится незначительной, а полная поверхностная плотность газа уменьшается в несколько раз по сравнению со значением на $R \approx 5 \text{ кпк}$, падая до $\approx 3 M_{\odot} / \text{пк}^2$. Это значение сохраняется почти неизменным до $R = 12 - 14 \text{ кпк}$.

Газовый диск в спиральных галактиках обнаруживается на расстояниях, которые иногда во много раз превышают размеры видимого звездного диска. В нашей звездной системе значительное количество нейтрального водорода находится на расстояниях от центра Галактики в два-три раза превышающих расстояние Солнца $R_{\odot} = 10 \text{ кпк}$, и даже на $R = 30 \text{ кпк}$ поверхностная плотность газа не менее $0,1 M_{\odot} / \text{пк}^2$.

Вертикальная структура газовых дисков спиральных галактик, в том числе и нашей, характеризуется двумя особенностями: увеличением толщины газового слоя к периферии галактики и загибом газового диска на периферии (см. Каплан, Пикельнер, 1979; ван Ворден, 1979). В Галактике от 4,5 до 10 кпк толщина слоя, Δz , меняется мало и равна $\Delta z \approx 250 \text{ пк}$; в области $R < 4 \text{ кпк}$ она равна $\Delta z = 100 - 200 \text{ пк}$, а на больших расстоя-

ниях, $R \approx 14$ клк, $\Delta z \approx 600$ пк (Джексон, Каллман, 1974). Позинская и Кардашов (1963) обнаружили утолщение газового диска к периферии Галактики, получили для $R \approx 15$ клк $\Delta z = 1 - 2$ клк. Увеличение толщины газового слоя прослеживается до $R \approx 30$ клк, причем от 10 до 30 клк толщина растет с R почти линейно.

Это явление имеет простое объяснение: оно связано главным образом с уменьшением вертикальной компоненты гравитационной силы в диске, что в свою очередь обусловлено общим падением звездной плотности к периферии системы.

Происхождение изгиба диска не столь очевидно. Возможно, отклонение газового слоя от плоскости симметрии диска вызвано гравитационным взаимодействием с соседней галактикой. В случае нашей звездной системы такой эффект могли бы дать Магеллановы Облака (см., например, Хантер и Тоомре, 1969). Однако существуют галактики, которые не имеют видимых спутников, но газовый диск у них тем не менее искривлен (например, NGC 5907; Санчиси, 1976). Это заставляет думать, что загибы газовых дисков на краях обусловлены внутренними динамическими свойствами самой системы (см., например, Саар, 1979).

Отклонение слоя газа от плоскости симметрии в Галактике проявляется на больших расстояниях от центра, $R > 10$ клк. Внутри солнечного круга, $R_0 = 10$ клк, газовый диск чрезвычайно плоский, отклонения здесь не превышают 100 пк. Вдали же от центра изгиб газового диска достигает килопарсека и больше.

Помимо газа, постоянно пребывающего в диске и образующего собственный газовый диск, в Галактике наблюдаются падающие на плоскость диска высокоскоростные облака нейтрального водорода (см. обзор Халсбоса, 1979). Они обнаруживаются в линии 21 см на больших галактических широтах в виде деталей с угловыми размерами $\sim 2^\circ$, иногда объединенных в вытянутые комплексы с размерами до 30° . Профиль линии 21 см у облаков имеет доплеровскую полуширину ~ 25 км/с; но в центре облака выделяется крохотное ядро ($\sim 6'$), дающее узкую линию, ~ 5 км/с. Таким образом, высокоскоростные облака имеют сложную внутреннюю структуру. Подавляющее большинство высокоскоростных облаков, как уже было сказано, движутся к диску со скоростью от нескольких десятков до более чем сто км/с; у отдельных облаков были найдены гигантские скорости, более 400 км/с. И совсем небольшое количество облаков имеют скорости, направленные от диска, причем они наблюдаются только на низких широтах, $< 20^\circ$.

Природа высокоскоростных облаков до сих пор в значительной степени загадочна. Пожалуй, главная трудность в их исследовании, которая мешает надежно интерпретировать их — это незнание расстояний. Часть облаков, несомненно, имеет внегалактическое происхождение, но обо всех этого с уверенностью сказать нельзя. Интересно, что попытки найти в ядрах высокоскоростных облаков молекулы (CO, OH) не увенчались успехом (см. Дживанелли, 1979). Однако пока отсюда не удается сделать вывод, что этот результат указывает на аномалию химического состава облаков: поскольку расстояния до них не известны, не удается оценить ни плотности облаков, ни плотность окружающего вещества, следовательно, нельзя сказать что-либо определенное о плотности молекулярной компоненты в облаке на луче зрения.

Наиболее отчетливо внегалактический водород в ближайшей окрестности Галактики проявляется в виде Магелланового потока — огромной газовой дуги, протянувшейся от Галактики к Магеллановым Облакам

(Мэтьюсон и др., 1974). Магелланов поток включает высокоскоростные облака, что является аргументом в пользу внегалактической природы по крайней мере части таких облаков.

Магелланов поток лежит в плоскости, наклоненной под углом $\sim 70^\circ$ к диску Галактики. Вблизи этой же плоскости находится большинство карликовых галактик местной системы и ряд удаленных шаровых скоплений. В целом вся эта система выделяет некую плоскость симметрии — плоскость "супергалактики" (см., например, Эйнасто и др., 1976). В связи с этим одна из гипотез происхождения Магелланового потока состоит в том, что это остаток первичного газа, из которого сформировалась Местная группа галактик, включая нашу. Согласно другой точке зрения, Магелланов поток образовался под действием приливных сил, которые "вырвали" газ из Магеллановых Облаков во время их прохождения вблизи Галактики.

Подробнее о структуре и природе Магелланового потока можно прочитать в статьях Мэтьюсона и др. (1974, 1979).

§ 10. Центр Галактики

Центральные области галактик, в том числе и нашей, привлекают особое внимание. Очень часто они обнаруживают признаки взрывной активности и мощного энергетического выделения, они являются источниками интенсивного излучения в радио-, инфракрасном, рентгеновском и гамма-диапазонах. В то же время природа активности ядер галактик, источников их энергии во многом остается до сих пор загадочной. Эта проблема впервые, по-видимому, была поставлена Амбарцумяном (1958, 1968).

В Галактике центральная область скрыта от нас вследствие поглощения межзвездной пылью, ослабляющей свет на 30^m . Поэтому исследования в оптическом диапазоне практически невозможны, и о звездном составе центра мы судим в значительной степени по данным о внешних, похожих на нашу, галактиках.

Но из центра почти беспрепятственно доходит до нас излучение в радио-, инфракрасном, рентгеновском и гамма-диапазонах. Это дает возможность в больших подробностях изучить межзвездную среду, распределение звездной плотности, высокоэнергетичные процессы, кинематику и динамику в этой области.

В настоящее время в центре Галактики принято выделять три характерные области. Первая, имеющая радиус $R \approx 4$ клк, интересна особенностями кинематики и распределения газа. Здесь резко падает плотность газа после пика плотности на расстоянии $R = 4 - 5$ клк ("дыра" в газовом диске Галактики). Вторая область с радиусом $R = 600 - 700$ пк выделяется массивным сфероидальным уплотнением звезд — звездным балджем, масса которого порядка $3 \cdot 10^{10} M_\odot$, и мощным газовым диском с массой $M_g \approx 6 \cdot 10^8 M_\odot$. Наконец, окрестность центра с радиусом приблизительно в один парсек называют ядром (часто ядром называют вообще всю центральную область Галактики) или *центральной парсек*.

Центр Галактики интенсивно излучает в инфракрасном и радиодиапазоне волн.

В радиодиапазоне он ярко светит как в непрерывном спектре, так и в линиях: 21 см (HI), рекомбинационных (HII) и молекулярных (OH, CO, H_2O , H_2CO_3 и др.). Тепловая компонента непрерывного спектра связана с ионизованным водородом (особенно с окооядерным диском HII размером ~ 150 пк), тепловая представляет собой синхротронное излучение.

Подавляющая часть инфракрасного излучения обусловлена пылью, которая поглощает почти все излучение звездного балджа с длинами волн $\lambda < 1$ мкм. Эта энергия переизлучается в средней и далекой инфракрасной области, в которой центр является оптически тонким. В дискретном спектре наиболее ярко светит линия $\lambda = 12,8$ мкм иона NeII. Она позволила изучить кинематику в ядре, в центральном парсеке.

Наряду с диффузным инфракрасным излучением пыли и ионизованного газа, в центре выделяются дискретные инфракрасные источники. Среди них наиболее мощный — всяма компактный источник IRS 16, совпадающий, по-видимому, с динамическим центром Галактики. Другие источники, хорошо видимые на длине волны $\lambda = 2$ мкм, являются, по-видимому, гигантами спектрального класса M.

1. Звездный балдж и газовый диск

Эта область ярко светит в инфракрасном диапазоне, особенно на волне 2 мкм, где переизлученный пылью свет звезд балджа дополняется инфракрасным излучением красных гигантов. Существуют многочисленные обозначения балджа в инфракрасном диапазоне (например, Беклин и Нойгебауэр, 1968; 1978; Окуда и др., 1979), которые показали, что профиль яркости имеет удлиненную вдоль плоскости Галактики форму с мощным пиком в центре (рис. 58). Область наиболее интенсивного свечения ограничена размерами $R \approx 200$ пк. Размеры сфероидального уплотнения звезд, хорошо обрисовываемого на рис. 58, Окуда и др. (1979) оценивают как 2,5 кпк в плоскости ($l = \pm 15^\circ$) и 1,3 кпк вдоль z -координаты ($b = \pm 7^\circ, 5$).

Беклин и Нойгебауэр (1968) интерпретировали инфракрасное излучение центра как свидетельство о существовании здесь массивной звездной компоненты старого населения Галактики. Основной вклад в инфракрасную светимость центра обусловлен, несомненно, красными гигантами. Она равна $L_b \approx 2 \cdot 10^{10} L_\odot$ (Окуда и др., 1979). В ультрафиолетовом диапазоне основной вклад в светимость ядра спиральных галактик дают, согласно Мак-Клюру и др. (1980), не горячие звезды главной последовательности, как в диске, а звезды горизонтальной ветви. Это также подтверждает, что в балдже относительно больше доля старых звезд. Отношение масса—светимость оценивается в балдже приблизительно в $7M_\odot/L_\odot$. Отсюда следует, что его масса обусловлена в основном поздними карликами.

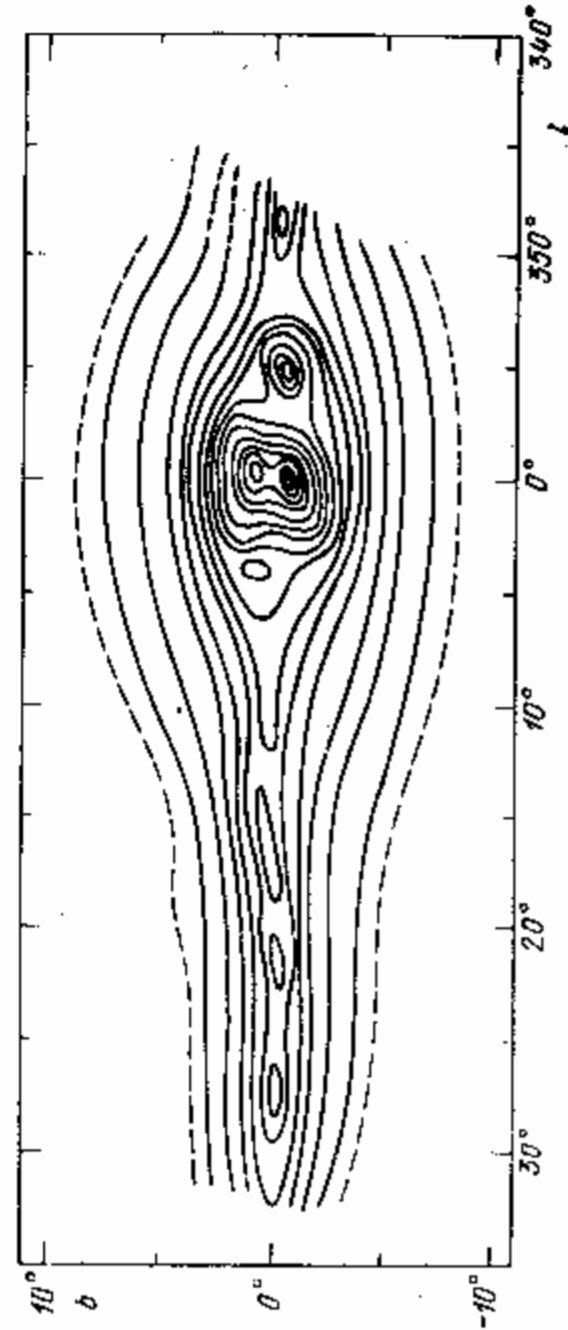


Рис. 58. Карта распределения интенсивности инфракрасного излучения на волне $\lambda = 2,4$ мкм в центре Галактики (Окуда и др., 1979). Интервал между линиями 10^{-10} Вт/см² · мкм · ср.

Масса балджа неоднократно оценивалась по данным о кривой вращения в этой области. Получаемые оценки близки к значению $M_b = 3 \cdot 10^{10} M_\odot$. Сандерс (1979), анализируя структуру и динамику в области балджа, пришел к выводу, что его следует рассматривать как центральную конденсацию, центральную часть более обширной подсистемы — гало. Для полной массы балджа и гало в пределах 10 кпк он получает оценку $5 \cdot 10^{10} M_\odot$, сравнимую с массой диска в этих же пределах, и делает отсюда вывод о том, что эта масса решает проблему стабилизации галактического диска по отношению к неустойчивости Острикера — Пиблса (см. § 11).

Наблюдения в линиях 21 см и 2,6 мм обнаружили в области балджа необычное распределение и кинематику нейтрального водорода, высокую плотность молекулярного водорода. Наиболее интересны три особенности: некруговые движения газа, достигающие 150 км/с, значительные уклонения в распределении газа от плоскости симметрии Галактики и значительная асимметрия в распределении облаков H_2 . Первоначально первые две особенности интерпретировались как следствие взрывных процессов в центре Галактики, в результате которых газ попадает на большие высоты и движется с большими радиальными скоростями (см. обзор Оорта, 1977). Однако по мере накопления новых данных и их детального анализа стали появляться альтернативные модели. Некруговые, радиальные скорости можно, в принципе, объяснить движением газа по эллиптическим линиям тока в поле центральной перемычки (бара) или овального искажения центра Галактики (см., например, Сандерс, 1979). Вертикальная же структура газа находит удовлетворительное объяснение в модели наклонного газового диска, которую предложили Бертон и Лисц (1979). Согласно этой модели, газ образует вращающийся диск толщиной порядка 200 пк и диаметром ~ 3 кпк, наклоненный к плоскости Галактики под углом $i = 22^\circ$ и имеющий дополнительно к вращению радиальную компоненту скорости. На рис. 59 сверху изображена наблюдаемая диаграмма скорости — галактическая долгота для излучения в линии 21 см вдоль направления $b = -l \lg 22^\circ$; внизу — вычисленная (синтетическая) диаграмма, полученная в предположении о наклонном газовом диске. Хорошее соответствие синтетических профилей наблюдаемым говорит в пользу модели наклонного диска.

Однако вопрос о природе некруговых движений, асимметрии в распределении облаков H_2 и причине наклона диска решены не до конца. Подробное обсуждение этих вопросов дано Оортом (1982).

Нейтральный водород в центре Галактики составляет незначительную долю от полной массы газа. Его плотность имеет минимум в окрестности 1 — 2 кпк, опускается до значений $\approx 0,1$ см⁻³. В области $R < 1$ кпк она поднимается до $0,4 - 0,8$ см⁻³ в зависимости от кинематической модели, принимаемой при расчете распределения плотности (Козн, 1979). Подавляющая же часть газа находится в молекулярной форме, причем этот газ практически весь сосредоточен в области $R < 700$ пк; как уже отмечалось, на этом расстоянии общая плотность газа на единицу поверхности диска подскакивает от $4-5 M_\odot/\text{пк}^2$ до $500 M_\odot/\text{пк}^2$, т.е. приблизительно на два порядка. Поэтому, говоря о наклонном газовом диске центра Галактики, обычно полагают, что его радиус равен 600 — 700 пк. Лисц и Бертон (1979) показали, что наблюдаемые ими профили интенсивности линии 2,6 мм молекулы CO хорошо согласуются с синтетическими профилями модели опсанного выше наклонного диска.

Надежная оценка массы и плотности молекулярного водорода в центре, как и во всей Галактике в целом, затруднена обсуждавшейся в § 9 неопре-

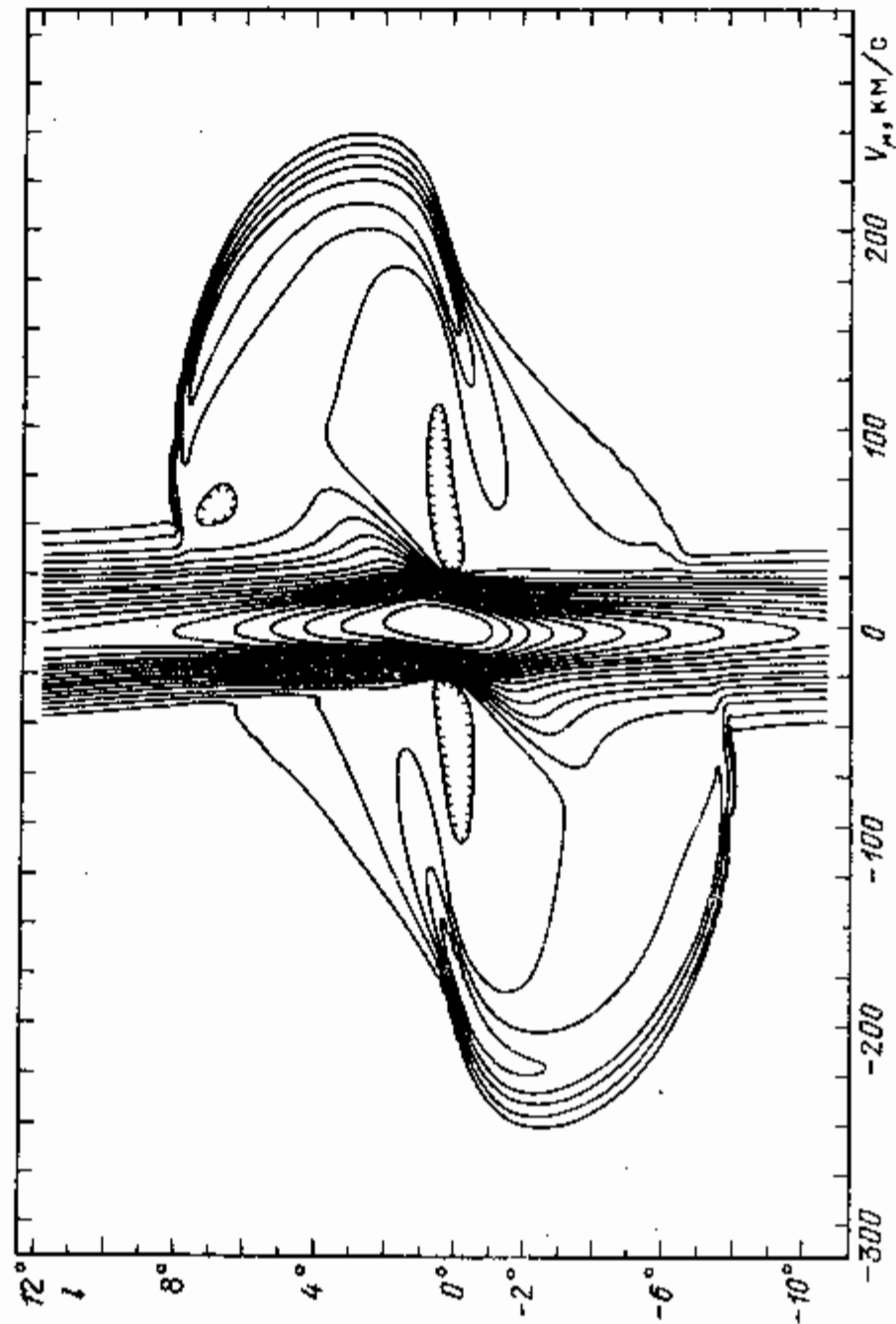
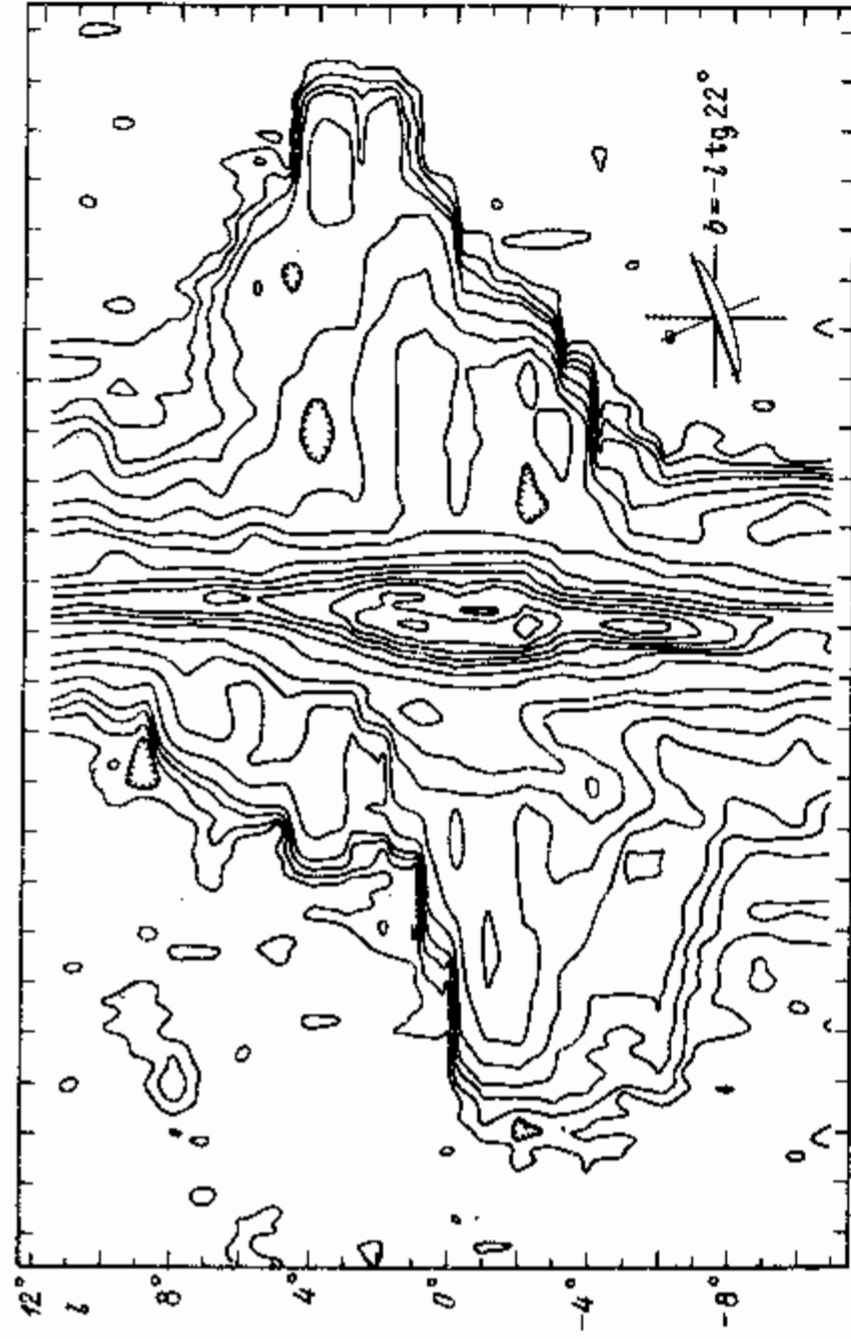


Рис. 59. Вверху: профили интенсивности излучения линии 21 см из области центра Галактики на диаграмме скорости — галактическая долгота, полученные вдоль направления $b = -l \operatorname{tg} 22^\circ$. Эта диаграмма обнаруживает наклонное к плоскости Галактики распределение газа (под углом $\approx 22^\circ$), и показывает его кинематическую симметрию. Внизу — синтетические профили, рассчитанные в модели наклонного газового диска с вращением и радиальным движением (Бертон, Лиссу, 1979).

деленностью относительного обилия $[\text{CO}]/[\text{H}_2]$. Согласно Лиссу и Бертону (1979), масса молекулярного водорода в пределах $R = 1,5$ кпк от центра равна $M_{\text{H}_2} \sim 10^9 M_\odot$. В пределах $R = 1$ кпк на долю молекулярного водорода в модели этих авторов приходится 4% от полной (звездной) массы, т.е. массы балджа. Масса нейтрального водорода в этой же модели на два порядка меньше, чем молекулярного, т.е. $M_{\text{HI}} \sim 10^7 M_\odot$.

Центральная часть балджа погружена в ионизованный газ — околотермальный диск HI радиусом ≈ 150 пк (Паулс и др., 1976). Он хорошо прослеживается в тепловом радиоизлучении. Водород здесь практически полностью ионизован или находится в форме молекулярных облаков. Предполагается, что ионизация обусловлена молодыми горячими звездами, но не исключены и другие причины ионизации.

2. Происхождение балджа. Соотношение светимости—дисперсия скоростей

Действительно ли балдж представляет собой "логическое продолжение" гало в центр Галактики, как это предположил Сандерс (1979)? Анализ этого вопроса показывает, что на самом деле балдж следует считать, по-видимому, особой подсистемой и он не является ни частью диска, ни частью гало. По своим свойствам он ближе скорее к эллиптическим галактикам, и, по-видимому, его формирование и эволюция протекали по типу E-галактик. По существу, балдж — это кусочек эллиптической галактики в нашей звездной системе.

Такое заключение вытекает из исследований возраста, химического состава, звездных населений и кинематики балджа. К сожалению, данные о возрасте и химсоставе для балджа нашей Галактики весьма скудны, а кинематика звезд практически вообще неизвестна. Однако информацию об этих характеристиках можно существенно дополнить результатами по другим спиральным галактикам, похожим на нашу.

То, что звезды балджа в большинстве своем старые, не вызывает сомнения. Их возраст значительно больше среднего возраста диска, и об этом свидетельствует, например, многочисленность популяции звезд горизонтальной ветви (Мак-Клур и др., 1980). Однако родились ли они на стадии формирования гало, т.е. $\sim 15 \cdot 10^9$ лет назад, или значительно позже, скажем, на стадии формирования старого населения диска, — этот вопрос требует дополнительного исследования. В этом отношении большой интерес представляет кинематика центральных областей Галактики, поскольку анализ звездных движений часто дает ключ к пониманию структуры, динамики и происхождения звездной системы.

В центре Галактики мы можем наблюдать только движение газа, а также наиболее ярких молодых звезд, обнаруживаемых по зонам HI . Кинематика газовой составляющей в области балджа резко отличается от кинематики звезд диска и гало в окрестной окрестности. Она характеризуется быстрым вращением, на которое накладываются значительные некруговые движения, достигающие 100 км/с. Последние обусловлены, несомненно, сильной нестационарностью газовой компоненты в балдже, и это в огромной степени затрудняет использование кинематики газа для изучения структуры и динамики балджа в целом. И совсем мало она дает для понимания происхождения этой области Галактики, так как возраст газовой составляющей чрезвычайно мал.

Сфероидальная форма звездного балджа, хорошо видимая в других спиральных галактиках и обнаруживаемая по инфракрасному излучению в

нашей звездной системе, дает основание думать, что звездная компонента уравновешена здесь против сил гравитации в основном пекулярными движениями звезд, как в эллиптических галактиках, а не вращением. Сравнение свойств кинематики эллиптических галактик и балджа спиральных галактик подтверждает это предположение.

Для Е-галактик известна зависимость между светимостью и дисперсией скоростей звезд σ :

$$L \propto \sigma^4$$

(см., например, Мэйлумут и Киршнер, 1981). Уитмор и Киршнер (1981) показали, что такая же зависимость, $L \propto \sigma^4$, обнаруживается для балджей спиральных и SO-галактик. Лишь значение величины σ при данной светимости у Е-галактик несколько больше: на $17 \pm 8\%$. Это важный результат, свидетельствующий о том, что структура и эволюция балджей спиральных и SO-галактик, примерно такая же, как Е-галактик, и существенно отличается как от диска, так и от гало спиральной галактики.

Связь между L и σ_{tot} отражает зависимость между массами и размерами (или средней плотностью) звездных систем. Используя теорему вириала

$$|U| = 2T, \text{ где } |U| \approx \frac{GM^2}{R} - \text{ гравитационная энергия системы, } T =$$

$$= \frac{1}{2} M \sigma_{tot}^2 - \text{ кинетическая энергия внутренних движений системы, и}$$

$$\text{полагая, что } M \propto L, R \propto M^{1/2} \text{ (или } \rho \propto R^{-1} \text{), получим } L \propto \sigma_{tot}^4. \text{ Если}$$

$$R \propto M^{1/3} \text{ (или } \rho = \text{const}), \text{ то}$$

$$L \propto \sigma_{tot}^3.$$

Такую зависимость нашел Тонри (1981) для полной выборки эллиптических галактик низкой светимости из ядра скопления галактик в созвездии Девы. Он же обратил внимание, что различия законов $L \propto \sigma^4$ и $L \propto \sigma^3$, возможно, обусловлены дополнительным фактором — вращением, которое частично уравновешивает гравитацию.

Таким образом, соотношение светимость — дисперсия скоростей указывает на то, что балдж спиральных галактик, в том числе, несомненно, и нашей, формировался и эволюционировал так же, как эллиптические галактики. Тогда от гало балдж отличается тем, что в нем звездообразование практически полностью исчерпало газ, как в Е-галактиках (в гало после завершения звездообразования осталось значительное количество газа, которое пошло на формирование диска). При этом, как и Е-галактики (но не карликовые — см. § 13), балдж имеет примерно солнечное обилие тяжелых элементов, а не экстремально малое обилие, типичное для гало. От диска же балдж отличается незначительностью роли вращения и старым возрастом звезд.

Наблюдаются отличия и звездного состава балджа как от гало, так и от диска. Относительно различий с составом диска мы уже говорили выше (Мак-Клор и др., 1980). Хартвик и др., (1981), изучая звезды типа RR Лиры в балдже, нашли, что, в отличие от звезд этого типа в шаровых скоплениях гало, они имеют лишь небольшой дефицит металлов. Кроме того, у них другое пространственное распределение, чем у скоплений. Отсюда был сделан вывод, что звезды типа RR Лиры балджа имеют другую динамическую историю, чем население гало, т.е. они не рождались совместно с гало в едином процессе.

Поскольку балдж похож на Е-галактики, то о его возрасте можно судить до некоторой степени по результатам для этих галактик. О'Коннел (1980)

показал, что основное звездообразование в ядрах гигантских эллиптических галактик не завершилось вплоть до момента времени $5 - 8 \cdot 10^9$ лет назад (по изохронам Чардулло и Демарка, 1977). Поэтому здесь возраст значительной части звезд в два-три раза меньше возраста гало и совпадает с возрастом старого населения диска Галактики. Аналогичный результат был получен для балджей спиральных галактик. О'Коннел (1982) также показал, что ядра Sc-галактик не являются старыми малометаллическими системами, как гало, и их голубой цвет связан не со звездами горизонтальной ветви, а с примесью молодых звезд ГП.

Если теперь распространить эти результаты на балдж Галактики, то следует признать, что его возраст находится посередине между возрастными гало и диска. Тогда объясняются и различия в звездном составе всех трех подсистем.

Таким образом, совокупность рассмотренных фактов указывает на то, что балдж Галактики по происхождению и эволюции является своеобразным аналогом Е-галактик.

3. Центральная парсек

Мы уже отмечали, что область $R \leq 1$ пк в последнее время привлекает особое внимание, так как здесь наблюдается ряд аномалий, не имеющих пока удовлетворительного объяснения. Детальное обсуждение ситуации можно найти в обзорах Оорта (1977, 1982), материалах симпозиума "Галактический центр", организованного американским институтом физики летом 1982 г. в Лондоне, в работе Кардашева (1983).

Здесь обнаруживается очень сильная концентрация компактных HII областей, которые наблюдаются в линии Ne на волне $\lambda = 12,8$ мкм (см. Лэйси и др., 1982). По этому же излучению получают информацию о распределении массы внутри $R \leq 0,15$ пк (Оорт, 1977). Здесь имеется также резкая концентрация звезд балджа, наблюдаемая в близком инфракрасном диапазоне $\lambda = 2 - 3$ мкм.

В области $R = 1,5$ пк найдены 14 компактных областей HII. Их дисперсия скоростей измерена по NeII ($\lambda = 12,8$ мкм). Она составляет 126 ± 20 км/с. Внутри $R = 0,3$ пк она может быть выше. Так, 6 облаков внутри $R = 0,3$ пк имеют дисперсию порядка 190 км/с. Зависимость пространственной плотности от расстояния очень крутая, $n \propto R^{-\beta}$, где $\beta = 3,5 \pm 0,5$. Если предполагать, что дисперсия скоростей и распределение плотности определяются гравитацией массы, заключенной в области $R = 0,5$ пк, то оценка дает $M = 5 \cdot 10^6 M_{\odot}$ (Лэйси и др., 1982).

Гравитационное поле и распределение массы в центре определяют, вообще говоря, траектории (Оорт, 1977): а) по распределению излучения в близком инфракрасном диапазоне ($\lambda = 2 - 3$ мкм; предполагается, как уже отмечалось выше, что это — переизлученное пылью свечение звезд, по интенсивности которого можно определить "звездную плотность"); б) по вращательной скорости газа, сконцентрированного в галактической плоскости; в) по распределению плотности и дисперсии скоростей объектов населения II (планетарных туманностей, например).

Наиболее точное определение соответствует первому способу и дает $M = 1,5 \cdot 10^6 M_{\odot}$, т.е. в три раза меньше, чем по линии $\lambda = 12,8$ мкм NeII. Это, возможно, свидетельствует о том, что внутри центрального парсека находится темный объект с массой в несколько миллионов солнечных масс. Однако результат этот достаточно неопределен, хотя бы потому, что неизвестно, как сформировались быстро движущиеся облака HII (Оорт, 1982).

Вопрос о существовании внутри центрального парсека массивного тела (сверхмассивной звезды, черной дыры) обсуждается давно. Исторически он возник, по-видимому, впервые в связи с известным предположением о том, что ядра галактик могут быть "мертвыми" квазарами. И сейчас он не потерял актуальности в связи с упоминавшимися выше работами по изучению компактных HII — областей и наблюдением гелия. Существование в центре Галактики массивного тела (черной дыры?) должно приводить к ряду следствий. В частности, оно должно проявляться в распределении звезд в пространстве, окружающем объект, и в пространстве скоростей. В последние годы в этом направлении выполнено много работ, целью которых было исследовать кинетику звезд в поле черной дыры и изучить наблюдательные следствия аккреционных и приливных явлений, которые должны здесь разыгрываться (Пиблс, 1972; Бакол и Вольф, 1976; Франк и Рис, 1976; Лайтман и Шапиро, 1977; Докучаев и Озерной, 1977 а, б; Гурзадян и Озерной, 1980; Бисноватый-Коган и др., 1982).

Отсылая читателя за подробностями к этим работам, отметим специфические черты такой ситуации. Шварцшильдовский радиус черной дыры

$$r_g = \frac{2GM}{c^2} \approx 0,02 \left(\frac{M}{10^6 \cdot M_\odot} \right) \text{ а.е.}$$

Обозначим радиус приливного разрушения звезд в поле массивного объекта r_t . Его величина равна (см., например, Докучаев и Озерной, 1977а):

$$r_t = \left(\frac{6}{\pi} \frac{M}{\rho} \right)^{1/3} \approx 1 \left(\frac{M}{10^6 M_\odot} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho}{\rho_\odot} \right)^{-1/3} \text{ а.е.}$$

Если звезда подходит к массивному телу на расстоянии $R < r_t$, она разрушается приливными силами. Расстояние, на котором существенно меняются орбиты звезд в поле массивного тела, можно найти из оценки

$$r_h \approx \frac{2GM}{\sigma^2} \approx 2,7 \cdot 10^{18} \text{ см} \left(\frac{M}{10^6 M_\odot} \right) \left(\frac{\sigma}{100 \frac{\text{км}}{\text{с}}} \right)^{-2} \lesssim 1 \text{ пк.}$$

Воспользовавшись формулой (14.2.2.), найдем время релаксации звезд внутри центрального парсека, принимая, например, их среднюю объемную концентрацию $n_c \approx 10^7 \text{ пк}^{-3}$. Оно составляет $\tau_E \approx 6 \cdot 10^7$ лет.

Звезды, попадающие в область $R < r_t$, разрушаются. Из-за короткого времени релаксации "погибшие звезды" должны восполняться новыми. Образующийся при разрушении звезд газ должен аккрецировать на массивный объект, увеличивая с течением времени его массу. Убыль части звезд из-за приливного разрушения приводит к появлению диффузии в пространстве скоростей и специфическому виду зависимости объемной концентрации звезд от расстояния, которую можно попытаться проверить наблюдательно. Аккреция газа на массивный объект может происходить в различных режимах и приводить к различным наблюдательным следствиям, в частности, к синхротронному излучению (Гурзадян и Озерной, 1980). Насколько однако серьезным является предположение о том, что в центре Галактики могут находиться одна или несколько черных дыр? Существуют ли какие-либо наблюдательные основания (кроме приведенных выше оценок массы), позволяющие серьезно отнестись к этой гипотезе? По-видимому, наблюдательные данные последних лет дают некоторые основания в пользу этой гипотезы, но существуют весомые аргументы и против нее (см. Таунс и др., 1983).

Исследования "центрального парсека" нашей Галактики привели в последнее время к значительным открытиям. Появилась информация, достаточная для того, чтобы попытаться построить, хотя бы феноменологически, модель галактического ядра. Такие попытки были предприняты Кардашевым (1983) и Шкловским (1983а).

Рассмотрим коротко модель центра по Кардашеву (1983), отсылая за подробностями к его оригинальной работе. Из совокупности наблюдательных данных по центру Галактики отметим обнаружение двух необычных источников радиоизлучения: так называемой "миниспираль" диаметром 12 световых лет (Экерт и др. 1983) и компактного быстрого переменного (порядка нескольких минут) радиоисточника. Согласно Бекеру (1981), собственное движение его таково, как если бы он находился точно на оси вращения Галактики. В этом же направлении обнаружены уникальный источник, излучающий узкую аннигиляционную линию (электронно-позитронную) 511 кэВ переменной интенсивности, и точечный переменный рентгеновский источник с непрерывным спектром. Как уже упоминалось, здесь же в области центрального парсека в инфракрасном диапазоне обнаружены быстро движущиеся облака HII, располагающиеся вдоль рукавов миниспирали. Пыль имеется даже внутри центрального парсека и обнаруживается по диффузному излучению (Беклин, Нойгебауэр, 1975; Беклин и др., 1978). За центральным парсеком ("вторая область") пылевые и HII облака перемешаны с молекулярными облаками крайне низкой температуры, $T \approx 6 \text{ К}$ (Цукерман и Койпер, 1980). Здесь же наблюдаются появляющиеся и быстроисчезающие радио- (Дэвис и Фью, 1979) и рентгеновские (Зйлес и др., 1975) источники. Наблюдается сложное движение газа. Ядерная активность влияет, по-видимому, на ситуацию в широкой области до 4 кпс от центра, в которой наблюдается помимо круговых движений расширение от центра газа с массой порядка $\sim 10^8 M_\odot$ и энергией $\sim 10^{58} \text{ эрг}$ (Оорт, 1977). Приведем изображения центра в разных диапазонах (рис. 60). Анализ наблюдений приводит к выводу о том, что центр миниспирали и компактный радиоисточник образуют двойную систему с расстоянием между компонентами $3''$, т.е. 0,15 пк (рис. 60в).

Имеется три группы аргументов, свидетельствующих в пользу того, что эта двойная система является парой сверхмассивных объектов, возможно парой черных дыр (Кардашев, 1983):

1) энергетика (аномально высокая светимость компонент, близкая к необходимой для ионизации плазменных облаков в объеме центрального парсека);

2) масса (регулярное вращение облаков плазмы около положения пары, располагающейся с точностью до ошибок измерения на оси Галактики; это вращение прослеживается по спектральным линиям в радио и инфракрасном диапазоне вплоть до расстояний 0,1 пк);

3) концентрация необычных источников гамма, рентгеновского, инфракрасного и радиоизлучения, многие из которых наблюдаются только здесь (рис. 60). Например, необычный инфракрасный объект IRS 16 (возможный центр звездного скопления; Беклин и Нойгебауэр, 1975; Беклин и др., 1978) расположен к юго-востоку от западной компоненты пары.

Принимая массу каждой компоненты пары равной $M = 10^6 M_\odot$, находим радиус их общей орбиты порядка $R \approx 0,1 \text{ пк}$, круговую скорость компонент $V \approx 100 \text{ км/с}$ и период обращения системы $P \approx 6000 \text{ лет}$.

Наблюдаемые в пределах нескольких парсек облака HII в такой модели можно рассматривать как остатки звезд (разрушенных вследствие взаимных столкновений или приливными силами черных дыр), выброшенных наружу благодаря эффекту притяжения.

Центральные области галактик обычно считаются богатыми тяжелыми элементами (см., например, Фабер, 1977).

Многие наблюдения центра нашей Галактики также свидетельствуют о повышенном содержании в нем азота, кислорода, неона; кроме того, по-видимому, здесь другой изотопный состав: по сравнению с оксосолнечной окрестностью, в центре выше отношения $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$, $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$, $^{17}\text{O}/^{16}\text{O}$; наконец, здесь, скорее всего, понижено содержание дейтерия (см. обзор Одуза, 1977). Эти факты необычайно важны для понимания не только эволюции химического состава вещества в центре Галактики, но и для понимания истории формирования центра, для понимания протекающих здесь физических процессов. Поэтому критически проанализируем современную наблюдательную ситуацию с определениями химсостава центра Галактики.

Целый ряд данных свидетельствует о том, что содержание элементов в центре нашей и подобных ей галактик на самом деле является нормальным (т.е. солнечным) и даже пониженным. Притчет и Кэмпбелл (1980) показали, что в ядрах галактик M 81 и M 31 обилие железа совпадает с солнечным. Этот результат получен на основе инфракрасной спектроскопии ядерных областей этих галактик, и относится к объектам, дающим основной вклад в светимость и массу этих областей, т.е. к G-M-звездам (в ближайшем инфракрасном диапазоне содержатся бледные звезды с температурой пика, обусловленные звездами G, K, M). Считается установленным, что обе галактики имеют такое же обилие тяжелых элементов, как и наша, и даже больше (особенно, M 31), поэтому указанный результат дает основание считать нормальным содержание металлов и в центре нашей Галактики.

Мецгер и Паулс (1979) сделали вывод о большой вероятности нормального обилия элементов в центре Галактики, исходя из того, что температура зон HII там выше, чем в зонах HII на периферии, в спиральных рукавах. Охлаждение зон HII обусловлено, в первую очередь кислородом, поэтому высокая температура указывает на нормальное (и даже пониженное) содержание этого элемента.

Мак-Кэрти и др. (1980) по данным инфракрасной фотометрии центра Галактики нашли, что содержание серы там если и превышает солнечное, то не более чем в два раза (результаты относятся к пыли). Это близко к содержанию элементов молодого населения диска в окрестности Солнца.

Приведенные результаты противоречат, во-первых, выводу о градиенте обилия промежуточных элементов и их повышенном содержании в центре галактик. Притчет и Кэмпбелл (1980) допускают, что обилие железа в них может быть действительно пониженным по сравнению с промежуточными элементами, однако в целом считают это несоответствие пока что необъяснимым. Оно требует совершенно разной зависимости скорости обогащения железом и промежуточными элементами от расстояния до центра. Понять это пока не удается.

Во-вторых, если считать, что градиент металличности, определяемый в оксосолнечной окрестности, отражает изменение среднего содержания металлов в диске и существует в достаточно большой его области, то возникает еще одна трудность. Даже при величине $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR = -0.05 \text{ клк}^{-1}$ обилие железа в центре Галактики должно быть в три раза больше солнечного — что противоречит нормальной металличности центра, вытекающей из нормального значения $[\text{Fe}/\text{H}]$ у Андромеды (M 31) и у M 81.

В-третьих, нормальное содержание промежуточных элементов в центре, следующее из высокой температуры ядерных зон HII, противоречит гра-

Исходя из светимости $3 \cdot 10^7 L_{\odot}$, необходимой для ионизации миниспиралей, и в предположении планковского спектра можно найти эквивалентный радиус тела, который будет порядка $\sim 10^{13} \text{ см}$, т.е. порядка приливного радиуса r_t , что кажется сильным аргументом в пользу излагаемой концепции.

Вращающаяся черная дыра с аккрецией преобразует свою вращательную энергию в конечном счете в энергию пучков релятивистской электроно-позитронной плазмы, направленных в модели Кардашева (1983) вдоль осей вращения черных дыр. Они ограничены силовыми линиями магнитного поля около полярных воронок аккреционных дисков. В рамках модели пары черных дыр удается объяснить природу и параметры компактного радиоисточника и аннигиляционной линии 511 кэВ (Кардашев, 1983).

Альтернативную модель галактического центра предложил Шкловский (1983 а). Он обратил внимание еще на одну "странность" этой области Галактики — на аномально большое содержание гелия, которое обнаружили Холл и др. (1982): отношение (He/H) более чем в 500 раз превышает нормальное. Возможно, именно это обстоятельство является ключом к пониманию ситуации в центре. Согласно Шкловскому (1983 а), здесь недавно (~ 100 лет назад) произошел взрыв сверхновой в массивной двойной системе. В результате образовался объект типа SS 433, но более молодой и высокоэнергичный. Это может объяснить энергетику и характерные особенности излучения центра. В этой модели плазма, излучающая наблюдаемую гелиевую линию $\nu = 4857 \text{ см}^{-1}$ является расширяющейся оболочкой, типичной для массивных сверхновых. Похожую картину мы наблюдаем в волокнах Крабовидной туманности, образовавшихся при вспышке сверхновой II типа. Помимо аномалии химического состава, гипотеза о сверхновой объясняет необычайно большую ширину линии гелия ($1500 \pm 300 \text{ км/с}$). Эта величина также близка к скорости расширения системы волокон Крабовидной туманности. Остаток вспышки сверхновой, как это видно по Крабовидной туманности, может быть мощным источником позитронов, аннигиляция которых дает линию 511 кэВ.

Сходные соображения развиваются в течение ряда лет Озерным (см. обзор Озерной, 1984, и цит. там работы). Он считает, что наиболее весомые указания на возможную природу компактного источника вытекают из последовательного анализа механизма производства позитронов, который приводит к следующей картине. До того, как стать тепловыми (в результате ионизационных потерь в компактных облаках HII, где и формируется аннигиляционное излучение), позитроны должны существенно уменьшить свою энергию, и притом так, чтобы сопутствующее непрерывное излучение в МэВ-ной области не превысило наблюдаемое. Наиболее простой и естественный механизм, обеспечивающий данные требования — это адиабатическое охлаждение при быстром расширении. Такое расширение дает ветер (сферический или в виде двух струй), состоящий из электрон-позитронных пар. Если все пары релятивистские (с начальным Лоренц-фактором $\gamma_0 \sim 10^2 - 10^3$), наиболее естественным их источником может быть очень молодой пульсар, с возрастом менее нескольких сот лет. Если же подавляющее большинство пар появляются субрелятивистскими ($\gamma_0 \sim 1$), то вероятным источником их рождения служит черная дыра сравнительно умеренной массы $M \sim (10 - 100) M_{\odot}$ (для дыры такой массы, кстати, уже нет целого ряда трудностей, с которыми сталкивается гипотеза о массивной черной дыре). Для выбора между молодым пульсаром и черной дырой указанной массы предложен ряд наблюдательных тестов. Можно полагать, что новые данные позволят в ближайшие годы значительно продвинуться в понимании природы центрального источника.

КРУПНОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА И ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛАКТИКИ

диенту обилия этих элементов, если это явление не ограничивается около-солнечной окрестностью. Даже умеренное значение $d[O/H]/dR = -0,10$ клк⁻¹ приводит к десятикратному избытку обилия промежуточных элементов в центре.

Несоответствие между градиентом металличности и низким значением $[Fe/H]$ в центре галактик типа нашей исчезает, если измеряемая величина градиента относится не к средней металличности диска, а обусловлена эволюционным эффектом, т.е. если этот градиент отражает различия в пространственных и кинематических характеристиках двух возрастных групп звезд диска с разной металличностью (Марсаков и Сучков, 1982). Действительно, в этом случае различия в средней металличности в центре Галактики и около Солнца будут зависеть только от различий в относительной доле старых и молодых звезд (гигантов). Если в центре она такая же, как около Солнца, то и средняя металличность, полученная по интегральному спектру, будет совпадать с околосолнечной металличностью гигантов, $\langle [Fe/H] \rangle \approx 0$. Эта величина в центре нашей Галактики может быть меньше (а результаты Притчета и Кэмбелла указывают на большую вероятность этой возможности), если там доля старых звезд больше.

С такой интерпретацией согласуется также вывод Мак-Картни и др. (1980) о не более чем двукратном превышении содержания серы над солнечным в центре нашей Галактики. Но большие значения градиента содержания железа у экстремально молодых объектов — сверхгигантов, цефеид — не позволяют считать подобное решение вопроса исчерпывающим. Аналогично, открытым остается пока вопрос о несоответствии между высокой температурой ядерных зон HII и выводом о повышенном обилии CNO-элементов, вытекающим из существования градиента.

Таким образом две важнейшие проблемы науки о Галактике — проблемы градиента химического состава и химического состава центра — оказываются теснейшим образом связанными между собой, и находятся примерно на одинаковом уровне понимания (или непонимания).

Примечание в корректуре. Последние, наиболее тщательные астрометрические измерения на $\lambda \approx 1$ мкм (Heggy J.P. et al, APJ Lett., 1984 — препринт), показали, что протяженный инфракрасный источник IRS 16, отождествляемый с компактным звездным ядром в галактическом центре, разрешается на три субкомпоненты, причем центральная совпадает в пределах ошибок $0,3 \pm 0,5''$ с положением компактного нетеплового радиоисточника Стрелец A*. Новые наблюдения пинейчатого излучения источника IRS 16 (Geballe T.R. et al., APJ — препринт) подтвердили наличие широкой линии HeI, а также обнаружили линии H I серии Брэкета B_{α} (4,05 мкм) и B_{γ} (2,017 мкм), примерно той же ширины. В результате анализа спектров и условий формирования линий Гебалл и др. приходят к выводу о близости к нормальному обилию He/H в источнике IRS 16 и об истечении вещества из этого источника со скоростью порядка 700 км/с при темпе $10^{-4} - 10^{-2}$ М_☉/год. В качестве возможных источников ветра из центра Галактики, обладающих указанными параметрами, предложена сверхмассивная звезда с массой порядка 300 — 500 М_☉ или черная дыра близкой массы (Озерной, АЦ, в печати).

Структура Галактики — наличие в ней отчетливо выраженных подсистем, распределение масс, вращение — обусловлена в основном двумя факторами: динамической эволюцией и историей звездообразования (30). Поэтому эти проблемы в изучении Галактики оказываются неразрывно связанными. В двух предыдущих главах мы уже обсуждали, как вариации скорости 30 могли привести на фоне сжимающейся газовой подсистемы Галактики (от стадии протогалактического облака до современной экстремально-плотной подсистемы) к формированию многоподсистемной структуры. В настоящей главе мы более подробно рассмотрим как свойства самих подсистем (§ 11), так и свойства процесса звездообразования (§ 12).

История 30 определила не только структуру Галактики, но и особенности химического состава ее населений. Собственно, именно проблемы химического состава, его эволюции в Галактике в сильнейшей степени стимулировали в 70-х годах исследования по истории 30, а выводы о влиянии истории 30 на формирование Галактики пришли из анализа моделей химической эволюции. Это, по существу, парадоксальное обстоятельство нашло отражение в названии и содержании Коллоквиума МАС № 45 "Химическая и динамическая эволюция Галактики". Парадоксальность же состоит в том, что к началу 70-х годов представления о строении Галактики, несомненно, были в большей степени определены, чем представления об особенностях ее химического состава, поэтому, казалось бы, историей 30 следовало заниматься в первую очередь в связи с проблемами структуры, а не химического состава. Впрочем, эта традиция — идти от химического состава к динамической эволюции и формированию подсистем через историю 30 — восходит, по крайней мере, к известной работе Эггена и др. (1962). Современные аспекты связи трех составных частей теории Галактики: истории звездообразования, динамической и химической эволюции отражены в § 13.

§ 11. Модели строения Галактики

Вопрос о крупномасштабном устройстве Галактики до 70-х годов не вызывал у астрономов сколько-нибудь сильных эмоций. Здесь казалось в принципе все ясным. Довольно хорошо была известна кривая вращения $V(R)$ от центра до Солнца; она давала возможность построить распределение массы внутри этой области, и интерполяция этого распределения за пределы солнечного круга $R_0 = 10$ клк показывала, что где-то на $R \approx 15$ клк, на границе "видимого" звездного диска Галактика кончается, и почти вся масса находится в пределах радиуса диска $R \approx 15$ клк.

Ситуация изменилась, когда Острайкер и Пиблс (1973) показали, что дисковые звездные системы, в которых гравитация уравновешена вращением, не могут существовать — они неустойчивы. Как выяснилось из дальнейших исследований (например, Хол, 1975), галактика с дисковой подсистемой устойчива лишь в том случае, когда более половины ее массы сосредоточено в невращающейся подсистеме, в гало. С этого времени возникла

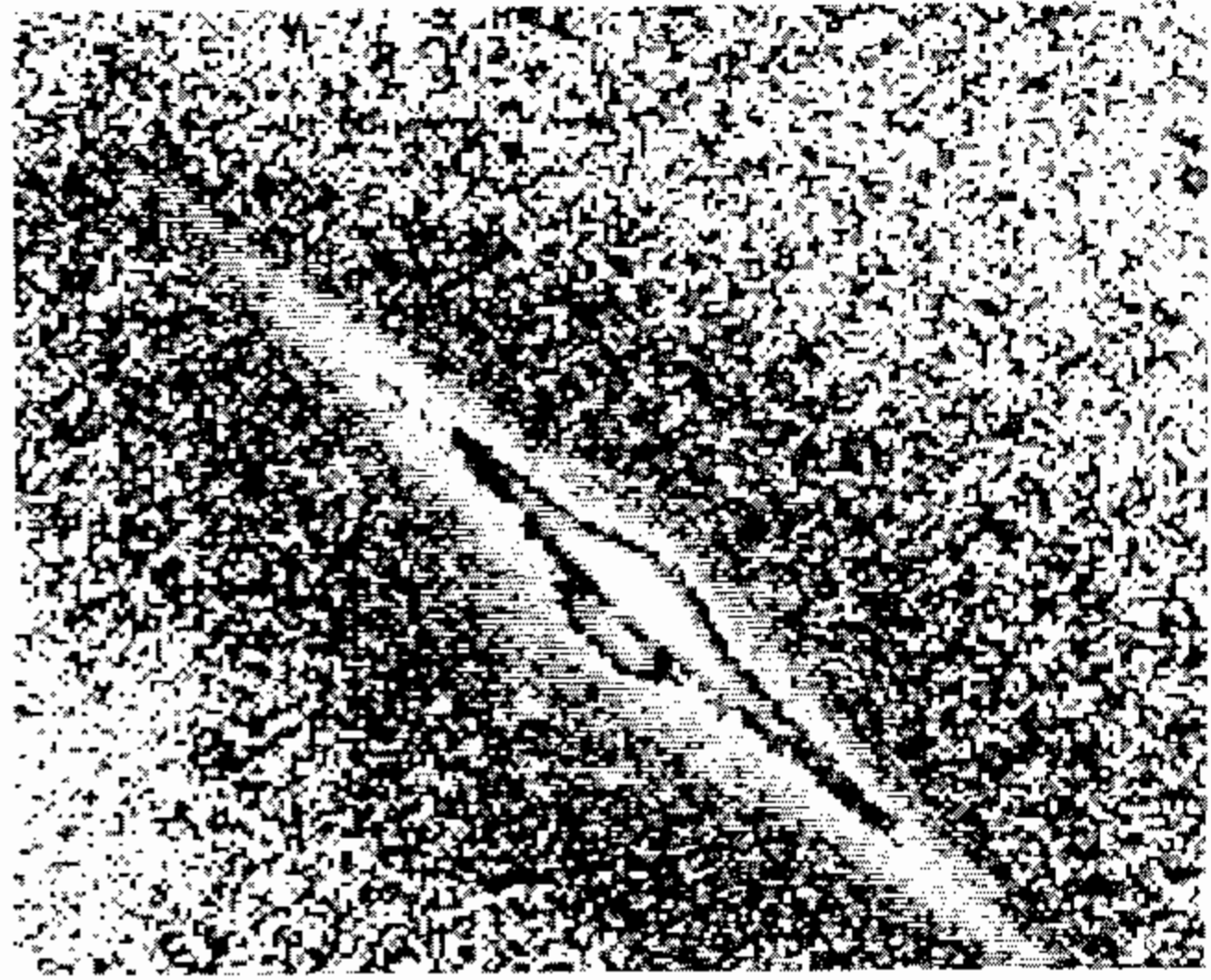


Рис. 61. Галактика NGC 4565 в инфракрасных лучах. Эта система считается похожей на нашу Галактику. В видимых лучах она представляет собой тонкий диск с ярким центральным утолщением — балджем (см. рис. 1). В инфракрасном диапазоне у нее обнаружена гигантская оболочка (корона). На рисунке эта оболочка видна как темная эллиптическая область вокруг светлой полосы диска (Спинрад и др., 1978).

проблема массивного *внутреннего гало*: столь большая масса гало внутри объема с радиусом, равным радиусу диска Галактики, не обнаруживалась, и ее существование даже не подозревалось. Проблема открыта и сейчас: до сих пор окончательно не ясно, из чего состоит "невидимая", "скрытая" масса в области $R < 10 - 15$ кпк.

Почти одновременно с вопросом о внутреннем гало возникла, пожалуй, еще более фундаментальная проблема массивного *внешнего гало*, или *короны*. Исследуя динамику системы спутниковых галактик, окружающих нашу звездную систему, Зайнсто и др. (1974) и Острайкер и др. (1974) пришли к выводу, что Галактику окружает протяженная корона, масса которой на порядок больше общепринятого значения массы в пределах видимых размеров Галактики. Сейчас данные о кривых вращения для других спиральных галактик указывают на существование массивных корон и у этих систем; однако до сих пор мы не видим эту массу ни в нашей, ни в других галактиках, и не можем с уверенностью сказать, из чего она

состоит. Впрочем, для некоторых галактик в инфракрасном диапазоне наблюдаются чрезвычайно слабые обширные оболочки (рис. 61), но природу их до конца не ясно, и нет уверенности, что именно с этой материей связана невидимая, "скрытая" масса корон (Спинрад и др., 1978).

Предшествующий этап развития представлений о строении Галактики по существу завершился работой Шмидта (1965), в которой была разработана подробная модель распределения массы. Эта модель использовалась во многих исследованиях строения и эволюции Галактики, и до сих пор остается полезной для решения многих задач. Однако новые данные, новые идеи вынудили пересмотреть картину строения нашей звездной системы. Сейчас различными группами авторов разработан целый ряд вариантов модели Галактики, важнейшее отличие которых от модели Шмидта (1965) — это включение новой, и притом самой массивной компоненты Галактики — короны.

1. Модели Галактики

При обсуждении структуры Галактики в первую очередь возникают следующие вопросы: 1) сколько подсистем в ней; 2) какова их геометрическая форма; 3) каковы их размеры; 4) какова их масса. Далее можно задать более сложные вопросы: 5) каково распределение массы в подсистемах; 6) как меняется дисперсия скоростей звезд с изменением положения в Галактике и т.д. Количественные ответы на эти вопросы и дает, собственно, модель галактики. Рассмотрим основные идеи и результаты в этой области.

Чтобы создать количественную модель системы нужно, очевидно, знать из наблюдений какие-то величины, которые смогли бы играть роль "входных" данных для процедуры построения модели. Чаще всего в качестве входных данных выбирают систему галактических постоянных и кривую вращения Галактики. В систему галактических постоянных входят: расстояние от Солнца до центра Галактики R_0 ; линейная скорость вращения Галактики на этом расстоянии V_0 (или угловая скорость $\Omega_0 = V_0/R_0$),

константа Оорта $A = -\frac{1}{2} \frac{d\Omega/dR}{\Omega}$ при $R = R_0$, плотность массы в окрестности Солнца ρ_0 и возможно другие величины (значения градиента плотности, дисперсии скоростей звезд, параболической скорости и т.д.). Эти параметры известны из наблюдений. Известна из наблюдений также величина $\Omega(R) - \Omega_0$, которая получается из доплеровского профиля линии 21 см (см., например, Бертон, 1976); зная из кинематики звезд окрестностей окрестности величины Ω_0 , получают кривую вращения $\Omega(R)$ (или $V(R) = \Omega(R) \cdot R$).

Далее к этим данным добавляют гипотезу о количестве подсистем и о законе распределения плотности в подсистемах, а также всю дополнительную информацию о параметрах подсистем. Распределение плотности в диске выбирается на основе данных о профиле яркости внешних спиральных галактик. Известно, что эти профили во внешней области дисковых галактик хорошо описываются простым экспоненциальным законом (Фримен, 1970). Во внутренней области Галактики, $R \lesssim 5$ кпк, яркость звездного диска, возможно, падает к центру (Корменди, 1977). Поэтому для диска обычно принимается экспоненциально падающее наружу распределение поверхностной плотности массы, которое иногда модифицируют добавлением еще и экспоненциально убывающей к центру частью. Такое распределение можно охарактеризовать всего лишь тремя числовыми параметрами.

Распределение объемной плотности в короне часто считают сферически симметричным, $\rho = \rho(R)$, и задают с помощью двух параметров в виде $\rho_c(R) = \rho_{c0} [1 + (R/\tilde{R}_c)^2]^{-1}$. При таком законе кривая вращения $V(R)$ не зависит от R (т.е. гравитационное притяжение линейно убывает с R), что типично для внешних областей многих спиральных галактик (см. ниже, напомним, что \tilde{R} — радиус в сферической системе координат).

На основе описанной выше "входной" информации строятся *динамические модели* Галактики, общая идея построения которых заключается в следующем. В предположении о стационарности системы, кривая вращения дает возможность оценить радиальную зависимость гравитационной силы $\partial\phi/\partial R$ в Галактике: если гравитация уравновешена вращением, то $\partial\phi/\partial R = V(R)^2/R$. В свою очередь гравитационный потенциал связан уравнением Пуассона $\Delta\phi = -4\pi G\rho(R, z)$ с распределением плотности. Это позволяет в конечном итоге по кривой вращения $V(R)$ найти радиальную зависимость плотности и массу подсистем, которые дают главный вклад в гравитационный потенциал. Данные о скоростях звезд перпендикулярно плоскости диска дают дополнительную информацию о вертикальной структуре диска, о поведении z -компоненты гравитационной силы и о вертикальном распределении массы в диске.

Данные о значениях в окрестности Солнца величины плотности и ее градиента дают возможность получить оценки массы тех подсистем, вклад которых в общий гравитационный потенциал и кривую вращения незначителен.

Одна из наиболее детализированных моделей Галактики была разработана группой астрономов из Тарту (см. Эйнасто и др., 1976, Эйнасто, 1979). Модель строится в три приема. Сначала определяется система галактических постоянных, затем определяются параметры подсистем, и после этого вычисляются *описательные функции*: распределение плотности, дисперсии скоростей звезд, гравитационная сила и др. По заданному начальному распределению плотности вычисляется гравитационный потенциал, и из него находят параметры "входных" данных модели; варьируя начальные параметры распределений, можно найти значения, при которых расхождения между вычисленными и наблюдаемыми величинами "входных" пара-

Таблица 18. Система галактических постоянных в модели Эйнасто (1979)

$R_0 = 8$ клк	$\Omega_0 = 26,5$ км/с клк
$V_0 = 225$ км/с	$\rho_0 = 0,1 M_\odot/\text{пк}^3$
$A = 15,5$ км/с клк	

Таблица 19. Размеры (a_0), масса (M) и сплюснутость (отношение полуосей b_0/a_0) подсистем Галактики по Эйнасто (1979)

Подсистема	a_0 , клк	M ($10^{10} M_\odot$)	ϵ	Подсистема	a_0 , клк	M ($10^{10} M_\odot$)	ϵ
Ядро	0,005	0,009	0,6	Диск	4,6 { 1,0	7,7 { -0,4	0,1 { 0,45
Балдж	0,2	0,45	0,6	Плоская	6,4 { 5,1	1,0 { -0,6	0,02 { 0,025
Гало	2	1,2	0,3	Корона	75	110	1

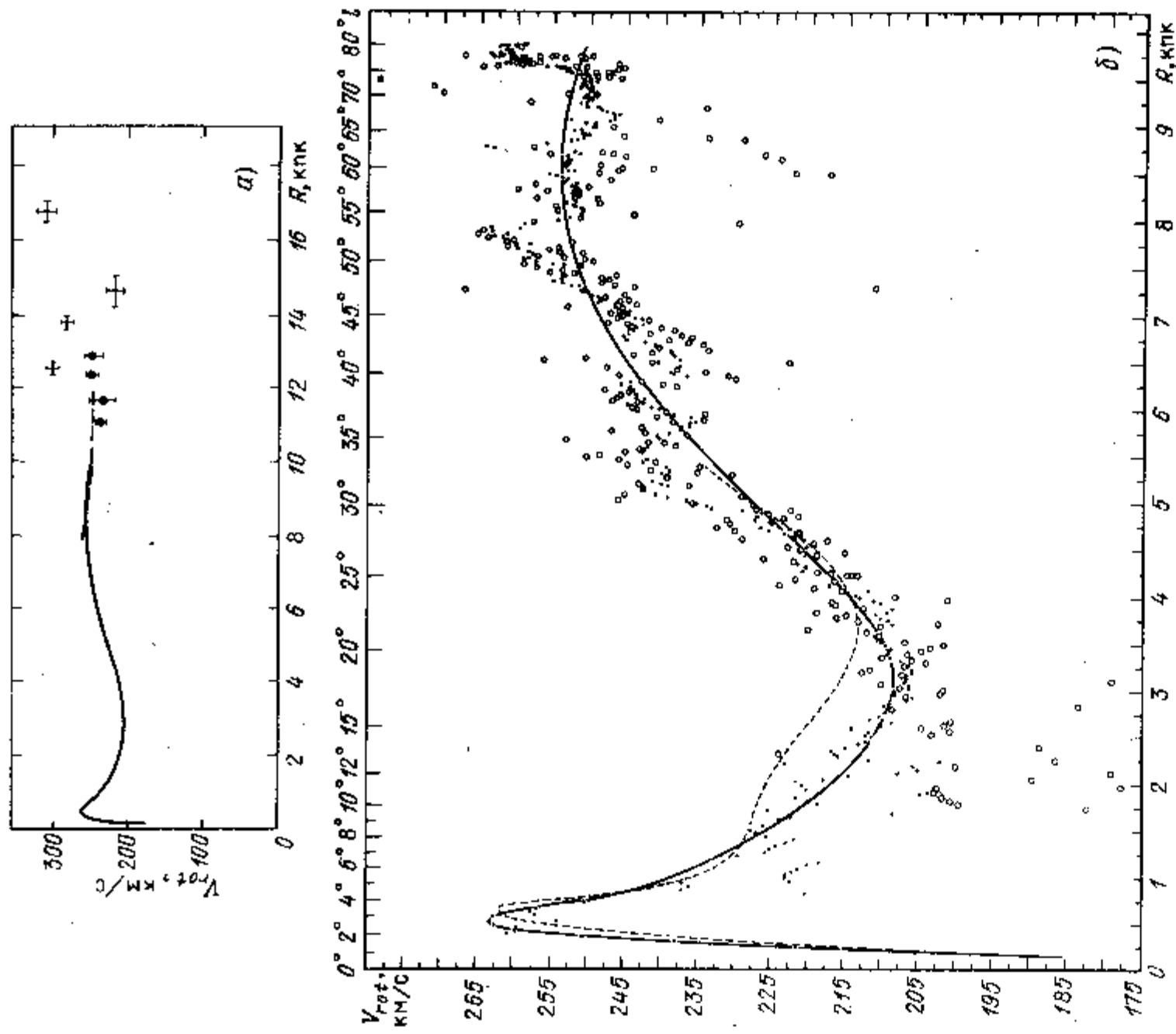


Рис. 62. а) Кривая вращения Галактики. В области $R > 10$ клк приведены совмещенные данные разных авторов по Рубин (1979). б) Кривая вращения Галактики по данным об излучении HI в линии 21 см и CO в линии 2,6 мм (Гордон, Бертон, 1978).

метров минимальны. Эти значения определяют наиболее адекватную модель в рамках сделанных предположений о структуре Галактики.

В таблице 18 даны значения галактических констант, принятые для расчета этой модели.

В рассматриваемой модели участвуют следующие подсистемы: ядро, балдж, гало, диск, плоская подсистема, корона. Считается, что они имеют эллипсоидальную форму, плотность как функция R падает по модифицированному экспоненциальному закону. Подсистемы характеризуются отношением осей эллипсоида ϵ , большой полуосью эллипсоида a_0 (среднеармонический радиус подсистемы), массой M . Эти величины приведены в таблице 19. Параметры подсистем, как сказано выше, находят путем подбора (методом проб и ошибок) так, чтобы воспроизвести наблюдаемую кривую

Таблица 20. Трехкомпонентная модель Галактики (Острайкер, Колдуэлл, 1979)

R , кпк	V_{rot} , км/с	V_p , км/с	$\mu_d/\text{пк}^2$	$\mu_{sp}/\text{пк}^2$	μ_c , $M_\odot/\text{пк}^2$	M_d , $10^9 M_\odot$	M_{sp} , $10^9 M_\odot$	M_c , $10^9 M_\odot$
0,125	251	913	61	36300	106	0,0	1,8	0,0
0,25	274	858	115	15200	106	0,0	4,4	0,0
0,5	270	795	206	5210	106	0,1	8,7	0,0
1	245	734	331	1560	105	0,8	14	0,0
2	219	682	429	429	105	4,5	21	0,1
3	219	653	416	197	104	11	26	0,2
4	228	613	359	113	102	20	29	0,6
5	238	612	291	73	100	29	31	1,1
6	245	594	226	51	98	38	33	1,8
7	249	578	170	38	96	46	35	2,8
8	249	563	126	29	94	53	37	4,1
9	267	550	92	23	91	59	38	6,6
10	243	539	66	19	89	63	39	7,4
15	216	497	11	8,3	76	75	44	20
20	196	472	1,7	4,7	64	77	48	39
30	178	441	0,0	2,1	48	78	52	85
50	170	405	0,0	0,7	31	78	58	198
100	168	356	0,0	0,2	16	78	67	509

Примечания: V_{rot} — круговая скорость, V_p — параболическая скорость, μ_d , μ_{sp} , μ_c — поверхностная плотность массы диска, сфероидальной компоненты и короны соответственно; $R_0 = 9$ кпк.

Таблица 21. Некоторые варианты моделей Галактики

	1	2	3	4	5
Диск:					
μ_0	82 $M_\odot/\text{пк}^2$	90	59 ($M/L=4$)		83
M_0	$4,6 \cdot 10^{10} M_\odot$	$3,7 \cdot 10^{10}$	$2,9 \cdot 10^{10}$		$5,4 \cdot 10^{10}$
$R_{0,5}$	8 кпк	5,9	6,0		
M_{tot}	$6,6 \cdot 10^{10} M_\odot$	$5,6 \cdot 10^{10}$	$4,4 \cdot 10^{10}$		$7,7 \cdot 10^{10}$
Сфероид:					
ρ_0	$1,1 \cdot 10^{-3} M_\odot/\text{пк}^3$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$6,8 \cdot 10^{-5}$ ($M/L=40$)	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$
M_0	$3,4 \cdot 10^{10} M_\odot$	$2,4 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^{11}$		$1,25 \cdot 10^{10}$
$R_{0,5}$	7,4 кпк	3,4			
M_{tot}	$6,4 \cdot 10^{10} M_\odot$	$3,3 \cdot 10^9$	$175 \cdot 10^{11}$		$1,65 \cdot 10^{10}$
Диск-Сфероид:					
μ_0	102 $M_\odot/\text{пк}^2$			106	
M_{tot}	$1,2 \cdot 10^{11} M_\odot$	$5,9 \cdot 10^{10}$	$2,2 \cdot 10^{11}$ ($M/L=40$)	$1,94 \cdot 10^{11}$	$8,6 \cdot 10^{10}$
Корона:					
ρ_0	$5,9 \cdot 10^{-3} M_\odot/\text{пк}^3$				$4,5 \cdot 10^{-3}$
M_0	$2,5 \cdot 10^{10} M_\odot$				$2,1 \cdot 10^{10}$
$R_{0,5}$	80 кпк				41
M_{tot}	$14,5 \cdot 10^{11} M_\odot$				$7,4 \cdot 10^{11}$
R_0	9,1 кпк	8	8	10	8,5
V_0	243 $\text{км} \cdot \text{с}^{-1}$			250	225
V_p	605 $\text{км} \cdot \text{с}^{-1}$			581	479

Примечания: 1 — Колдуэлл, Острайкер, (1981); 2 — Бакол, Сонейра (1980); 3 — Вокулер (1979), Вокулер, Пенс (1978) (нединамическая модель); 4 — Миямото, Нагаи (1975), 5 — Зйнасто и др. (1976).

вращения и систему галактических постоянных. При этом для ядра параметры взяты по аналогии с параметрами ядра в туманности Андромеды. Радиус и масса балджа определены по первому максимуму кривой вращения (см. рис. 62). Радиус гало определен на основании данных о пространственном распределении шаровых скоплений, а масса — по данным о плотности и градиенте плотности звезд населения II в окрестности Солнца. При определении параметров диска в этой модели не удается воспроизвести форму кривой вращения в области минимума (см. рис. 62), если считать, что плотность в диске падает с удалением от центра Галактики по экспоненциальному закону. Поэтому и приходится усложнять (модифицировать) экспоненциальную структуру диска; считая, что на самом деле его плотность в области минимума кривой вращения меньше (это достигается введением дополнительной подсистемы с эффективной "отрицательной" плотностью массы), удается воспроизвести минимум кривой вращения. Параметры такой комплексной модели диска объединены в таблице 19 фигурной скобкой.

Параметры плоской подсистемы подобраны так, чтобы удовлетворить наблюдаемому распределению нейтрального водорода и молодого звездного населения. Здесь также введена дополнительная составляющая с эффективной отрицательной плотностью, чтобы учесть почти полное отсутствие газа в области $1 \text{ кпс} \leq R \leq 4 \text{ кпк}$ ("дыра" в газовом диске Галактики).

Масса короны найдена в предположении, что ближайшие карликовые галактики — спутники нашей звездной системы — удерживаются гравитационным полем короны. По величине дисперсии скоростей этих галактик из теоремы вириала вычисляется масса короны, а ее размеры оцениваются как размеры системы этих галактик.

Зная параметры подсистем и закон изменения плотности, можно найти, как уже говорилось, различные описательные функции. На рис. 63 приведена одна из наиболее интересных — поверхностная плотность массы (т.е. масса на единицу поверхности диска) разных подсистем как функция галактического расстояния. На рис. 64 дана кумулятивная масса $M(R)$ дисковой и сфероидальной компоненты, а также общая кумулятивная масса, включающая и корону.

Похожий, но отличающийся в деталях метод построения модели Галактики применили Колдуэлл и Острайкер (1981). Модель включает три подсистемы:

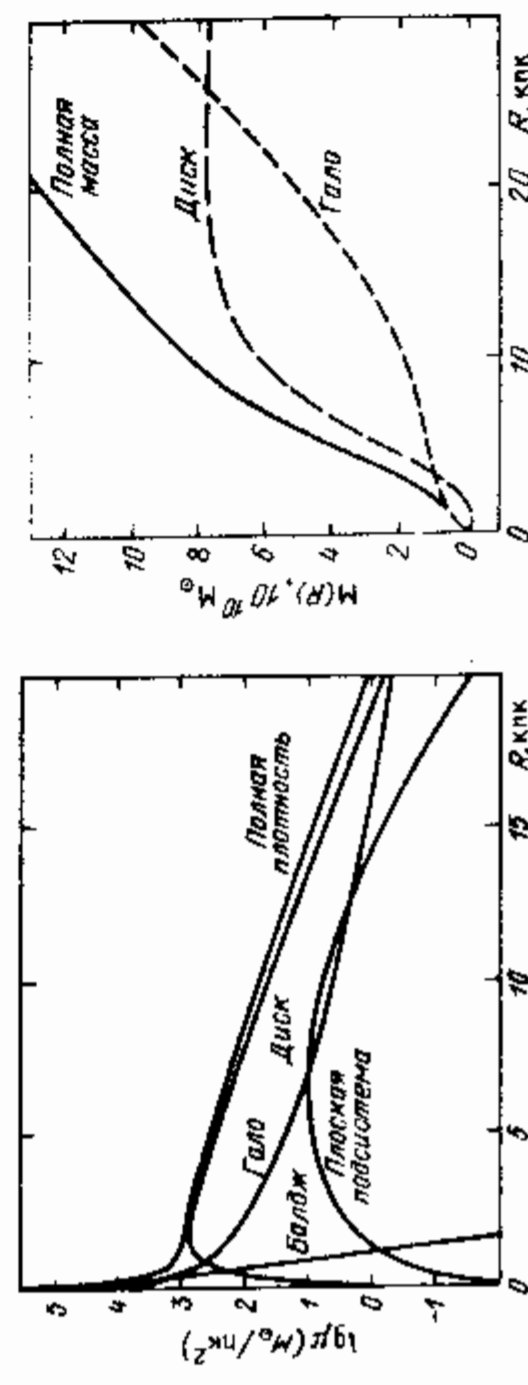


Рис. 63. Поверхностная плотность массы Галактики и ее подсистем в модели Зйнасто и др. (1976).

Рис. 64. Зависимость массы $M(R)$ дисковой и сфероидальной компонент Галактики от расстояния до ее центра. Дана также зависимость полной массы (Зйнасто, 1979)

темы: сферическую, диск и корону, и характеризуется двенадцатью наблюдательными параметрами Q_i^{obs} . При заданном законе распределения плотности в подсистемах вычисляется гравитационный потенциал, и из него находятся значения тех же параметров Q_i^{calc} в рамках данной модели.

Путем минимизации величины $\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^{12} (Q_i^{obs} - Q_i^{calc})^2 / \sigma_i^2$, где σ_i — неопределенность наблюдательных данных i -го параметра, находятся оптимальные значения параметров модели и вычисляются окончательные описательные функции. Некоторые из этих функций даны в таблице 20. В таблице 21 приведен ряд констант, характеризующих модель.

Наряду с динамическим подходом, при конструировании модели Галактики возможны другие методы, не основанные на использовании кривой вращения и уравнения Пуассона. Такова, например, модель Вокулера (1979), Вокулера—Пенса (1978), приведенная в таблице 21.

Рассмотрим теперь подробнее некоторые актуальные вопросы, относящиеся к трем главным компонентам Галактики: диску, гало, короне.

2. Распределение массы и геометрия диска

На основе результатов фотометрических исследований выборки спиральных галактик ван дер Круит и Сирл (1982) сделали важные заключения о трехмерной структуре распределения яркости и массы в диске и гало таких систем. Похоже, что довольно общими свойствами диска являются: 1) резкая внешняя граница в радиальном направлении; 2) независимость толщины диска от расстояния до центра галактики (толщина везде почти одинакова и равна $1 - 1,5$ кпк). Эти свойства не отражены в приведенных выше моделях, и пока полностью не объяснены.

Выше мы отмечали, что есть также некоторые указания на то, что диск "обрывается" и во внутренней области галактик, его яркость, возможно, падает вблизи центра (Корменди, 1977). В моделях Зинасто (1979), Колдуэлла и Острайкера (1981) это обстоятельство учитывается в явном виде и интерпретируется как реальный дефицит массы диска в центре. В качестве же главного аргумента в пользу гипотезы о дефиците массы авторами обеих моделей приводят тот факт, что без него не удается объяснить минимум на кривой вращения Галактики. Однако, как показал Синха (1979), такие модели на самом деле невозможны, и рассматриваемая гипотеза поэтому необязательна. В целом этот вопрос пока не решен.

3. "Внутреннее гало": неустойчивость Острайкера—Пиблса и скрытая масса

Анализируя результаты машинных экспериментов по моделированию динамики системы гравитирующих частиц, Острайкер и Пиблс (1973) обратили внимание, что в случае, когда начальное равновесие диска задается балансом гравитации и вращения, дисковая конфигурация со временем довольно быстро превращается в вытянутое образование, напоминающее по форме галактику с перемычкой (баром). При этом энергия вращения переходит в энергию пекулярных движений — система "разогревается". Эта неустойчивость диска не развивается, если он с самого начала удерживается в равновесии не вращением, а хаотическим, "тепловым" движением частиц. Приближенный критерий устойчивости, найденный по результатам машинных (компьютерных) экспериментов, имеет простой вид:

$$T_{rot} / |U| < q_{cr} \approx 0,14, \quad (11.3.1)$$

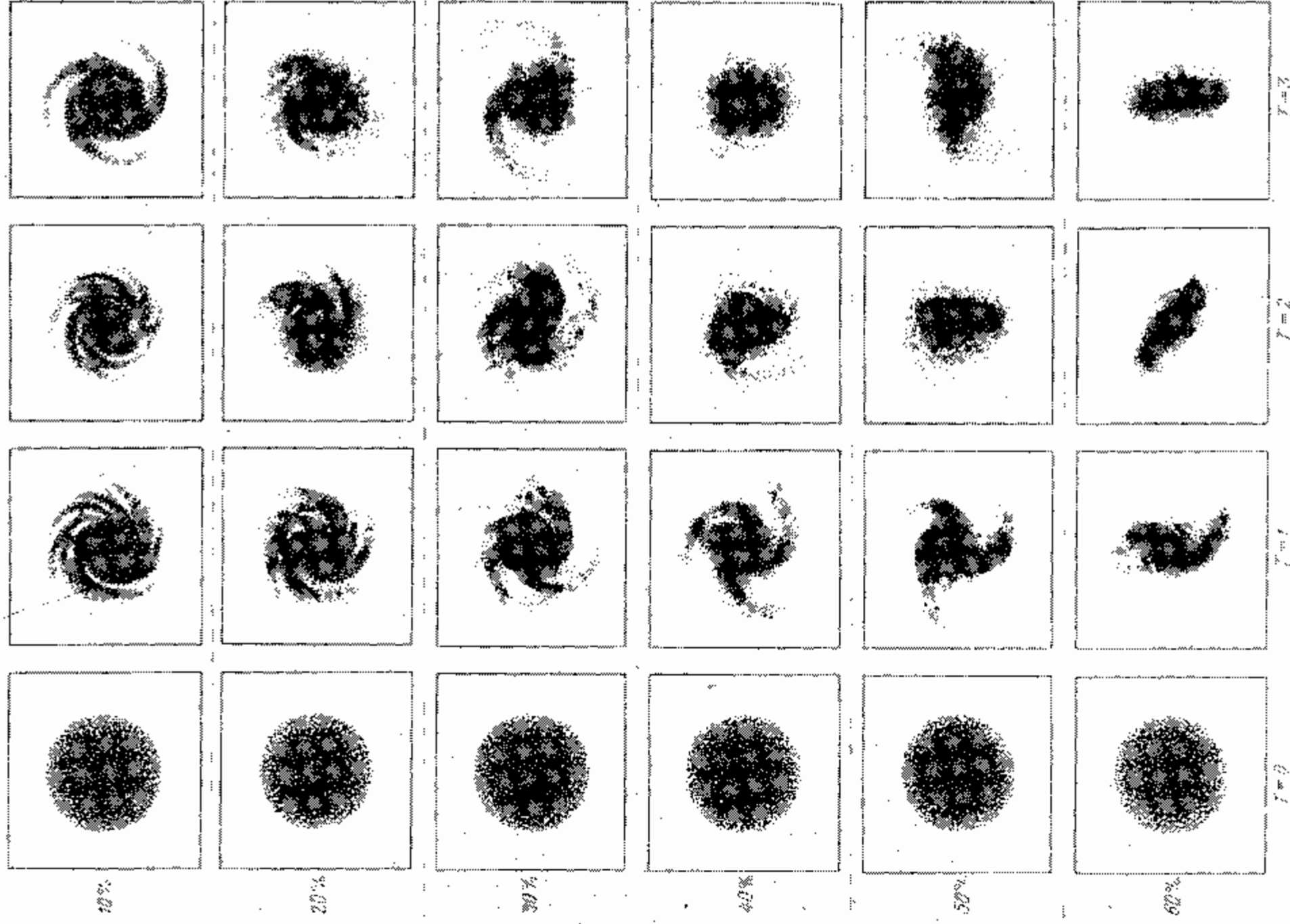


Рис. 65. Результаты экспериментов по моделированию динамики двухкомпонентной (диск + гало) звездной системы. В процентах указана доля массы диска; время T измеряется в единицах начального периода вращения системы (Хол, 1975).

где T_{rot} — кинетическая энергия вращения системы, U — гравитационная энергия. Другими словами, самогравитирующий равновесный диск устойчив только тогда, когда на вращение приходится не более $\approx 0,3$ от полной кинетической энергии системы T_{rot} (по теореме вириала $|U| = 2T_{\text{rot}}$, следовательно, (11.3.1) можно записать как $T_{\text{rot}} < 0,28 T_{\text{rot}}$). Энергия хаотических движений в этом случае примерно в 2,6 раза больше энергии вращения.

Таким образом, оказалось, что звездный диск может быть устойчив, если только дисперсия скоростей звезд не менее чем в полтора раза превосходит скорость вращения. Это резко контрастирует с тем, что известно о кинематике нашей и других дисковых галактик: обычно дисперсия скоростей в диске значительно меньше скорости вращения. Чтобы "спасти" дисковые галактики, Острайкер и Пиблс (1973) предположили, что на самом деле в таких системах большая часть массы находится в гало, удерживаемом в равновесии пекулярными движениями звезд. Машинные эксперименты Хола (1975) показали, что достаточно 60% массы системы заключить в невращающееся гало, как диск с оставшейся на его долю 40% массы стабилизируется против рассмотренной "барообразующей" неустойчивости (рис. 65). Аналитически этот вопрос рассматривали Шмидт-Калер и Вигандт (1980) для случая газодинамической системы.

Возможно, что с неустойчивостью Острайкера—Пиблса и ролью гало в ее стабилизации связано разделение спиральных галактик на нормальные и с перемычкой. Можно предположить, что первые обладают достаточно массивным гало, поэтому дисковая компонента у них устойчива и может существовать длительное время. У галактик с перемычкой тогда следует признать массу гало незначительной, и вместо дисковой конфигурации возникает удлинненное тело — перемычка (бар). Впрочем, вопрос этот не столь прост. Большая яркость бара в SB-галактиках не означает, что в нем находится большая доля массы галактики. Фотометрический анализ показывает, что большая часть массы все же сосредоточена в осесимметричном диске, а перемычка представляет собой лишь малое возмущение осесимметричной конфигурации (Кинг, 1975). В машинных же экспериментах обычно значительная часть диска переходит в вытянутый бар.

Результат Острайкера и Пиблса (1973) о необходимости массивной сфероидальной компоненты в пределах радиуса звездного диска (*внутреннее гало*, в отличие от *внешнего гало*, или *короны*, простирающейся далеко за пределы этого радиуса) "открыл" еще одну "скрытую", или невидимую массу в дополнение к "скрытой" массе в скоплениях галактик. В галактике не видно столь массивного гало. Модель Шмидта (1965) и модель Эйнasto и др. (1976), где масса гало оценивается по данным о наблюдаемой плотности звезд сферической составляющей, дают общую массу сферoidalной компоненты в 4 — 5 раз меньше массы диска. Еще больший разрыв в массах этих двух компонент получается по методике подсчетов звезд сфероидальной компоненты (Бакол и Сонеира, 1980; см. табл. 20). Таким образом, более или менее непосредственно видимая масса гало не может обеспечить устойчивость диска Галактики.

В случае, когда масса сфероидальной компоненты оценивается динамически, ее значение при разумных предположениях можно получить примерно таким же, как для массы диска (Колдуэлл и Острайкер, 1981; см. табл. 21). Это решает проблему устойчивости диска (заметим, что вывод о большой массе гало при динамическом подходе неоднозначен, — см. Бакол и др., 1983), зато ставит другую проблему — скрытой массы.

Впрочем, очень может быть, что мы пока плохо оцениваем массу "обычной", "видимой" материи в гало. Об этом говорят исследования других

спиральных галактик. На основе фотометрических наблюдений выборки спиральных галактик, ван дер Круит и Сирл (1982) показали, что все галактики, изученные ими, имеют, по-видимому, гало, масса которого в пределах радиуса диска составляет половину или даже более от общей массы галактики в том же объеме — т.е. как раз столько, сколько нужно для стабилизации диска. К аналогичным выводам приводят данные о динамических параметрах дисковых галактик: Уитмор и Киршнер (1981) по результатам определения скорости вращения и дисперсии скоростей в балджах 24 S- и SO-галактик в скоплении Девы также сделали заключение о существовании массивного и даже доминирующего по массе внутреннего гало в таких системах.

4. Корона: "плоские" кривые вращения и скрытая масса

Если проблема внутреннего гало связана с неустойчивостью Острайкера—Пиблса, то скрытая масса корон "появилась" и "существует" главным образом благодаря обнаружению длинных, плоских "хвостов" у кривых вращения внешних спиральных галактик (см. ниже).

Но не только кривые вращения указывают на существование большой гравитирующей массы в галактиках. Для нашей Галактики определение кривой вращения за пределами солнечного круга, $R > R_0 \approx 10$ кпк, представляет проблему, особенно на больших расстояниях, т.е. как раз там, где, судя по данным о других галактиках, должен появиться плоский "хвост". Вывод о существовании самой протяженной и самой массивной компоненты Галактики — короны, был сделан Эйнasto и др. (1974) и Острайкером и др. (1974) на основе анализа структуры и динамики Местной группы галактик.

Местной группой называют систему ближайших галактик в пределах $\approx 1,5$ Мпк, включающую Галактику, туманность Андромеды и около тридцати карликовых галактик (см. ван ден Берг, 1981). По-видимому, объекты в этих пределах образуют динамически связанную систему (Яхил и др., 1977). В пространстве распределены они чрезвычайно неоднородно: наблюдается довольно сильная концентрация карликовых систем к двум главным членам группы, что позволяет большую часть из них разделить на подгруппу туманности Андромеды и подгруппу Галактики. К последней относятся Магеллановы Облака, эллиптические галактики в созвездиях Печи, Дракона, Скульптора и ряд других. К ней же относят Магелланов поток (см. § 9).

Эйнasto и др. (1976) предположили, что подгруппа Галактики образует гравитационно-связанную систему, удерживаемую гравитационным полем Галактики. Исходя из этой гипотезы и используя данные о дисперсии лучевых скоростей членов подгруппы ($\sigma_r \sim 90$ км/с), они оценили необходимую для гравитационного связывания массу. Масса оказалась на порядок больше известной (по данным о кривой вращения) массы Галактики, и была приписана невидимой, массивной компоненте Галактики — короне.

Аргументом в пользу этой идеи определения массы Галактики, возможно, служит тот факт, что галактики подгруппы вместе с Магеллановым потоком обнаруживают концентрацию к некоторой плоскости, наклоненной под углом $\sim 70^\circ$ к плоскости диска Галактики; это выделяет подгруппу как целостную динамическую единицу. Согласно Эйнasto и др. (1976), это плоскость симметрии гигантской системы — гипергалактики, — динамическим центром которой является Млечный Путь; основная масса гипергалактики находится в короне с характерным радиусом ≈ 75 кпк, и лишь ничтожную часть этой массы мы видим в форме галактик нашей подгруппы.

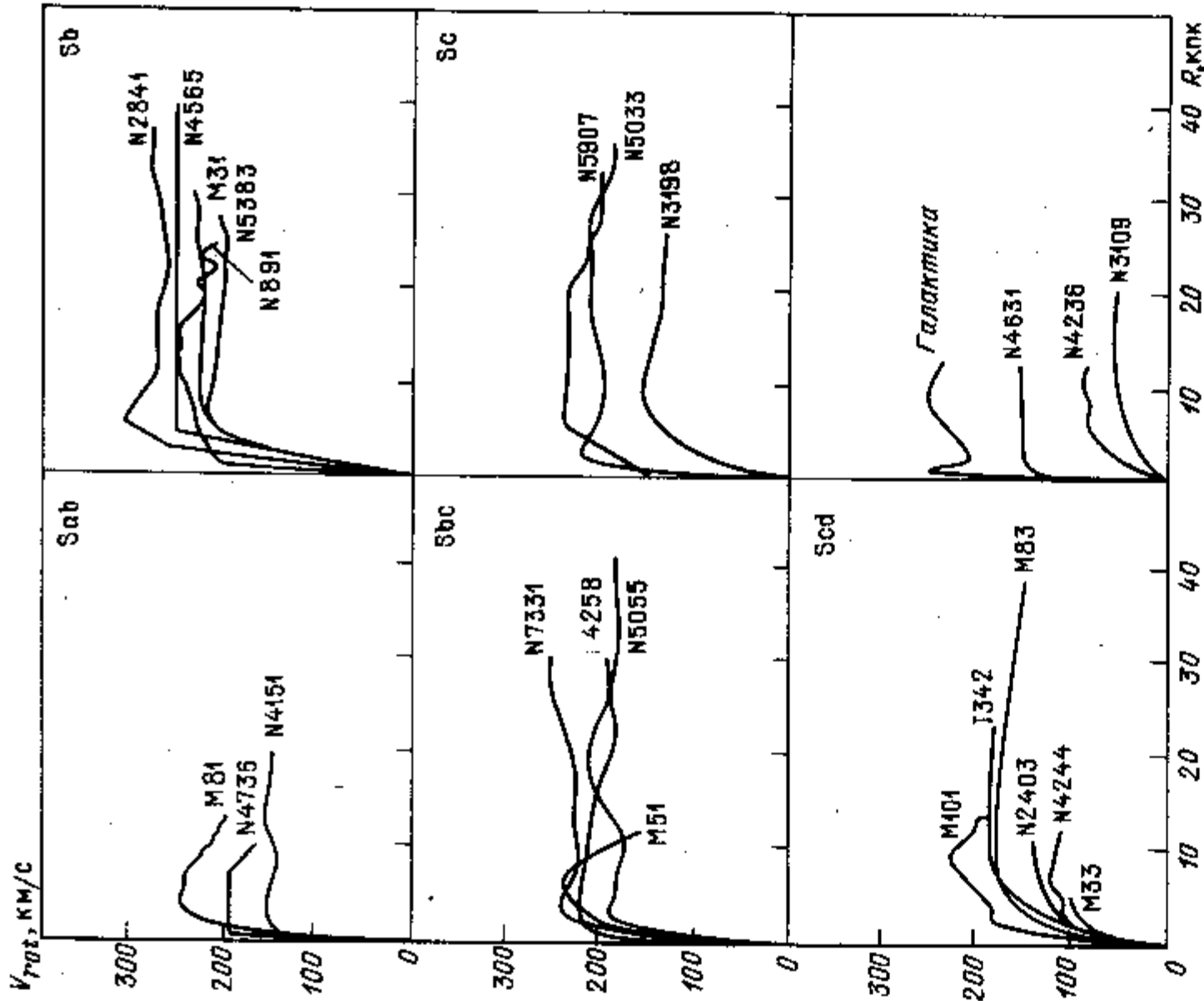


Рис. 66. Кривые вращения S-галактик по наблюдениям нейтрального водорода (21 см) (Босма, 1978). Здесь N означает каталог NGC, M — каталог Мессье.

Однако гипотезе о том, что Местная группа галактик "привязана" к Млечному Пути, противопоставлена альтернативная точка зрения, согласно которой эти галактики относятся к общему полю Местной группы, причем Галактика как целое движется относительно Местной системы со скоростью более 100 км/с (см., например, Мэтьюсон и Шварц, 1976). Если это так, то наблюдаемые скорости спутниковых галактик не имеют отношения к массе Галактики, и рассмотренный подход к вопросу о существовании короны и ее массе будет неадекватным.

Другой подход основан на использовании параболической скорости (скорости отрыва) V_p в Галактике, и его использовали Колдуэлл и Острайкер (1981). По данным о высокоскоростных звездах (Эгген, 1964) они принимают значение $V_p \sim 550$ км/с. Это значительно больше соответствующей величины в модели Шмидта (1965): $V_p = 380$ км/с, следовательно требует значительно большей массы Галактики.

Скорости близких спутниковых галактик и скорость отрыва звезд — это, пожалуй, единственные наблюдательные данные по нашей Галактике, которые можно интерпретировать как указание на существование массивной короны. Они вряд ли представлялись бы убедительными аргументами в пользу короны, если бы не результаты измерений кривых вращения спиральных галактик на больших расстояниях от оптических дисков галактик ("длинные" кривые вращения). Эти результаты показали, что, вопреки ожиданиям, за пределами оптического диска кривая вращения не падает, а остается на почти неизменном уровне вплоть до 30 — 50 клк и далее; другими словами, на больших расстояниях кривые вращения становятся "плоскими", причем в большинстве случаев даже в конце, на границе наблюдательных возможностей, они не обнаруживают тенденции к падению. Соответствующие измерения оказались возможными сравнительно недавно. Босма (1978) определил кривые вращения для довольно большой выборки спиральных галактик различных морфологических типов по данным о поле скоростей нейтрального водорода HI (21 см), а Рубин и др. (1980) провели аналогичные измерения с использованием оптических эмиссионных спектров. На рис. 66 и 67 приведены результаты для галактик типа Sbc, т.е. типа нашей Галактики.

Плоские длинные "хвосты" кривых вращения дают решающий аргумент в пользу массивных корон. В стационарной системе такое вращение уравновешивает гравитационную силу, создаваемую распределением плотности $\rho \propto R^{-2}$ (в случае сферической симметрии, $\rho = \rho(R)$). А это распределение даже в пределах только наблюдаемой части кривой вращения дает массу приблизительно на порядок больше, чем масса видимой, "оптической", галактики. Поскольку нет оснований считать, что наша Галактика существенно отличается от изученных систем типа Sbc, то следует признать, что она обладает такой же кривой вращения и столь же большой "внешней" массой. Это подтверждают многие результаты последних лет; они показывают, что кривая вращения, которая, согласно модели Шмидта (1965), должна резко падать во внешней области Галактики, на самом деле не обнаруживает здесь тенденции к падению (см. рис. 62).

Таким образом, с наблюдательной точки зрения почти нет сомнений в том, что спиральные галактики, и наша, в частности, окружены массивной, протяженной короной. И вот здесь встает интригующий вопрос: из чего "сделана" корона? Сейчас нет сколько-нибудь определенных данных, проливающих свет на этот вопрос; возможно, какое-то отношение к нему имеет, как отмечено выше, инфракрасное внешнее гало, которое обнаружил Спинрад и др. (1978) (на рис. 61). Ясно одно, что корона — это не разреженное вещество, не газ, так как такое количество газа в любой разумной форме было бы давно обнаружено (например, по рентгеновскому излучению, если это горячий газ; по 21 см, если это облака HI и т.д.). Наи-

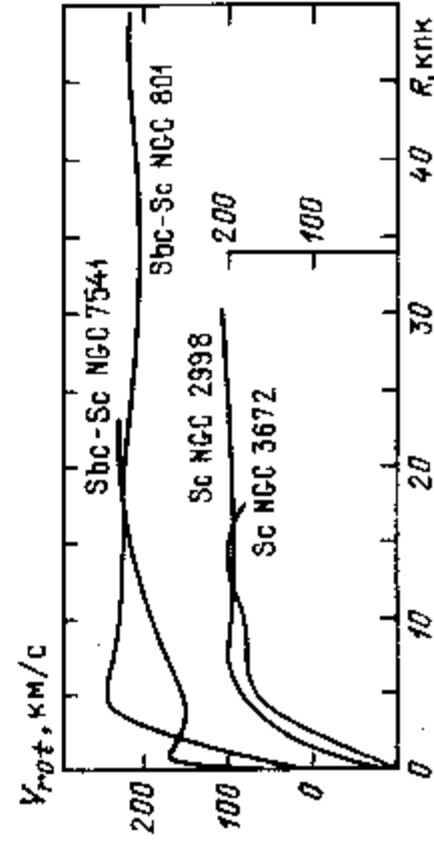


Рис. 67. Кривые вращения Sbc и Sc — галактик по наблюдениям оптических эмиссионных спектров (Рубин и др., 1980).

более популярные кандидаты на роль главной составляющей населения короны — это маломассивные звезды низкой светимости, "мертвые" остатки гипотетического населения III — остывшие белые карлики, нейтронные звезды, черные дыры, и, наконец, нейтринно с ненулевой массой покоя.

§ 12. Звездообразование

В последние годы становится все очевиднее, что вопросы звездообразования важны не только собственно для космогонии звезд (теории их происхождения) и для объяснения их фундаментальных характеристик, например, массы, спектра масс (начальной функции масс) и т.д. Решение этих вопросов не менее важно для объяснения фундаментальных характеристик самих звездных систем — их структуры, размеров, плотности и, возможно даже, массы. В свою очередь, решение проблем происхождения и эволюции галактик и других звездных систем может дать ответ, как именно рождаются звезды. Поэтому вопросы звездообразования и строения и эволюции галактик не отделяемы друг от друга.

В современной проблеме звездообразования можно выделить четыре в известной мере самостоятельные области, в которых изучаются следующие вопросы:

- 1) формирование звезд из протозвездного газового облака, превращение газового облака собственно в звезду;
- 2) фрагментация, дробление разреженной среды на гравитационно-связанные, протозвездные облака;
- 3) триггерные механизмы, заставляющие разреженную среду переходить в режим фрагментации;
- 4) звездообразование как общегалактический процесс: его саморегуляция, влияние на свойства галактики, зависимость от свойств галактики и физических условий в ней.

Все эти разделы проблемы звездообразования имеют то или иное отношение к вопросам структуры и эволюции галактики. Мы рассмотрим современные идеи и результаты в каждом из них в отдельности, а также их связь с общими проблемами строения галактик. Многие детали затронутых ниже вопросов можно найти в монографиях Каплана и Пикельнера (1963, 1979), Шкловского (1984), Гуревича и Чернина (1978), в статье Амбарцумяна (1980), в обзорах Парсона (1973), Хернера (1975), Киппенхана и Чарнута (1975), Вудварда (1978), Колесника (1979).

1. Формирование звезд из газового облака и природа величины звездной массы

Важнейшим результатом этого раздела теории звездообразования было объяснение величины звездной массы, объяснение наблюдаемого диапазона масс звезд. Основная идея здесь принадлежит, по-видимому, Хойлу (1953) — идея о каскадной (иерархической) гравитационной фрагментации, останавливаемой непрозрачностью (см. также следующий раздел). Характерная величина массы, совпадающая с типичной массой звезд, появляется в рамках этой идеи следующим образом. Газовое облако-протозвезда представляет собой систему, в которой газовое давление уравновешено собственной гравитацией облака, т.е. является гравитационно-связанной. Такая система при заданном давлении, т.е. при заданной плотности ρ и температуре T , имеет вполне определенную массу (часто ее называют джинсовской). В простейшем случае ее можно

записать в виде

$$M_J \approx \left(\frac{\pi k_B T}{G m_H} \right)^{\frac{3}{2}} \rho^{-\frac{1}{2}}, \quad (12.1.1)$$

где k_B — постоянная Больцмана, m_H — масса атома водорода. Такую величину нетрудно получить в теории гравитационной неустойчивости (она соответствует критической длине Джинса, см. § 15, или рассматривая равновесие газового шара в собственном поле тяготения (см., например, Каплан, Пикельнер, 1963, 1979). Если масса облака меньше, чем M_J , оно не является гравитационно-связанным, следовательно не может быть протозвездой; если же масса больше, чем M_J , то силы гравитации преобладают над газовым давлением, и облако должно сжиматься. В последнем случае возможно развитие гравитационной неустойчивости — дробление, фрагментация облака на массы величиной порядка M_J (см. следующий раздел).

Для типичных условий в межзвездной среде, из которой и образуются звезды, значение M_J значительно больше звездных масс, и никак не может быть связано с наблюдаемыми массами звезд. Но межзвездный газ эффективно охлаждается лучеиспусканием, и, кроме того, в различных процессах его плотность может расти при сжатии. Сжатие и охлаждение уменьшают величину M_J , так что при достаточно низких температурах T и больших плотностях ρ , она может уменьшиться до значений, характерных для звездных масс и меньше. И вот здесь как раз оказывается, что сколько угодно малую массу таким путем получить нельзя. Дело в том, что при достаточно большой плотности газовое облако становится непрозрачным к охлаждающему излучению, поэтому дальнейшее увеличение плотности в результате сжатия сопровождается адиабатическим ростом температуры. Рост температуры здесь превалирует над ростом плотности в том смысле, что величина M_J в формуле (12.1.1) будет уже не уменьшаться, а расти. Таким образом, существует физическая ситуация, характерная для образования звезд из разреженного газа, когда газовое облако достигает стадии непрозрачности, и этой стадии соответствуют минимально возможные гравитационно-связанные массы: M_S . Самое удивительное заключается в том, что величина M_S практически не зависит от физических характеристик среды и выражается почти полностью через фундаментальные константы (рис. 1976). Это можно показать следующим образом. При сжатии газового облака выделяется гравитационная энергия, которая в конечном счете переходит в тепло и затем уносится излучением. Если облако с размерами R , массой M имело плотность ρ , то за характерное время $t_J \sim (G\rho)^{-1/2}$, т.е. за время сжатия под действием собственной гравитации облака, высвободится потенциальная энергия порядка GM^2/R . Скорость энерговыделения, таким образом, равна по порядку величины

$$\frac{GM^2/R}{t_J} = \frac{GM^2}{R} (G\rho)^{1/2}. \quad (12.1.2)$$

Когда облако становится непрозрачным, энергия уносится излучением только с поверхности, и поверхность облака излучает примерно как поверхность "черного тела". Как известно, в этом случае плотность потока энергии равна $(k_B T)(k_B T/hc)^3 \cdot c$, где c — скорость света, h — постоянная Планка. Умножив его на площадь поверхности, получим скорость энергоотвода — светимость:

$$\frac{dE}{dt} = L \approx \frac{(k_B T)^4}{(hc)^3} cR^2. \quad (12.1.3)$$

Для минимальной гравитационно-связанной массы, т.е. джинсовской массы (12.1.1), размер R можно выразить через массу и температуру: $R \approx M (G m_H / k_B) \cdot T^{-1}$.

Приравняв теперь скорости (12.1.2) и (12.1.3) и подставляя в них это значение R , найдем

$$M_S \approx m \left(\frac{h c}{G m_H^2} \right)^{3/2} \left(\frac{k_B T}{m_H c^2} \right)^{1/4} \approx 10^{-2} T^{1/4} M_\odot. \quad (12.1.4)$$

Таким образом, M_S выразилась через фундаментальные константы, и только очень слабо зависит от температуры. Величина же ее, как видно из (12.1.4), близка к типичным звездным массам. Этот факт сам по себе является важным, хотя и косвенным аргументом в пользу теории происхождения звезд из разреженной среды.

Более подробные расчеты, учитывающие перенос излучения и эффекты непрозрачности в облаке, в еще большей степени подтверждают это заключение. Они дают величины M_S в интервале $10^{-2} - 10^2 M_\odot$, т.е. как раз в наблюдаемом диапазоне звездных масс (Хойл, 1953; Йонейма, 1972; Парсон, 1973; Сучков, Шекинов, 1975; Поу, Линден-Белл, 1976). При этом значение M_S зависит практически только от химического состава вещества. Например, если охлаждение и непрозрачность газа обязаны тяжелым элементам (в первую очередь, это обычно углерод C), то

$$M_S \approx 10^2 x_C M_\odot, \quad (12.1.5)$$

если же основную роль играет молекулярный водород, то

$$M_S \approx 0,2 x_H M_\odot. \quad (12.1.6)$$

где x_C и x_H — концентрация углерода и молекулярного водорода соответственно (Сучков, Шекинов, 1975).

Эти результаты могут помочь объяснить наблюдательные данные, свидетельствующие о том, что начальные функции масс звезд, например, разных поколений различны.

Так, согласно Спинраду и др. (1978), гигантские внешние оболочки галактик, обнаруженные в инфракрасном диапазоне этими авторами, образованы, по-видимому, звездами малой массы нижней части главной последовательности. Эти звезды принадлежат, несомненно, старейшему населению галактики: они находятся во "внешнем" гало, обширные размеры которого означают, что эта подсистема в галактике сформировалась самой первой. Тогда огромное количество звезд малой массы, возмможно, объясняется тем, что при малом содержании тяжелых элементов минимальная звездная масса мала ($M_S \propto x_C$), следовательно, допустимо образование чрезвычайно маломассивных звезд.

Теория формирования звезды из разреженного газа приводит к ограничению и на верхний предел массы звезд (Парсон, Старфилд, 1971; Парсон, 1973; Дорошкевич, Колесник, 1976). Если звезда рождается в результате сжатия массивного газового облака, то оптическая непрозрачность и переход к адиабатическому режиму сжатия происходит вначале для центральной части облака (ядра). На ядро в этом случае выпадает оставшийся в оболочке газ, поэтому его масса не ограничивается значением M_S , а продолжает расти. Поскольку ядро непрозрачно, оно излучает как звезда, т.е. его светимость и температура растут по мере увеличения массы. Излучение нагревает и ионизует газ в оболочке, и эти эффекты при некотором критическом значении светимости и температуры, следовательно, и массы ядра останавливают дальнейшее выпадение газа; аналогич-

но противодействует увеличению массы ядра лучевое давление, которое также растет с ростом светимости и температуры.

Остатки облака ионизуются (образуется зона HII) и (или) рассеиваются в пространстве. В зависимости от начальных условий, останова роста ядра происходит при $M = 30 - 60 M_\odot$, что близко к наблюдаемому сейчас верхнему пределу масс звезд (Парсон, Старфилд, 1971). Но эта граница зависит от химического состава; при небольшом содержании тяжелых элементов, типичном для старейшего населения Галактики, верхняя граница для массы звезд значительно выше. Особенно большие массы получаются для вещества с первичным химическим составом, т.е. при полном отсутствии тяжелых элементов.

Эти выводы, как и результаты о нижнем пределе звездных масс, также важны для анализа ранней эволюции галактик и вопросов происхождения химического состава. Например, очень распространена точка зрения, согласно которой первые звезды галактики (население III), рождавшиеся из вещества с первичным (космологическим) химсоставом, были значительно массивнее современных. Они быстро проэволюционировали и закончили свою жизнь вспышками сверхновых. Эти сверхновые дали первые тяжелые элементы галактики, которые мы сейчас и наблюдаем в старом, бедном металлами населении II (см., например, Труран, Камерон, 1971). Таким образом, вывод теории формирования звезд о том, что первые звезды могли иметь большие массы, позволяет нам решить (по крайней мере, для себя) вопросы, почему мы не видим звезд с первичным химическим составом (проблема отсутствующего населения III) и откуда взялись тяжелые элементы населения II (см., также § 13).

Проблема формирования звезды даже в самом простейшем варианте — когда рассматривается сферически симметричная ситуация и учитываются только гравитация и тепловые процессы — является чрезвычайно сложной. Реально же в звездообразовании большую роль играет магнитное поле, вращение, химические процессы и т.д. Это в еще большей степени затрудняет решение задачи о формировании звезд. Но все же сейчас уже много сделано, многое стало ясным. В последнее десятилетие было выполнено большое количество работ в этой области, получено много интересных результатов. Подробности можно найти в указанных в начале параграфа монографиях и обзорных статьях.

2. Гравитационная неустойчивость и проблема фрагментации

Вопрос о фрагментации разреженного газа возникает в теории звездообразования главным образом, в связи с двумя моментами. Во-первых, процесс звездообразования в Галактике протекает довольно активно в настоящее время, и нет сомнения в том, что звезды рождаются из разреженной межзвездной среды. Однако температура и плотность межзвездных облаков такова, что величина джинсовской массы как правило на порядки больше массы звезды: $M_J \sim 10^3 - 10^4 M_\odot$. Поэтому необходимо по-нять, как массивные облака МЗС разделяются, дробятся на множество мелких гравитационно-связанных облаков, имеющих массу порядка солнечной.

Во-вторых, как следует из современных космологических представлений, на ранних стадиях эволюции Вселенной, на дозвездной, догалактической стадиях, вещество представляло собой разреженную сплошную среду, и опять же необходимо понять, как эта среда, по крайней мере в масштабах протогалактики, распалась на отдельные гравитационно-связанные сгустки, на звезды.

От решения проблемы фрагментации зависят фундаментальные вопросы происхождения и эволюции галактики и звездных скоплений, понимание природы свойств и характеристик звездных систем. Например, размеры галактики (или ее средняя плотность) определяются моментом, когда коллапсирующее протогалактическое газовое облако стало расплываться на отдельные фрагменты, образовавшие в итоге бесстолкновительную звездную систему; свойства звездного населения галактики зависят от начальной функции масс, а она опять же определяется процессом фрагментации и т.д.

Проблема фрагментации обычно связывается с двумя физическими процессами: гравитационной (джинсовской) неустойчивостью и тепловой неустойчивостью.

Наиболее известную теорию гравитационной фрагментации — теорию каскадной, иерархической (последовательной) фрагментации — предложил Хойл (1953), и затем ее количественно разрабатывали Хантер (1962, 1964), Местел (1965) (см. также Толин, 1980, Силк, 1982 и ссылки в этих работах). Идея иерархической фрагментации состоит в следующем. В начальном состоянии мы имеем массивное облако разреженного газа, коллапсирующего под действием собственной гравитации. Разреженный газ, будучи оптически прозрачным, чрезвычайно эффективно охлаждается излучением, скорость охлаждения обычно экспоненциально зависит от температуры (см. Каплан и Пикельнер, 1979, а также § 9). Поэтому при сжатии температура газа остается неизменной (изотермический коллапс) и даже падает, выделяющаяся в системе гравитационная энергия выводится из нее излучением. Но при изотермическом росте плотности джинсовская масса M_J уменьшается, поэтому существующие в начальном облаке флуктуации плотности (области повышенной плотности) могут стать гравитационно неустойчивыми и начнут сжиматься уже под действием собственной гравитации. Так в облаке возникает система гравитационно-связанных фрагментов, облаков меньшего масштаба. К каждому из них можно применить предыдущие рассуждения и в результате получим иерархический набор гравитационно-связанных систем все меньших и меньших масштабов. Этот процесс идет до тех пор, пока на каком-то этапе очередные фрагменты оказываются оптически непрозрачными, следовательно, способными к дальнейшей фрагментации; это и будут протозвезды (см. предыдущий раздел).

В теории гравитационной фрагментации существует важный вопрос, который до последнего времени не нашел убедительного однозначного решения: успеют ли фрагменты в облаке достаточно быстро обособиться, т.е. сжаться настолько, чтобы общее сжатие облака не слило их снова воедино?

Есть и другие эффекты (турбулентность, магнитное поле и т.д. — см. ниже), которые препятствуют тому, чтобы гравитационная неустойчивость завершилась в конце концов образованием протозвезд. В результате сама возможность иерархической фрагментации под действием гравитационной неустойчивости оказывается сомнительной, и часто именно эту трудность называют проблемой фрагментации.

Приведем основные формулы теории гравитационной фрагментации. Первоначально сферическое облако с радиусом R_0 в отсутствие давления сжимается по закону (Хантер, 1962, Местел, 1965)

$$R = R_0 \cos^2 \beta, \quad (12.2.1)$$

$$\rho = \rho_0 \sec^6 \beta, \quad (12.2.2)$$

где

$$2\beta + \sin(2\beta) = \pi t / \tau_{ff}, \quad (12.2.3)$$

$$\tau_{ff} = (3\pi/32 G \rho_0)^{1/2} \quad (12.2.4)$$

(τ_{ff} — время свободного падения). Скорость выделенной точки на расстоянии r от центра облака равна

$$v(r) = \frac{\pi}{2\tau_{ff}} r_0^{3/2} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right)^{1/2}, \quad (12.2.5)$$

где $r = r_0 \cos^2 \beta$; r_0 — положение точки в момент $t = 0$. Если облако однородно, то оно сжимается за время $t = \tau_{ff}$, достигая нулевых размеров и бесконечной плотности. Если в нем изначально есть области повышенной плотности, $\rho' = \rho_0 + \delta\rho$, то они сожмутся быстрее в $\tau_{ff}/\tau'_{ff} = (1 + \delta\rho/\rho_0)^{1/2}$ раз. Поэтому при наличии начальных возмущений плотности может произойти развал облака на отдельные фрагменты еще до того как облако сожмется в точку. Разумеется, скорость фрагментации зависит от амплитуды возмущений; согласно Хантеру (1962) и Местелу (1965), при $\delta\rho/\rho_0 \sim 0.01$ фрагментация происходит до того, как плотность увеличится на четыре порядка.

Эта картина значительно усложняется если учесть, что в реальных ситуациях давление не равно нулю, что наряду с ростом плотности растут возмущения скорости и развивается турбулентность, что начальное облако вряд ли обладает правильной сферической симметрией и т.д. Так, согласно Лэйзеру (1963), турбулентность в облаке разрушает фрагменты, и это мешает или даже вообще не позволяет облаку в конечном итоге разделиться на отдельные части. Фрагментация подавляется, если в облаке существует радиальный градиент плотности (Арни, 1966), например, типа $\rho \propto r^{-2}$, возникающий при гомологичном коллапсе из начального состояния, близкого к границе гравитационной устойчивости (см., например, Боденхеймер и Свейгарт, 1968). И конечно же фрагментации препятствуют вращение и магнитное поле.

С другой стороны, некоторые упрощающие предположения не преувеличивают, а наоборот преуменьшают возможность гравитационной фрагментации, иногда очень значительно. Так, Силк (1982) показал, что если происходит коллапс несферического облака, то фрагментация наступает, когда плотность облака увеличивается в $\delta\rho^{-1}$ раз, а не в $\delta\rho^{-2}$ раз, как в случае сферически симметричного облака. Это в сильной степени уменьшает эффекты взаимодействия фрагментов друг с другом, следовательно, дает им гораздо больше шансов выжить, успев обособиться. В целом Силк (1982) заключает, что "... по-видимому, очень трудно избежать вывода, что фрагментация на массы вплоть до звездных все же должна происходить во время динамического коллапса и межзвездных, и первичных облаков".

3. Тепловая неустойчивость и фрагментация

Природа величины средней плотности звездной системы

Другим механизмом фрагментации разреженной среды на протозвездные облака может быть тепловая неустойчивость. Как говорилось в § 9, зависимость давления p от плотности ρ для межзвездного газа такова, что при некоторых значениях плотности оказывается $\partial p / \partial \rho < 0$. Последнее условие соответствует, как известно, неустойчивому состоянию системы, и в межзвездной среде при этом развивается тепловая не-

устойчивость (Филд, 1965). Она приводит к дроблению, к развалу первоначально однородной газовой системы на холодные, плотные облака, которые могут дать начало протозвездам, и на горячий разреженный межоблачный газ.

Тепловая неустойчивость как механизм фрагментации, механизм формирования протозвезд имеет ряд преимуществ по сравнению с гравитационной неустойчивостью. В частности, здесь не возникает трудности, которая в теории гравитационной неустойчивости делает фрагментацию проблемой. А именно: здесь не приходится беспокоиться о том, что фрагменты не успеют обособиться и вновь сольются друг с другом при увеличении общей плотности в сжимающейся как целое газовой системе. Характерное время развития тепловой неустойчивости $t_c = k_B T / \mathcal{L} \lambda$ (см. § 9) может быть значительно меньше гравитационного времени, $t_g \sim (G\rho)^{-1/2}$, которое определяет как темп гравитационной неустойчивости, так и темп общего сжатия системы, поэтому тепловая фрагментация может обеспечить быстрое обособление фрагментов.

Но у нее есть и свой недостаток; например, не во всех случаях она приводит к образованию достаточно холодных и плотных облаков, чтобы они могли стать гравитационно-связанными и продолжать дальнейшую эволюцию под действием силы гравитации (т.е., чтобы они стали протозвездами).

Тем не менее возможно, что именно тепловая неустойчивость играет решающую роль в периоды основного звездообразования в системе и определяет не только спектр звездных масс, но и глобальные характеристики самой звездной системы. Рассмотрим подробнее этот важный для понимания свойств звездных систем вопрос.

Звездные системы имеют три независимые интегральные характеристики: массу, среднюю плотность (или, при заданной массе, размер системы) и угловой момент. Эти величины в первую очередь и должны объяснить космогония. Чаше всего в космогонических работах обсуждается масса, и обычно ее связывают с фундаментальной формулой Джинса для критической длины волны $\lambda_J: M \sim M_J = \rho(\lambda_J/2)^3$. Происхождение величины средней плотности $\bar{\rho}$ рассматривается значительно реже, хотя есть основания думать, что она, как и масса M , не является полностью случайной величиной, а определяется довольно универсальным механизмом. Об этом свидетельствуют близкие характерные значения $\bar{\rho}$ у отдельных типов звездных систем: шаровых скоплений ($\bar{\rho} \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$ — Алькайно, 1979), рассеянных скоплений ($\bar{\rho} \sim 10 \text{ см}^{-3}$), галактик в целом ($\bar{\rho} \sim 1 \text{ см}^{-3}$). Различия между средними плотностями у разных звездных систем вообще ничтожны, если их сравнить с различиями в массе: последние достигают многих порядков, тогда как массы, и размеры галактик связаны соотношением $M \propto R^3$ (Озерной, 1967), т.е. плотности разных галактик приблизительно одинаковы. Это наталкивает на мысль о существовании упомянутого механизма. Ниже на примере шаровых скоплений (ШС) мы покажем, что среднюю плотность этих систем можно полностью объяснить, рассматривая образование звезд в них при тепловой фрагментации начальных облаков протоскоплений (Сучков, Шекинов, 1981).

Вообще можно думать, что величина $\bar{\rho}$ у звездных систем определяется фрагментацией газа на стадии перед звездообразованием. При формировании звездной системы из газового облака последнее свободно сжимается под действием силы гравитации в квазиизотермическом режиме как единое целое. И лишь фрагментация облака на отдельные конденсации (по любой причине), которые образуют уже бесстолкновительную систему, может перевести сжатие в адиабатический режим и остановить коллапс: при этом

до остановки система сожмется еще в два раза, ее плотность увеличится в 2^3 раз, т.е. на почти на порядок.

В такой картине механизм фрагментации должен быть критичен по отношению к плотности: он должен универсально срабатывать, когда плотность в процессе сжатия достигает определенного значения $\bar{\rho}_{cr}$; при этом средняя плотность звездной системы будет $\bar{\rho} \sim 10\bar{\rho}_{cr}$.

Для рассеянных скоплений эта картина может заметно усложняться магнитным полем, а для галактики, несомненно, существенно также вращение, неравномерность звездообразования и другие факторы. Но для ШС можно надеяться получить оценку $\bar{\rho}$ непосредственно из соотношения $\bar{\rho} \sim 10\bar{\rho}_{cr}$, если удастся найти механизм фрагментации, который срабатывает при увеличении плотности.

Следует еще заметить, что $\bar{\rho}$ может меняться в звездной системе из-за внутренней динамики: это может быть особенно существенно опять же для рассеянных скоплений из-за малого времени релаксации. Но в любом случае не видно таких процессов, которые могли бы изменить величину $\bar{\rho}$ на несколько порядков, поэтому наблюдаемые средние плотности можно даже в этом случае связывать с условиями формирования звездных систем.

Чтобы судить об условиях образования звезд в ШС, надо знать тепловые свойства газа шарового протоскопления. К моменту формирования ШС содержание тяжелых элементов в среде уже было порядка $Z/Z_\odot = 10^{-2}$. Чтобы обеспечить его, в Галактике должно было быть достаточное количество сверхновых. Их остатки создают фон космических лучей, интенсивность которого не меньше современного фона, а скорее всего он был выше на несколько порядков (Сучков, Шекинов, 1979). Далее, можно ожидать, что характерное время изменений фона больше, чем динамическое время эволюции протоскоплений $t = t_J \sim 10^7 - 10^8$ лет, а время тепловых процессов в газе (время охлаждения t_c) существенно меньше, чем t_J . Тогда динамическая эволюция протоскоплений протекает на фоне квазистационарного теплового режима, который определяется уравнениями теплового и ионизационного баланса (9.4.3) — (9.4.4). Их можно переписать в виде

$$n\mathcal{L}(T, \tilde{Z}, x) = \xi \langle E \rangle, \quad (12.3.1)$$

$$\alpha_p(T)n_p n_e = \xi n_H, \quad (12.3.2)$$

где $\mathcal{L}(T, \tilde{Z}, x)$ — функция охлаждения; T — температура газа; $x = n_e/n$ — относительная концентрация электронов; ξ — скорость первичной ионизации; $\langle E \rangle$ — выделение энергии на один акт первичной ионизации, которое зависит от степени ионизации среды; $\alpha_p(T)$ — коэффициент рекомбинации для водорода; n_e, n_p, n_H — плотность электронов, протонов и атомов водорода соответственно.

Результаты решения уравнения (12.3.1) и (12.3.2) приведены на рис. 57 в виде кривых равновесия $\rho(n)$, где достаточно полно отражена их зависимость от ξ и \tilde{Z} .

Кривые равновесия характеризуются двумя критическими точками — верхней (n_{cr}, T_{cr}) и нижней (n_{cr}', T_{cr}'), в которых происходит изменение знака $d\rho/dn$; в области $d\rho/dn < 0$ система подвержена тепловой неустойчивости. В рассматриваемых условиях газовое облако начинает свою эволюцию (сжатие под действием гравитации) из разреженного горячего состояния, система движется вверх по кривой равновесия до верхней критической точки, оставаясь однородной; при постоянной интенсивности

нагрева в ней растут плотность и давление. По достижении точки (n_{cr} , T_{cr}) дальнейшее сжатие уже не сопровождается ростом давления; здесь начинается тепловая неустойчивость, которая переводит газ в холодную фазу, т.е. в отдельные плотные облака.

По мере сжатия все большая часть газа должна переходить в такие облака, чтобы обеспечивалось постоянство давления горячей фазы: $p_H = p_{cr} = \text{const}$. Выше уже говорилось, что сжатие идет квазиизотермически, с температурой газа в горячей фазе равной T_{cr} . А поскольку $n_{cr} = n_H = M_H/R^3$, где R — размер системы, M_H — масса газа в горячей фазе, то $M_H/R^3 = \text{const}$, т.е. в процессе сжатия масса газа в горячей фазе убывает как R^3 . При сжатии вдвое масса холодной фазы станет почти на порядок больше массы горячей фазы, т.е. подавляющая часть массы всей системы будет уже заключена в отдельных конденсациях. Поэтому с началом тепловой фрагментации динамика системы очень быстро начинает определяться подсистемой облаков холодной фазы.

Критическая плотность n_{cr} зависит от Z и ξ . Эта зависимость, найденная из решений уравнений (12.3.1) — (12.3.2) аналитически аппроксимируется формулой

$$n_{cr} = 1,5 \cdot 10^{14} \frac{(1 - 0,1 \lg \tilde{Z})}{(1 - 0,15 \lg \tilde{Z})^{1/2}} \tilde{Z}^{-2} \text{ см}^{-3}. \quad (12.3.3)$$

Видно, что с большой точностью она линейна по параметру ξ/\tilde{Z} .

Зная температуру холодной и горячей фазы, T_c и T_{cr} можно найти плотность n_c в облаках холодной фазы. Она также хорошо аппроксимируется линейной зависимостью от ξ/\tilde{Z} :

$$n_c = \frac{T_{cr}}{T_c} n_{cr} \approx 9,4 \cdot 10^{16} \xi/\tilde{Z} \text{ см}^{-3}. \quad (12.3.4)$$

Здесь для температуры газа в конденсациях принято $T_c \sim 10$ К. Эта величина очень слабо зависит от \tilde{Z} :

$$T_c \sim 22(1 - 0,4 \lg \tilde{Z})^{-1} \text{ К}. \quad (12.3.5)$$

Условия, при которых тепловая фрагментация приводит к остановке коллапса и формированию звездной системы, следуют из очевидных требований: а) время развития тепловой неустойчивости должно быть меньше времени сжатия системы: $t_c < t_f^j$; б) время между столкновениями конденсаций должно быть больше времени сжатия отдельной конденсации: $t_{sr} > t_{fj}^c$; в) характерная масса конденсаций должна быть больше джинсовской массы: $M_c > M_J$. Если эти требования не выполняются, то фрагментация или вообще не успевает произойти, или же облака холодной фазы сталкиваются, теряют энергию и поэтому нет перехода сжатия в адиабатический режим.

При стационарном энергообмене $t_c \sim k_B T_{cr}/\Gamma$, где $\Gamma' = \langle E \rangle \xi \text{ эрг/с}$, $\langle E \rangle \approx 20 \text{ эВ}$ (Филд, 1972), величина T_{cr} слабо зависит от \tilde{Z} :

$$T_{cr} = 7642(1 - 0,15 \lg \tilde{Z})^{-1} \text{ К}, \quad (12.3.6)$$

и для оценок мы везде примем $T_{cr} = 5900$ К. Поскольку $t_f^j \approx 2 \cdot 10^{15} n_c^{-1/2}$, то из $t_c < t_f^j$ с учетом (12.3.3) получается

$$n_{cr} > 4,8 \cdot 10^{-11} \left(\frac{T_{cr}}{\langle E \rangle \xi \text{ В}} \right)^2 \tilde{Z}^{-2} \approx 4,2 \cdot 10^{-6} \tilde{Z}^{-2} \text{ см}^{-3}. \quad (12.3.7)$$

Размер отдельного облака примерно равен $r = (R^3/(590N))^{1/3}$, где R — размер системы; N — число конденсаций, $N \approx \rho_{cr} R^3/M_c$. Отсюда время

между столкновениями облаков $t_{sr} = (590)^{2/3} R N^{-1/3} v_T^{-1}$, где v_T — хаотическая скорость движения облаков; примем ее равной 10^6 см/с , т.е. порядка скорости звука c_S при $T = T_{cr}$.

Характерная масса конденсаций при тепловой неустойчивости равна $M_c \sim \rho_c (\lambda_c/2)^3$, где $\lambda_c = t_c c_S$, c_S — скорость звука в газе на момент начала тепловой неустойчивости (Щекинов, 1979): $c_S \approx 10^6 \text{ см/с}$. В итоге

$$M_c = 5 \cdot 10^{-31} \xi^{-2} \tilde{Z}^{-1} M_\odot. \quad (12.3.8)$$

Теперь из $t_{sr} > t_f^c$, где $t_f^c = 2 \cdot 10^{15} n_c^{-1/2} \text{ с}$, с учетом (12.3.3) и (12.3.4) получается

$$n_{cr} < 4,8 \cdot 10^{-11} \left(\frac{T_{cr}}{\langle E \rangle \xi \text{ В}} \right)^2 \left(\frac{T_{cr}}{T_c} \right)^4 \tilde{Z}^{-2} \approx 50 \tilde{Z}^{-2} \text{ см}^{-3}. \quad (12.3.9)$$

Наконец, учитывая, что условие $M_c > M_J$ эквивалентно условию

$$(\rho_{cr}/\rho_c)^{1/3} t_c c_S > t_f^j c_S^c,$$

где c_S^c — скорость звука в облаке, можно найти

$$n_{cr} < 4,8 \cdot 10^{-11} \left(\frac{T_{cr}}{\langle E \rangle \xi \text{ В}} \right)^2 \left(\frac{T_{cr}}{T_c} \right)^{4/3} \tilde{Z}^{-2} \approx 2 \cdot 10^{-2} (Z/Z_\odot)^{-2} \text{ см}^{-3}.$$

Все эти условия можно записать в виде

$$t_c < t_f^j \rightarrow n_{cr} > 4,2 \cdot 10^{-6} (Z/Z_\odot)^{-2} \text{ см}^{-3}, \quad (12.3.10)$$

$$t_f^c < t_{sr} \rightarrow n_{cr} < 50 (Z/Z_\odot)^{-2} \text{ см}^{-3}, \quad (12.3.11)$$

$$M_c > M_J^c \rightarrow n_{cr} < 2 \cdot 10^{-2} (Z/Z_\odot)^{-2} \text{ см}^{-3}. \quad (12.3.12)$$

Условие (12.3.12) сильнее, чем (12.3.11), т.е. если тепловая фрагментация дает джинсовские массы, то конденсации не будут сталкиваться.

Интервал значений параметра ξ , при которых тепловая неустойчивость приводит к фрагментации, определяется неравенствами (12.3.10) и (12.3.12); подставляя в них выражение для n_{cr} получим:

$$3 \cdot 10^{-20} \tilde{Z}^{-1} < \xi < 1,5 \cdot 10^{-16} \tilde{Z}^{-1}, \quad (12.3.13)$$

где ξ измеряется в (секундах) $^{-1}$.

Для большинства ШС в Галактике $Z/Z_\odot \approx 10^{-2}$. Поэтому из (12.3.12) следует, что средняя плотность таких систем не могла быть больше, чем $\bar{n} = 10 n_{cr} \sim 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. В то же время, согласно (12.3.10), она не могла быть меньше $\bar{n} \sim 4 \cdot 10^1 \text{ см}^{-3}$. Это согласуется с наблюдениями.

Что же конкретно можно сказать об образовании этих ШС, исходя из полученных результатов? Есть основания полагать, что в период формирования ШС величина ξ была порядка 10^{-1} с^{-1} (Сучков и Щекинов, 1979). Тогда из (12.3.3) следует, что в них средняя плотность будет $\bar{n} \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$. Далее, формула (12.3.8) дает для характерной массы конденсации величину $M_c = 50 M_J$; при этом джинсовская масса

$$M_J^c = 8 \cdot 10^{-7} (\tilde{Z}/\xi)^{1/2} M_\odot \sim 2 M_\odot. \quad (12.3.14)$$

Таким образом, если даже изменить величину ξ на порядок в любую сторону, получается, что тепловая фрагментация, во-первых, разваливает протоскопление на гравитационно-связанные массы, близкие к массам звезд, во-вторых, останавливается сжатие скопления при средней плотности $\bar{n} = 10^1 - 10^3 \text{ см}^{-3}$. Поэтому можно полагать, что тепловая неустой-

чивость была механизмом звездообразования в шаровых скоплениях и одновременно механизмом, определившим среднюю плотность скоплений.

В рассматриваемом примере с шаровыми скоплениями тепловая неустойчивость играет определяющую роль от начала и до конца процесса превращения облака протоскопления в звездную систему — от стадии газа до стадии звезд. Тепловая фрагментация, сопровождающаяся образованием протозвезд, может происходить также в современных плотных межзвездных облаках, где наряду с тепловыми процессами важны химические реакции (термохимическая неустойчивость; см. Оппенгеймер, Дальгарно, 1975; Гласголд, Лангер, 1976). В других случаях ее роль может быть ограничена только образованием холодных, плотных конденсаций, которые, тем не менее, гравитационно не связаны и не могут сами по себе эволюционировать далее в протозвезды и звезды. Но и этот эффект тепловой неустойчивости чрезвычайно важен для звездообразования. Образовавшиеся конденсации в галактике могут подвергаться дополнительному сжатию (следовательно и охлаждению), например, в галактических ударных волнах (§ 20), в результате чего они становятся гравитационно неустойчивыми и превращаются непосредственно или в результате гравитационной фрагментации в протозвезды и звезды. Таким образом, тепловая неустойчивость может быть или полностью ответственной за звездообразование, или является важным составным элементом этого процесса. Аналогичную роль она может играть и в образовании галактик (Гуревич, Чернин, 1975), шаровых скоплений (Кондо и др., 1971, Рузмайкина, 1972, Дорошкевич, Шандарин, 1974).

4. Триггерные и инициирующие механизмы звездообразования

Образование звезд из межзвездного газа довольно активно протекает в Галактике и в наши дни. Однако мы уже говорили, что объяснить это оказывается не просто. Газ должен сконденсироваться, сжаться в конечном итоге под действием собственной гравитации, так как звезды являются гравитационно связанными объектами. Поэтому естественно предположить, что превращение газа в звезды начинается с гравитационного сжатия, коллапса газовых облаков. Но если звездообразование начинается с диффузной компоненты МЗС (диффузные облака и межзвездный газ), то в малых масштабах коллапсу препятствует давление, поддерживаемое внешними источниками нагрева (космическими лучами), в больших масштабах — вращение Галактики (Голдрейх, Линден-Белл, 1965). Поэтому сначала необходимо понять, как диффузный газ переходит в холодную, плотную компоненту (в том числе молекулярные облака), в которых уже силы гравитации могут играть определяющую роль. С этим вопросом, в первую очередь, и связана проблема инициирующих, триггерных (спусковых) механизмов, стимулирующих превращение газа в звезды. Эта проблема имеет первостепенную важность и для понимания того, как разреженный, слабоохлаждающийся (из-за отсутствия тяжелых элементов) газ, из которого состояли протогалактики, мог быстро и эффективно превращаться в звезды на самых ранних этапах эволюции галактик.

В настоящее время нет сомнения в том, что такие механизмы в Галактике действуют, и связаны они с различными нестационарными процессами. К ним относятся: 1) галактические ударные волны (ГУВ), возникающие при течении газа в спиральных волнах плотности (см. § 20), 2) ударные волны от сверхновых, 3) зоны HII вокруг OB-звезд, 4) ударные волны при столкновениях газовых облаков.

1) *Галактические ударные волны.* Их роль заключается в первую очередь в том, что облака межзвездного газа, попадая во фронт волны, подвергаются здесь резкому сжатию. Это увеличивает плотность и уменьшает температуру облаков. В соответствии с формулой (12.1.1) при этом уменьшается джинсовская масса, так что если облако до ударной волны было гравитационно-устойчиво и его масса была меньше критической, джинсовской, то теперь она может стать больше джинсовской и облако тогда начинает коллапсировать, образуя в конце концов звезды; из-за увеличения плотности ρ уменьшается также и характерное гравитационное время, $t_J \sim (G\rho)^{-1/2}$, следовательно и время звездообразования. Этот механизм был предложен Робертсом (1969); он отметил, что резкое сжатие облаков в ГУВ может вызвать быстрое звездообразование в узкой области ударного фронта вдоль спиральных рукавов и это, по-видимому, объясняет узкие, резко очерченные спирали молодых звезд и зон HII.

Подробнее эту ситуацию проанализировали Шу и др. (1972). Они показали, что пятикратное увеличение давления газа на фронте ударной волны более чем в 20 раз уменьшает критическую (джинсовскую) массу, что, разумеется, в огромной степени увеличивает скорость звездообразования.

Вудвард (1976, 1978) в деталях рассмотрел эволюцию самого облака, попадающего во фронт ГУВ. Как и следует ожидать, "сталкиваясь" с фронтом ударной волны, вначале облако сильно уплощается, сжимаясь на периферии кромки, причем температура в сжатой области существенно падает. Сжатый передний край подвержен двум неустойчивостям — Кельвина — Гельмгольца и Рэлея — Тейлора; неустойчивости сильно искажают форму облака — образуются длинные, плотные "языки" газа, причем на передней кромке, где действует только вторая неустойчивость, возникают приблизительно сферические, очень плотные сгустки газа. Эти сгустки — наиболее благоприятные места для звездообразования. Таким образом, возникает вполне определенная структура области звездообразования, которую можно сравнивать с наблюдаемыми данными и проверять тем самым теорию звездообразования под действием ГУВ.

Значение ГУВ как стимулятора звездообразования не сводится только к сжатию облаков МЗС и переводу их в режим коллапса. Возможно, более важная роль их состоит в том, что они к тому же и создают такие облака, вызывая в разреженной горячей среде тепловую неустойчивость (а также другие типы неустойчивостей). Эти вопросы подробнее обсуждаются в § 20.

2) *Ударные волны от сверхновых.* Опики (1953) предположил, что эти волны сжимают окружающий межзвездный газ, инициируя в нем звездообразование. С этим эффектом связана возможность цепной реакции звездообразования: можно представить себе, что среди вновь родившихся звезд наиболее массивные быстро проэволюционируют и взорвутся как сверхновые, в свою очередь включая процесс звездообразования в окружающей их области — и так далее. Таким образом, от первой сверхновой пойдет волна звездообразования по всей системе.

Можно ожидать, что влияние ударной волны от сверхновой на облака МЗС с размерами, меньшими радиуса ударной волны будет аналогично действию ГУВ и вызовет те же эффекты (Вудвард, 1978). Для облаков с большими размерами существенна кривизна фронта ударной волны и может оказаться важной роль геометрии. Теоретически задачу о поведении газового облака в ударной волне от сверхновой рассматривали, например, Дайсон и Галлифорд (1975), Шевалье и Тейс (1975). Однако из-за сложности физической ситуации определенные выводы о влиянии сверхновых на звездообразование сделать пока что трудно.

С наблюдательной точки зрения существует ряд аргументов в пользу того, что сверхновые стимулируют звездообразование в межзвездной среде (см., например, Санчиси и др., 1974, Хербст, Ассуса, 1977). Однако и здесь пока нет убедительных доказательств, что именно сверхновые ответственные за рождение звезд в тех или иных областях звездообразования (см., например, Вудвард, 1978).

3) *Расширение зон HII*. Этот процесс может стимулировать звездообразование таким образом, как ударные волны от сверхновых — сжимающая окружающая зона HII межзвездный газ. Бок и Рейли (1947), Бок и др. (1971) предположили, что наблюдаемые в зонах HII темные глобулы представляют собой облака МЗС, сильно сжатые горячим газом и ионизирующей радиацией, и находящиеся на пути превращения в звезды. Элмегрин и Лада (1977) теоретически рассмотрели инициирование звездообразования в протяженном, плотном облаке под действием зоны HII. Было показано, что при распространении в таком облаке ударной волны, за которой движется ионизационный фронт, постепенно значительная часть материала облака собирается в тонком плотном слое между ионизационным и ударным фронтом. В конце концов этот слой распадается в результате гравитационной неустойчивости на отдельные конденсации, которые превращаются в звезды. Температура в слое сравнительно велика — зона HII прогревает его до ≈ 100 К. Поэтому джинсовская масса довольно велика. Элмегрин и Лада полагают, что в таких условиях рождаются главным образом массивные OB-звезды. Последнее создают вокруг себя свои зоны HII, которые "достают" более отдаленные области, вызывая в них точно такое же звездообразование, т.е. вступает в действие уже упомянутая выше "цепная реакция" звездообразования. Эту теорию Элмегрин и Лада применили к областям звездообразования в туманности Ориона и в туманности M17, показав, что для них теоретические оценки возраста и просторного разделения подгрупп ярких звезд в OB-ассоциациях хорошо согласуются с наблюдательными данными. Примером действия этого механизма звездообразования считается и область W3 в окрестности зоны HII, в которой обнаружены плотные, компактные молекулярные облака (рис. 68), являющиеся предположительно, звездами в процессе зарождения.

4) *Столкновения облаков*. Существует убежденность, что эффективным механизмом стимулирования звездообразования может быть столкновение газовых облаков. Тинсли и Парсон (1979), например, построили модель эволюции эллиптических галактик, в которой этот механизм является определяющим. Однако, как это ни парадоксально, последовательный количественный анализ самого процесса столкновения и сопровождающего его звездообразования до недавнего времени практически не был сделан, и идея об усиленном рождении звезд в этом процессе была основана только на общих соображениях о том, что за фронтом столкновения ударной волны происходит сильное сжатие и быстрое охлаждение газа, т.е. возникают условия для гравитационной фрагментации на малые, предположительно звездные массы. На самом деле эта схема упускает из виду ряд принципиальных факторов. Как показал Стоун (1970), условия гравитационной неустойчивости практически не меняются в результате столкновения. В итоге он пришел к заключению, что этот процесс вообще не влияет на звездообразование. На самом деле это, по-видимому, не совсем верно. В сжатом ударной волной слое газа может развиваться, например, неустойчивость типа Рэлея — Тейлора, рассмотренная Элмегрином (1978). С учетом этого обстоятельства рождение звезд оказывается возможным, причем только в ограниченном интервале масс, зависящем от скорости столкновения, массы облаков, их химического состава и интенсивности космических



Рис. 68. Контуры яркостной температуры излучения молекулы CO в плотных облаках W3 вблизи зон HII. Эти облака рассматриваются как пример звездообразования, стимулированного ионизирующей радиацией массивной звезды (рисунок взят из работы Вудварда, 1978).

лучей или рентгеновского излучения, нагревающих газ. В подобном контексте задачу о столкновениях облаков применительно к современным условиям в Галактике рассмотрел Смит (1980), показав, что рождение звезд при столкновениях в некотором ограниченном интервале чисел Маха возможно. Применительно к начальным стадиям формирования и эволюции галактик эту задачу рассматривали Сучков и др. (1982). Здесь было показано, что при столкновениях газовых масс величиной $M \sim 10^6 - 10^9 M_{\odot}$ со скоростями $\sim 50 - 200$ км/с за фронтом ударной волны происходит эффективное образование молекул H_2 и HD, которые обуславливают быстрое охлаждение газа до температуры ~ 20 К. Критическая (джинсовская) масса за фронтом волны в итоге падает до значений $M_J \sim 1 M_{\odot}$, т.е. действительно столкновения, в принципе, создают условия, благоприятные для усиленного звездообразования. Как и в расчетах Стоуна (1970), в случае простейшей геометрии столкновения, когда образуется тонкий, плоский слой сжатого газа, критическая длина Джинса λ_J оказывается значительно больше толщины слоя — это резко уменьшает эффективность чисто гравитационной неустойчивости и фрагментации слоя. Однако учет, например, возмущения границы слоя (Элмегрин, Элмегрин, 1978) уменьшает критическую длину и характерное время развития неустойчивости, так что быстрая фрагментация на звездные массы здесь, несомненно, возможна. Кроме того, на стадиях первичного звездообразования нет космических лучей, которые могли бы прогреть рассматриваемый слой газа и тем самым ухудшить условия звездообразования — как это происходит в современных условиях в Галактике. Поэтому можно думать, что идея о "вспышках" звездообразования, которые могли происходить вследствие столкновения больших масс газа на ранних стадиях эволюции галактик (Парсон, Тинсли, 1979), достаточно оправдана.

5. Подавление звездообразования

Если в предыдущем разделе мы рассматривали факторы, которые стимулируют звездообразование, заставляя газ в галактике превращаться в звезды, то здесь мы обсудим обратную проблему — какие факторы в галактике подавляют этот процесс (Сучков, Шекинов, 1979).

Сейчас накопилось много фактов, которые говорят о том, что периоды интенсивного рождения звезд в галактиках прерываются фазами торможения или вообще полной остановки звездообразования (см. § 5.5, 8). Такие задержки звездообразования объясняют дискретность распределения содержания тяжелых элементов среди населений Галактики (Марсаков, Сучков, 1976; Козн, 1980, Сучков, 1981а), разрыв в возрастах между населенными дисками и гало (Мак-Клур, Тварог, 1977; Демарк, Мак-Клур, 1977), факт существования в Галактике резко выраженных подсистем (Парсон, 1976). Результаты Греньера и др. (1976), которые показывают дефицит звезд с возрастными $2 - 3 \cdot 10^9$ лет, результаты Вогана и Престона (1980), Барри и др. (1981), свидетельствующие, по-видимому, об этом же (см. § 8), возможно, прямо говорят о том, что уже после формирования старого населения диска в Галактике была задержка звездообразования длительностью $\sim 1 - 2 \cdot 10^9$ лет. Дискретность, неравномерность процесса звездообразования следует также из данных о внешних галактиках, причем есть указания как на очень длительные фазы пониженной скорости рождения звезд, превышающие 10^9 лет (Корменди, 1977), так и на довольно быстрые циклы спада и подъема звездообразования, порядка 10^7 лет (см., например, Сирл и др., 1973; Ольсон, Пенья, 1976). В итоге факт неравномерности звездообразования и существования периодов задержек этого процесса сейчас вызывает мало сомнений, так что возникает задача найти механизмы, обуславливающие это свойство.

Механизмы, контролирующие скорость рождения звезд, нетрудно увидеть, рассматривая звездообразование как общегалактический процесс. Наиболее вероятные из них связаны с воздействием сверхновых на межзвездную среду. Проследим, как сверхновые влияют на такие факторы звездообразования, как гравитационная неустойчивость и существование облаков холодной фазы межзвездной среды.

В модели каскадной фрагментации под действием гравитационной неустойчивости появление первых звезд отделено от начала фрагментации временем порядка $t_f^{(0)} \approx 2 \cdot 10^{15} n^{(0)-1/2}$ с, где $n^{(0)}$ см⁻³ — начальная концентрация частиц газа. Для типичных условий в галактиках $n^{(0)} = 10^{-1} - 10$ см⁻³, т.е. $t_f^{(0)} \approx 2 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^7$ лет.

В дифференциально вращающемся газовом диске гравитационная неустойчивость возможна лишь при плотности диска выше некоторого критического значения (Голдрейх, Линден-Белл, 1965); для параметров Галактики на околосолнечном расстоянии от центра наиболее устойчивые масштабы соответствуют при этом массе порядка $10^6 M_\odot$. Поскольку это значение на несколько порядков больше критической (джинсовской) массы, определяемой тепловым давлением в холодных облаках газа ($M_J = 10^3 - 10^4 M_\odot$), то звездообразование начинается с гравитационного обособления и фрагментации масс порядка $10^6 M_\odot$, если плотность диска выше критического значения (Голдрейх, Линден-Белл, 1965; Парсон, 1977). Плотность в диске зависит от его толщины, определяемой, в свою очередь, энергией хаотических движений облаков. Исходя из этого, Голдрейх и Линден-Белл (1965) предложили следующий механизм, регулирую-

щий скорость звездообразования в диске. После достижения критической плотности начинается звездообразование и часть родившихся звезд взрывается как сверхновые. Эти взрывы турбулизуют межзвездную среду, скорости хаотических движений увеличиваются, что приводит к увеличению толщины диска и, следовательно, к уменьшению плотности. Если плотность падает до значения ниже критического, то звездообразование останавливается. Новый цикл звездообразования начнется только после того, как через время t_{dis} турбулентность диссипирует.

Если основным фактором, препятствующим гравитационному сжатию, является тепловое давление, и звездообразование начинается с коллапса и фрагментации масс $M > M^{(0)} \approx 30 T^{(0)3/2} n^{(0)-1/2} M_\odot$, то сверхновые могут другим путем влиять на темп звездообразования. Представим себе, как и в предыдущем случае, что через время $\sim t_f^{(0)}$ после начала серии последовательных фрагментаций сформировались звезды, часть из которых взорвалась как сверхновые. С появлением сверхновых и их остатков в системе растет интенсивность нагревающего излучения (космические и рентгеновские лучи), которое может повысить температуру внутри фрагментов до таких значений, что они перестанут быть гравитационно связанными и рассеются под действием внутреннего давления. В результате этот канал звездообразования "выключится" на время, по крайней мере, порядка $t_f^{(0)}$.

Увеличение скорости нагрева газа может "выключить" также канал звездообразования, связанный с образованием холодной фазы. Как указал Пикельнер (1967) (см. также Пикельнер и др., 1976), звездообразование может прекратиться из-за высокой плотности космических лучей, препятствующих появлению плотных холодных облаков межзвездного газа. Если скорость нагрева Γ превысит критическое значение Γ_{cr} , то существование холодной фазы станет невозможным — облака переходят в горячую фазу. Связанная с этим задержка звездообразования будет определяться временем, в течение которого поддерживается сверхкритическая скорость нагрева, и временем, необходимым для формирования двухфазной среды после того, как Γ станет меньше Γ_{cr} .

Итак, существуют по крайней мере три возможности остановить звездообразование в результате всплесков сверхновых. Каждый из этих механизмов делает процесс звездообразования циклическим, обуславливая дискретность распределения звезд по возрастам.

Эффект воздействия сверхновых на гравитационно-связанные облака газа и на двухфазную структуру межзвездной среды зависит от химического состава газа. При большом содержании тяжелых элементов газ сильно охлаждается, его трудно нагреть. Поэтому в этом случае требуется большая интенсивность нагревающего излучения, следовательно, большее количество сверхновых, чтобы разрушить гравитационно-связанные облака и сделать невозможной холодную, облачную фазу МЗС. Сучков и Шекинов (1979) показали, что в среде с современным химическим составом гравитационно-связанные облака разрушаются, если интенсивность космических лучей больше наблюдаемой в Галактике на порядок, а если она больше на 2 - 3 порядка, то становится невозможной холодная фаза МЗС. Соответственно, увеличение количества сверхновых на 1 - 3 порядка могло бы остановить в современной Галактике процесс звездообразования. На ранних стадиях ее эволюции, когда тяжелых элементов в ней было в десятки раз меньше, звездообразование могло остановиться даже при той интенсивности космических лучей, которую мы наблюдаем сейчас.

В связи с этим выводом уместно обратить внимание на тот факт, что циклическость звездообразования наиболее ярко проявляется в карликовых

галактиках типа Магеллановых Облаков (см., например, Ардеберг, 1976, Ольсон, Пеня, 1976), где низко содержание тяжелых элементов, следовательно, даже небольшое количество сверхновых может приостановить звездообразование.

При обсуждении влияния нагревающего излучения на звездообразование в качестве характерного времени неизменно фигурирует величина порядка $10^7 - 10^8$ лет. Она хорошо согласуется с сравнительно быстрой сменой периодов усиленного и пониженного звездообразования, которое отмечается для карликовых галактик. В то же время, как говорилось выше, существуют указания на длительные периоды задержек звездообразования, порядка нескольких 10^9 лет. Сучков и Чекинов (1979) предположили, что длительные задержки могут быть обязаны механизму Голдрейха — Линден-Белла. В этом случае главный эффект от сверхновых сводится к уменьшению критической плотности, и время задержки звездообразования будет складываться из времени, в течение которого в диске сохраняется докритическая плотность, и времени развития гравитационной неустойчивости, которое в диске превышает величину t_J . Поэтому в целом можно ожидать, что фаза задержки звездообразования будет длиться $\sim 10^9$ лет и более.

Возможным аргументом в пользу этого механизма является существование хабловской последовательности галактик. Различие спиральных и эллиптических галактик обычно связывают с разной скоростью превращения газа в звезды в этих системах (см., например, Парсон, 1977), а причину различия самих скоростей звездообразования часто усматривали в том, что в галактиках почти не вращаются (т.е. имеют малый угловой момент), а в галактиках — вращаются, хотя в деталях механизм действия вращения на скорость звездообразования не рассматривался. И вот здесь можно привлечь механизм Голдрейха — Линден-Белла. Во-первых, в галактиках после формирования гало газ сжимается в диск, гравитационная неустойчивость в котором развивается только после достижения критической плотности. Сверхновые, турбулизируя газ в диске, могут уменьшать плотность до значений ниже критических, затормаживая тем самым звездообразование. Эти циклические задержки звездообразования как раз и могли растянуть в галактиках процесс превращения газа в звезды на длительное время. В галактиках из-за слабого вращения этот механизм не действует, и здесь газ быстрее мог превратиться в звезды.

Пока что расчеты действия этого механизма отсутствуют. Аналогично, нет расчетов для ряда других механизмов торможения звездообразования, например, предложенных Парсоном (1976). Поэтому вопрос о длительных задержках звездообразования этими механизмами и о различии скорости звездообразования в разных системах пока не решен и требует детального количественного анализа.

Вероятной причиной длительной остановки звездообразования может быть также разогрев разреженного газа ранней галактики до температуры порядка и выше вириальной температуры (Сучков, 1984). Нагрев может быть обусловлен сверхновыми или квазаром, который, по-видимому, зарождается в ядре галактики сразу после формирования звезд гало. Мы уже отмечали в § 5, что в настоящее время представление о разогреве газа в молодых галактиках до высоких температур, $T \sim 10^7 - 10^8$ К, получило широкое распространение. Этот процесс энергетически оказывается вполне возможным (см., например, Шварц и др., 1975; Озерной и Черномордик, 1978; Икеучи и др., 1983). Он позволяет объяснить диффузный фон рентгеновского излучения в диапазоне энергий 2 — 50 КэВ (это, кстати, ограничивает время образования галактик красным смещением $z \lesssim 2 - 3$), существ-

ование большой массы тяжелых элементов в межгалактическом пространстве (Букбиндер и др., 1980).

В период формирования гало Галактики средняя плотность вещества в ней, скорее всего, не превышала значения $\rho \sim 10^{-27}$ г/см³ (см. § 5). Если нагреть газ при такой плотности до температуры $T \sim 10^7$ К, то он будет охлаждаться в течение времени $t_c \sim k_B T / L n \approx 5 \cdot 10^9$ лет (при $T \approx 10^7$ К, $L \approx 10^{-23}$ эрг·см³/с, см. § 9). Вириальная температура при $n = 10^{-3}$ см⁻³, $M_G = 2 \cdot 10^{11} M_\odot$ равна $T_{vir} \approx 5 \cdot 10^5$ К, следовательно, пока газ не остынет, система будет не сжиматься, а расширяться, причем на границе газовой оболочки галактики с межгалактической средой должна сформироваться ударная волна. Часть газа (в Галактике, возможно, половина) при этом навсегда уйдет в межгалактическое пространство. Другая часть, остыв до температуры ниже вириальной, снова начнет коллапсировать. В конечном итоге, при достаточно больших плотностях и низких температурах начнется новый цикл звездообразования. Остывание газа при расширении оболочки вначале происходит адиабатически ($T \propto n^{2/3} \propto R^{-2}$). За время $t \sim 10^9$ лет начальные размеры оболочки ($R_0 \approx 100$ кпк) увеличатся в несколько раз, и она станет заметно тормозиться межгалактической средой. Поэтому в дальнейшем становится важным охлаждение излучением. В результате время охлаждения до вириальной температуры и ниже будет, скорее всего, не меньше $t \sim 5 \cdot 10^9$ лет. Таким образом, этот механизм может дать как раз то время задержки звездообразования, которое получается из сравнения возростов шаровых скоплений и старейших рассеянных скоплений Галактики.

Весьма вероятно, что в настоящее время мы непосредственно наблюдаем галактики, находящиеся на описанной выше стадии эволюции. Например, как показал Брегман (1981а), абсорбционные линии спектров квазаров, по-видимому, формируются в далеких галактиках, в их протяженных газовых оболочках, похожих на горячую ($T \sim 10^6$ К) разреженную ($n \sim 10^{-3}$ см⁻³) газовую корону нашей Галактики, но только более массивных и более горячих (линии возникают в "холодных", $T \sim 10^4$ К, облаках, рождающихся в этих оболочках). Бергерон и др. (1983) обнаружили уникальный объект — довольно близкий квазар MR 2251 — 178, окруженный гигантским облаком ионизованного газа с размером ≈ 230 кпк и массой до $5 \cdot 10^{11} M_\odot$. Протяженные светящиеся оболочки у далеких квазаров, которые, с одной стороны, до сих пор не удается отождествлять со звездной компонентой (см., например, Боросон и др., 1982), а с другой стороны, очень похожие просто на горячий, ионизованный газ (например, Вамплер и др., 1975; Ричстоун, Оук, 1977; Боросон и др., 1982), также, по-видимому, указывают на то, что здесь большая часть массы системы еще не успела превратиться в звезды и находится в форме горячего разреженного газа; при этом обогащение тяжелыми элементами уже произошло, т.е. химический состав квазаров — нормальный. Очень похоже, что во всех этих случаях огромная масса газа разогрева сравнительно недавним энерговыделением (т.е. уже после формирования системы и синтеза тяжелых элементов), и при $T \sim 10^6 - 10^7$ К, $n \sim 10^{-3}$ см⁻³ условия для превращения этого газа в звезды возникнут только через миллиарды лет.

§ 13. История звездообразования и химическая эволюция

В общей проблеме эволюции Галактики можно выделить несколько аспектов: 1) динамическая эволюция; 2) химическая эволюция (история обогащения); 3) история звездообразования; 4) эволюция звездного состава (фотометрическая эволюция).

Под динамической эволюцией понимают в первую очередь коллапс первоначального протогалактического газового облака, формирование подсистем Галактики, процессы релаксации. С динамическим аспектом связаны такие характеристики Галактики и ее населений, как геометрическая структура подсистем, распределение массы в последних (модели Галактики, вращение Галактики (вращение подсистем), кинематика (дисперсия скоростей звезд, эллипсоид скоростей и т.д.), звездные орбиты (эксцентриситет орбит, апо- и перигалактические расстояния, угол наклона орбит и т.д.).

Химическая эволюция означает изменение химического состава Галактики со временем, проявляющееся в увеличении содержания тяжелых элементов (и гелия) при переходе от старых населений к молодым. Основные наблюдательные характеристики, фигурирующие в проблеме химической эволюции, — это металличность звезд и звездных скоплений, распределение звезд по величине содержания тяжелых элементов. Кроме того, сюда же следует отнести вариации содержания отдельных элементов у населений разных возрастов, градиент содержания химических элементов в Галактике (по радиусу и по z -координате), эффективный выход металлов.

Под историей звездообразования подразумевают изменение различных характеристик этого процесса в разные периоды жизни Галактики. Наиболее важными величинами здесь являются *скорость звездообразования* (СЗО) и *начальная функция масс* (НФМ). СЗО и НФМ определяют наблюдаемую *функцию светимости* (ФС), которая и служит главным источником информации об этих величинах.

Если дополнить данные о НФМ и СЗО результатами теории звездной эволюции, то можно определить звездный состав галактики в каждый момент времени, следовательно можно перейти непосредственно к описанию фотометрической эволюции звездной системы (т.е. эволюции светимости, спектра, цвета).

Все четыре аспекта эволюции имеют, как видно, независимые источники информации. Однако последние в такой степени неполны и неопределенны, что на их основе нельзя построить сколько-нибудь однозначную картину эволюции — динамической, химической, или истории звездообразования. Это можно сформулировать по другому: существующие наблюдательные данные, если их брать в отдельности, накладывают слабые ограничения на возможные варианты развития галактики; они могут быть объяснены в рамках самых разных моделей эволюции.

На самом деле разные аспекты эволюции теснейшим образом связаны друг с другом, поэтому наблюдательные данные, касающиеся одного из них, могут быть источником информации для другого, и тем самым могут представлять для последнего дополнительные ограничения на варианты эволюции. Так, изучая происхождение двухкомпонентной структуры Галактики (диск плюс сфероидальная составляющая), т.е. вопрос, относящийся в первую очередь к динамической истории, Парсон (1976) получил результат, касающийся истории звездообразования: он показал, что скорость звездообразования должна резко падать после периода формирования гало, перед стадией формирования диска. Такой же вывод относительно СЗО сделали Марсаков и Сучков (1976), изучая один из вопросов химической эволюции, а именно, вопрос о структуре распределения металличности шаровых скоплений.

Отчетливое представление о взаимозависимости различных сторон галактической эволюции, несомненно, является важнейшим итогом развития физики галактик. Химическая эволюция определяется величинами СЗО и НФМ, т.е. историей звездообразования; процессы, связанные с обогаще-

нием галактики тяжелыми элементами, могут существенно влиять на ее динамическую эволюцию (например, путем сброса массы (газа) при вспышках сверхновых); динамика сжатия протогалактического облака в свою очередь определяет историю звездообразования (если сжимается облако с малым угловым моментом, то звездообразование проходит с большой скоростью и быстро завершается — образуется эллиптическая галактика; при большом угловом моменте оно растягивается на огромное время, формируется спиральная галактика). Поэтому в настоящее время можно строить и обсуждать только такие модели эволюции, которые непротиворечивым образом объясняют одновременно динамические, химические и популяционные (т.е. относящиеся к звездным населением) свойства и характеристики Галактики. Очевидно, что возможным (по крайней мере, разумно простым) удовлетворить одновременно целому ряду разнородных ограничений гораздо меньше, и это приводит к уменьшению неопределенностей в картине эволюции Галактики.

В предыдущих разделах мы уже рассматривали наблюдательные данные и теоретические идеи, лежащие в основе представлений о химической эволюции и истории звездообразования. Они относились в основном к отдельным компонентам Галактики (гало, диск, центр). В настоящем параграфе мы продолжим изложение вопросов, относящихся к этому кругу проблем. Здесь будут рассмотрены конкретные модели эволюции Галактики в целом, а также наблюдательные данные, относящиеся к характеристикам моделей. При этом в большой степени будут обсуждаться результаты по другим галактикам. Они, с одной стороны, дополняют наблюдательную информацию, необходимую для понимания развития нашей звездной системы, но получить которую для самой Галактики нельзя. С другой стороны, сравнение строения и эволюции других галактик с нашей позволяет глубже понять природу и происхождение многих ее свойств, многих особенностей развития.

В последнее время широкое распространение получает аналитическая теория эволюции галактик: динамической, химической, фотометрической. Важно иметь в виду, что это — теория моделей; ее целью является проверка тех или иных идей и представлений об эволюции системы и о характеристиках ее величинах, но воспринимать решение уравнений такой теории как окончательную истину о реальной галактике нельзя. Противоречие этих решений с наблюдательными фактами позволяет отбросить какие-то гипотезы, но согласие далеко еще не означает, что все модельные предположения об эволюции и о величинах, фигурирующих в уравнениях, являются правильными. К сожалению, пока что неопределенность наблюдательных данных и слабая чувствительность решений аналитических теорий к эволюционным параметрам настолько велики, что часто самые разные модели дают непротиворечивые наблюдениям результаты. Поэтому даже основная цель аналитического подхода не всегда достигается. В то же время на этом пути уже получены позитивные результаты, заставившие изменить ранее существовавшие представления о важнейших эволюционных процессах в галактиках. Приведем два примера, которые безусловно являются фундаментальными результатами теории эволюции. Первый — это вывод о том, что галактики не могут формироваться путем "бездиссипативного коллапса", т.е. из уже готовых звезд (тогда как образование звезд хорошо согласуется с целым рядом химических и фотометрических свойств галактик). Второй — вывод о неадекватности "простой модели" химической эволюции, означающий на самом деле неадекватность наиболее простых представлений об истории звездообразования в Галактике.

Подробный обзор проблем НФМ, СЗО, обзор моделей химической и фотометрической эволюции галактик дала Тингли (1980). Ниже мы будем следовать ему в определении основных величин и их свойств. Многочисленные детали и историю вопроса читатель может найти в этом обзоре.

1. Начальная функция масс (НФМ)

Обозначим массу звезды, выраженную в солнечных единицах, буквой m , и определим НФМ $\varphi(m)$ таким образом, чтобы количество звезд, рождающихся в данном интервале масс $m, m + dm$ в течение времени от t до $t + dt$, было равно

$$\varphi(m)\psi(t)dm dt, \quad (13.1.1)$$

где $\psi(t)$ — скорость звездообразования (СЗО); величина $\psi(t)$ равна массе всех звезд, родившихся за единицу времени. При таком определении НФМ и СЗО

$$\int_0^{\infty} m\varphi(m)dm = 1, \quad (13.1.2)$$

так как, согласно (13.1.1), полная масса всех звезд, родившихся за единицу времени, равна, с одной стороны, $\int_0^{\infty} m\varphi(m)\psi(t)dm$, а, с другой стороны, это есть просто $\psi(t)$. Очевидно, $m\varphi(m)dm$ есть доля массы, заключенная в интервале $m, m + dm$.

Распределение по массе звезд с временем жизни на главной последовательности τ_m больше возраста, например, диска t_1 , определяется интегралом

$$N(m) = \int_0^{\tau_m} \varphi(m)\psi(t)dt, \quad \tau_m \geq t_1. \quad (13.1.3)$$

Если НФМ не зависит от t , то

$$N(m) = \varphi(m)\bar{\psi}_1 t_1, \quad (13.1.4)$$

где $\bar{\psi}_1$ — средняя скорость звездообразования (здесь и ниже цифра "1" относится к современному состоянию диска Галактики.) Массы m_1 , для которой $\tau_m = t_1$, соответствует точке поворота самых старых звезд диска.

Распределение по массе современных звезд с временем жизни на ГП $\tau_m < t_1$ имеет вид

$$N(m) = \int_{t_1 - \tau_m}^{t_1} \varphi(m)\psi(t)dt, \quad \tau_m < t_1. \quad (13.1.5)$$

Для звезд с малым временем жизни, $\tau_m \ll t_1$, вместо интеграла можно написать

$$N(m) = \varphi(m)\psi_1 \tau_m, \quad \tau_m \ll t_1. \quad (13.1.6)$$

Это справедливо для звезд с $m \geq 2$ ($\tau_m \leq 10^9$ лет, спектральный класс на ГП ранее А0). Если же СЗО не зависит от t , то такое представление распределения $N(m)$ справедливо для всех масс. Используя наблюдаемое распределение $N(m)$, по формуле (13.1.4) находится вид НФМ в области $m \leq 1$, а

по формуле (13.1.6) — области $m \geq 2$. При этом отношение значений φ , например, в точках $m = 1$ и $m = 2$ зависит, очевидно, от величины

$$T_1 = \bar{\psi}_1 t_1 / \psi_1. \quad (13.1.7)$$

Она определяет характерное время звездообразования в данной области. Чтобы соединить верхнюю и нижнюю части НФМ, вытекающие из формул (13.1.4) и (13.1.6), применяют гладкую интерполяцию в интервале $2 \leq m \leq 1$.

Используют и другие определения НФМ. Приведенное выше особенно удобно в теории химической эволюции галактик, где приходится связывать полные массы различных компонент системы (массу газа, звезд, тяжелых элементов) с количеством массивных (производящих металлы) и маломассивных звезд.

Зависимость $\varphi(m)$ часто задают в виде степенной функции:

$$\varphi \propto m^{-(1+x)}. \quad (13.1.8)$$

Величину x называют наклоном НФМ; она может быть разной на разных интервалах m .

НФМ получается из наблюдаемой функции светимости (ФС) с использованием соотношения между массой и светимостью звезд. Переход от наблюдаемой в окрестности Солнца ФС к НФМ требует знания вклада проэволюционировавших звезд в ФС, знания шкалы высот (распределение по z -координате) звезд разных светимостей, а также скорости звездообразования и характера зависимости НФМ и СЗО от времени. Каждый из этих моментов представляет сам по себе важную проблему, и, собственно, интерес к исследованию НФМ связан в значительной степени с тем, что результаты ее применения для решения задач галактической эволюции, сравнение этих результатов с наблюдательными данными дает возможность проверить корректность использованных при получении НФМ предположений (характер зависимости от времени и т.д.).

Функции $\psi(t)$ и $\varphi(m)$ удобно относить к перпендикулярному плоскости Галактики цилиндру, имеющему единичную площадь. Дело в том, что разные звезды имеют разное распределение по z -координате, поэтому отнесенные к единице объема величины $\psi(t)$ и $\varphi(m)$ зависят от z . Нас же обычно интересует полное количество звезд в данном интервале масс, образующееся в данной области Галактики. Учитывая соответствующим образом шкалу высот разных звезд, из наблюдаемой в данном объеме функции светимости можно получить величины $\psi(t)$ и $\varphi(m)$ на единицу поверхности диска Галактики.

НФМ зависит от физических факторов, определяющих процесс звездообразования (химический состав, плотность газа, уровень нагревающего и ионизирующего газ излучения, магнитное поле). Поскольку эти факторы меняются в пространстве и времени, то можно ожидать, что НФМ также меняется во времени и пространстве. Тем не менее, в течение длительного времени преобладала точка зрения, что НФМ в этом отношении является константой, причем не только для нашей, но и для других галактик (это называют инвариантностью НФМ). Кроме того считалось, что во всем интервале масс НФМ можно охарактеризовать единым наклоном, полученным Солпитером (1955): $x = 1,35$. Однако в последние годы эти упрощенные представления о НФМ под напором наблюдательных данных уступили место значительно более сложным.

Фундаментальное исследование НФМ звезд диска в околосолнечной окрестности (локальная НФМ) провели Миллер и Скало (1979). По дан-

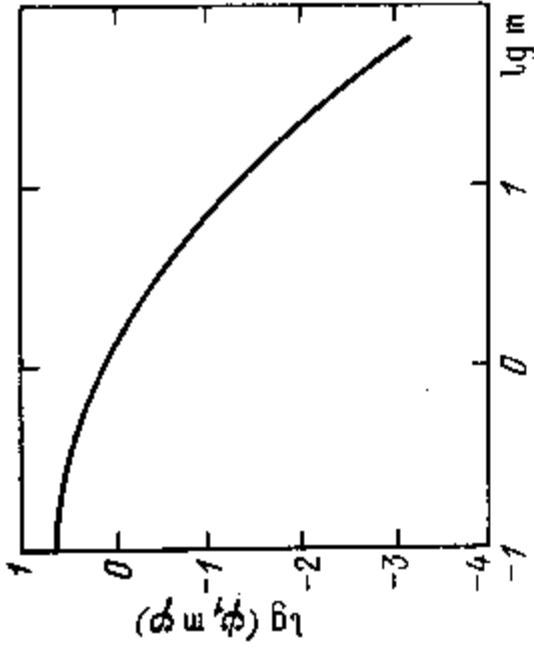


Рис. 69. Начальная функция масс по Миллеру и Скало (1979) для звезд около солнечной окрестности (в форме $\lg [\psi_1 m^{\psi_1(m)}]$, где ψ_1 — современная скорость звездообразования в диске в единицах $M_{\odot} \cdot \text{пк}^{-2} \cdot \text{млрд. лет}^{-1}$; массы даны в солнечных единицах).

ным о функции светимости, они построили современную НФМ, предполагая, что $\psi(m)$ не зависит от времени. Их результат приведен на рис. 69. Важно иметь в виду, что из анализа наблюдательных данных получается не сама НФМ, а произведение НФМ и СЗО. На рис. 69 сплошная кривая получена в предположении о постоянстве СЗО во времени, и возраст диска принят равным $t_1 = 12 \cdot 10^9$ лет. Аналитически эта кривая представлена формулой

$$m\psi_1 = 3,83 \exp[-1,09(\lg m + 1,02)^2] \text{ пк}^{-2} \cdot (\text{млрд. лет})^{-1}.$$

Ее можно аппроксимировать на разных интервалах значений масс степенным законом следующим образом (Тинсли, 1980):

$$m\psi(m)\psi_1 = \begin{cases} 1,00 m^{-0,25}, & 0,4 < m \leq 1,0 \\ 1,00 m^{-1,0}, & 1,0 < m \leq 2,0 \\ 1,23 m^{-1,3}, & 2,0 < m \leq 10 \\ 12,3 m^{-2,3}, & 10 < m \leq 50. \end{cases} \quad (13.1.9)$$

Такое представление удобно в аналитической теории эволюции химического и звездного состава Галактики. Кроме того, оно делает очень наглядным отличие этой НФМ от функции Солпитера, резко проявляющееся в области очень малых и очень больших масс.

Из уравнения (13.1.9) после интегрирования по m получается, что современная скорость звездообразования равна $\psi_1 = 3,0 M_{\odot} \text{ пк}^{-2} \cdot (\text{млрд. лет})^{-1}$. Рассмотрим теперь вопрос о вариациях НФМ во времени и пространстве. Яркое свидетельство о существенном отличии НФМ на стадии формирования гало от современной НФМ содержится в результате Шмидта (1975), который показал, что в интервале масс $0,25 < m < 0,75$ наклон НФМ у ближайших звезд населения гало равен $x \approx 2$, а у звезд диска в том же интервале $x < 1$.

Возможно, что различие гало и диска обусловлено зависимостью НФМ от содержания тяжелых элементов Z , так как именно по этому параметру условия образования звезд гало и диска очень сильно различаются. Убедительных свидетельств в пользу систематического изменения НФМ на протяжении эволюции самого диска не найдено, и это согласуется с малым систематическим изменением Z в диске.

Иногда как аргумент в пользу вариации НФМ в диске со временем рассматривают различие в НФМ звезд поля и рассеянных скоплений, которое проявляется в дефиците слабых (маломассивных) или наоборот ярких

звезд в скоплениях. Большая часть скоплений имеют возраст порядка нескольких 10^8 лет, а средний возраст звезд поля приблизительно на порядок больше. Поэтому эти различия могли бы указывать на изменение НФМ в диске за последние несколько миллиардов лет. Но эта аргументация, по-видимому, не очень убедительна, и можно столь же резонно полагать, что различия НФМ скоплений и звезд поля могут объясняться разными условиями образования звезд в поле и в скоплениях (Миллер, Скало, 1979).

При нахождении НФМ из функции светимости делается еще одно существенное предположение — это непрерывность НФМ. Если за образование звезд разных масс ответственны разные механизмы, то вполне возможно, что какие-то промежуточные массы будут дефицитны или вообще отсутствовать. И действительно, имеются серьезные наблюдательные факты, которые говорят о том, что современная НФМ имеет разрывы (Эгген, 1976; Пискунов и др., 1979; см. также § 6). Широко распространена идея о том, что среди первых звезд практически не было маломассивных, $m \lesssim 1$. Если это соответствует действительности, то можно думать, что на ранних стадиях эволюции Галактики был эффективен только механизм, производящий массивные звезды.

Некую информацию о пространственных вариациях НФМ в Галактике, а также о вариациях среди галактик, возможно, дает отношение массы — светимость M/L_{\odot} . Грубо оно пропорционально отношению маломассивных звезд (нижняя, красная часть НФМ) к массивным звездам (верхняя часть НФМ, яркая в голубом цвете B) — если только маломассивные звезды доминируют в полной массе галактики. В солнечной окрестности $M/L_{\odot} \approx 3 M_{\odot}/L_{\odot}$ (Фабер, Галлахер, 1979). Если НФМ является инвариантом, то такое же отношение должно быть в других галактиках за исключением приблизительно десятикратного увеличения при переходе от самых голубых к наиболее красным галактикам (из-за уменьшения доли молодых звезд), а также разброса $\sim 10\%$ (из-за различной доли межзвездной среды). На самом деле при данном цвете наблюдается разброс величины M/L_{\odot} на уровне одного порядка и даже больше! В данной галактике M/L_{\odot} иногда меняется от нескольких единиц в центре до ~ 100 на периферии (Фабер, Галлахер, 1979). Однако надо иметь в виду, что эти вариации могут означать не большую изменчивость НФМ, а то, что основной вклад в массу галактики дает невидимая (скрытая) масса, которая в разных галактиках и в разных частях одной и той же галактики представлена в разных пропорциях.

В ряде галактик, например M 104 (Сомбреро), NGC 2841, с довольно большим количеством молодых голубых звезд наблюдается дефицит зон HII, что может указывать на дефицит в НФМ наиболее массивных, скорее всего, O-звезд (см. обзор Тинсли, 1980). Впрочем, в Галактике примерно половина O-звезд тоже не имеют вокруг себя зон HII, поэтому интерпретация дефицита этих зон в терминах НФМ не однозначна.

В нашей Галактике на пространственные вариации НФМ указывают данные инфракрасных наблюдений. Отношение потока излучения в инфракрасном диапазоне к потоку в радиодиапазоне из области звездообразования, например, из гигантских молекулярных облаков, характеризует отношение общей звездной светимости к ультрафиолетовой светимости в лаймановском континууме ($\lambda < 912 \text{ Å}$) горячих звезд. Это отношение увеличивается на два порядка (!) при переходе от солнечного расстояния, $R = 10$ кпк, к "большому галактическому кольцу" (см. § 9) на расстоянии $R \approx 5$ кпк. Отсюда делается вывод, что несмотря на большую скорость звездообразования на единицу массы газа в районе $R = 5$ кпк, здесь наблю-

дается дефицит О-звезд, т.е. НФМ заметно отлична от локальной НФМ (Буассе и др., 1981). В меньших масштабах неинвариантность НФМ проявляется, по-видимому, в отсутствие звезд с массой $m \gtrsim 2$ во многих областях звездообразования в Галактике; молодые звезды в таких областях представлены только красными, маломассивными карликами типа Т Тельца. Почти все обнаруживаемые отклонения НФМ от локальной, как видно, связаны со сравнительно небольшими пространственными масштабами в Галактике, где звездообразование идет в настоящее время. Поэтому распространено мнение, что усредненная по большому масштабу НФМ должна быть практически инвариантной (см. Тинсли, 1980). То же самое можно сказать про усреднение по большому интервалу времени.

Пространственные вариации НФМ естественно связать с вариациями физических условий, определяющих процесс звездообразования. Тогда следует признать, что реальная НФМ в каждой области звездообразования, реальные массы рождающихся звезд определяются не неким универсальным вероятностным (стохастическим) механизмом (как это часто предполагается в теории образования звезд), а в сильной степени зависят от конкретных факторов (химический состав, магнитное поле и т.д.), которые влияют на процесс рождения звезд. Это чрезвычайно важный вывод для теории звездообразования, для проблем истории звездообразования.

Многие работы по подсчету звезд в ближайших галактиках приводят к выводу, что в целом НФМ не отличается существенно от локальной НФМ (например, Батчер, 1977; Харди, 1977; Леке, 1979). В итоге сейчас при решении разных задач галактической эволюции широко используется предположение об универсальности НФМ. Но следует помнить, что универсальная (локальная) НФМ годится далеко не всегда, как это видно из сравнения локальной НФМ с НФМ звезд гало, с НФМ в областях современного звездообразования.

2. Скорость звездообразования (C3O)

В области масс $m \gtrsim 2$ величину C3O для окрестной области можно получить непосредственно из подсчетов звезд, поскольку столь массивные звезды имеют слишком малое время жизни τ_m , чтобы в течение этого срока C3O успела заметно измениться. Из известной современной НФМ $\varphi_1(m)$ элементарно вычисляется современная C3O ψ_1 .

Звезды с массой $m \lesssim 1$ имеют возрасты во всем диапазоне времени жизни Галактики. Поэтому подсчеты таких звезд могли бы дать функцию $\psi(t)$, если бы для них можно было определить возрасты. Но как раз последнее сделать чрезвычайно трудно. В итоге, когда речь идет о количественных оценках C3O в прошлом, как правило ограничиваются средней скоростью звездообразования $\bar{\psi}_1$ за время жизни диска и отношением $\bar{\psi}_1/\psi_1$. В окрестности Солнца среднюю C3O можно получить, используя оценки локальной плотности массы в диске на единицу поверхности, μ_d . Тинсли (1980) привела оценку ψ_1 , предполагая, что $\mu_d = 80 - 100 M_\odot \cdot \text{пк}^{-2}$. Это соответствует "динамической" плотности по Оорту. Считая, что плотность газа равна $5 - 10 M_\odot \cdot \text{пк}^{-2}$, получим вклад в μ_d от звезд: $70 - 95 M_\odot \cdot \text{пк}^{-2}$. Но это еще не есть вся масса, которая за время жизни диска вошла в звезды. Часть звездной массы, R , была возвращена протеволционировавшими звездами обратно в межзвездную среду; по разным оценкам $R = 0.1 - 0.3$. Поэтому величина $\bar{\psi}_1/\psi_1$, т.е. полная масса звезд, родившихся за время t_1 , на 10 - 30 % больше, чем современная масса звезд. В таком случае, средняя C3O в диске заключена в пределах $75 < \bar{\psi}_1/\psi_1 < 125 M_\odot \cdot \text{пк}^{-2}$.

Используя оценку величины $T_1 = \bar{\psi}_1 t_1 / \psi_1$, можно найти современную C3O. Согласно Миллеру и Скало (1979) $T_1 = 5 - 20 \cdot 10^9$ лет, так что $1.5 < \bar{\psi}_1/\psi_1 < 25 M_\odot \cdot \text{пк}^{-2}$ (млрд. лет)⁻¹.

Конечно, эта оценка слишком неопределенна. Миллер и Скало (1979) вместо локальной "динамической" плотности использовали прямые подсчеты звезд; учтя долю протеволционировавших за время t_1 звезд, они получили величину звездной массы в окрестности Солнца. Это дало $43 < \bar{\psi}_1/\psi_1 < 144 M_\odot \cdot \text{пк}^{-2}$. Комбинируя оценки $\bar{\psi}_1/\psi_1$ самосогласованным образом с величиной T_1 , они находят $3 < \bar{\psi}_1/\psi_1 < 7 M_\odot \cdot \text{пк}^{-2}$ (млрд. лет)⁻¹. В целом, согласно Тинсли (1980), сейчас можно считать, что с точностью до множителя двойка $\bar{\psi}_1/\psi_1 = 10 M_\odot \cdot \text{пк}^{-2}$ (млрд. лет)⁻¹.

На основе этих оценок $\bar{\psi}_1$ и ψ_1 можно только сказать, что средняя скорость звездообразования в прошлом сравнима с современным значением C3O. Но крайне интересен вопрос о величине C3O в отдельные периоды жизни Галактики. Как меняется и меняется ли вообще функция ψ со временем? Во многих работах по химической и фотометрической эволюции галактики величина $\psi(t)$ предполагается монотонно падающей или вообще постоянной функцией времени. Это удобно, но отсюда не следует, что C3O действительно не меняется со временем или меняется каким-либо простым образом. Поскольку звездообразование, несомненно, зависит от многих физических факторов, естественно ожидать, что C3O в разные периоды жизни Галактики (и в разных галактиках) будет существенно разной. Такие факторы как плотность и общее количество газа, химический состав, уровень нагревающего и ионизирующего излучения, магнитное поле, динамические процессы в межзвездной среде и т.д. претерпевают сильные изменения на протяжении эволюции галактики, и это не может не сказаться на величине C3O.

Этот вопрос более подробно рассмотрен в § 12. Здесь же мы обсудим наблюдательные данные, свидетельствующие о вариациях C3O во времени, а также связь вариаций C3O с характером эволюции галактик. Эти данные можно разделить на две группы. В первую входят свидетельства об относительно небольших изменениях интенсивности звездообразования, которые ярко проявляются в фотометрических свойствах галактики, но слабо влияют на ее динамическую структуру. Во вторую — свидетельства о глобальных вариациях C3O, определяющих в конечном счете фундаментальную структуру галактики — тип галактики, распределение в ней массы и т.д.

Слабые, "фотометрические" вариации C3O обусловлены по крайней мере тремя разными механизмами, и по-разному проявляются в галактиках. Во-первых, это вспышки звездообразования, с характерным временем самих вспышек и промежутков между ними порядка $10^6 - 10^8$ лет. Такие вспышки часто охватывают не всю галактику, а отдельные ее области, и сам процесс является, по-видимому, реккурентным. Предположение о вспышках звездообразования ввели Сирл и др. (1973) для объяснения аномально голубых цветов некоторых карликовых галактик. Особенно много данных о вспышечном характере звездообразования получено для близких карликовых галактик. Ардеберг (1976) по данным о сверхгигантах сделал вывод, что в Большом Магеллановом Облаке $7 \cdot 10^6$ лет назад произошла охватившая всю систему вспышка звездообразования длительностью $\sim 3 \cdot 10^6$ лет. Ольсон и Пеня (1976) заключают, что для полного объяснения интегрального показателя цвета Магеллановых Облаков необходимо предположить, что скорость звездообразования не есть монотонно убывающая функция времени, и в этих галактиках были периоды уси-

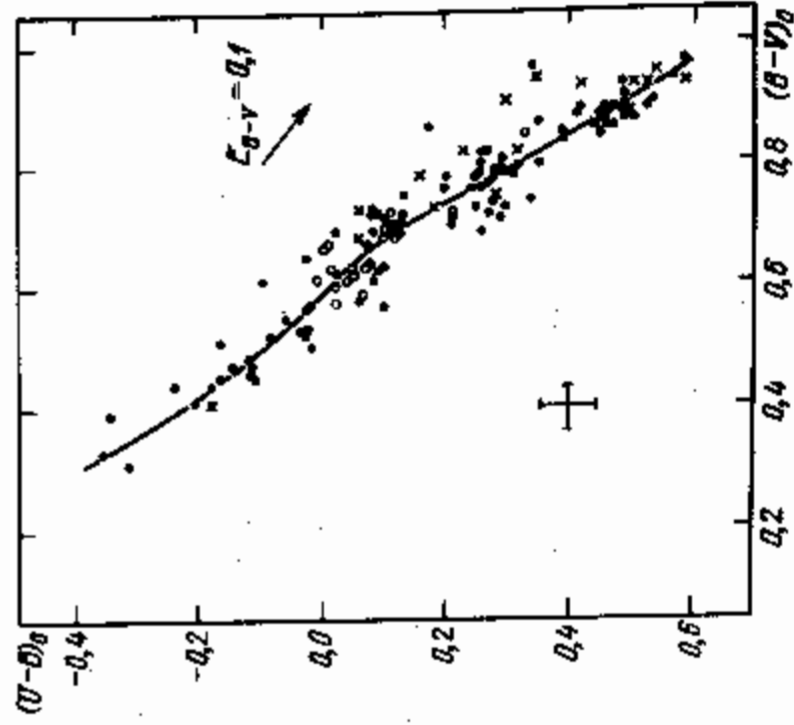


Рис. 70. Двухцветная диаграмма для галактик с нормальной структурой и для шаровых скоплений. Точками обозначены галактики из атласа Хаббла, крестиками — E- и S0-галактики скопления Девы, кружками — шаровые скопления (Ларсон, Тинсли, 1978).

ленного звездообразования. Аналогично, в галактиках IC 1613 и NGC 6822 образование скоплений происходит скорее всего, периодически с периодом $\sim 10^8$ лет, а ассоциаций — с периодом $\sim 10^7$ лет (Ходж, 1980). В нашей Галактике примером такого всплеска процесса может служить обширная область активного звездообразования в туманности Ориона.

Существует целый ряд механизмов, который может объяснить эти вариации S30 локальными вариациями физических условий в самой галактике (см. § 12).

Далее, ряд данных указывает, по-видимому, на несколько больших вариаций S30. Они следуют, в первую очередь, из аномальных цветов некоторых галактик, имеющих морфологические (структурные) особенности. На двухцветной диаграмме $(U-B) - (B-V)$ (или на других аналогичных диаграммах), такие системы значительно уклоняются от полосы, в пределах которой находятся галактики с нормальной морфологией. Это хорошо видно на рис. 70 и 71, где диаграммы $(U-B) - (B-V)$ изображены для двух выборок галактик: морфологически нормальных и пекулярных. Пекулярности в структуре галактики во многих случаях совершенно очевидно связаны со взаимодействием с другой галактикой, поэтому Ларсон и Тинсли (1978) предположили, что повышенное звездообразование, проявляющееся в аномально голубых цветах пекулярных галактик, есть следствие динамических процессов взаимодействия. Например, приливные эффекты, или просто столкновение галактик может вызывать появление ударных волн в межзвездной среде и тем самым увеличивать скорость звездообразования (см. § 12).

Некоторые галактики подозреваются в увеличенном звездообразовании в связи с чрезвычайно сильным инфракрасным излучением. Они богаты пылью и поэтому выделяют не голубым, а наоборот красным цветом. Предполагается, что пыль переизлучает радиацию молодых голубых звезд в инфракрасном диапазоне, а сами звезды закрыты пылью (см. Рик, Лейбовски, 1979). К таким системам относятся M 82, NGC 253, NGC 5128.

Существует еще один крупномасштабный динамический процесс, увеличивающий S30, но обусловленный уже внутренними причинами: это спиральные волны плотности. Спиральные ветви галактики проявляются в оптическом диапазоне именно большей долей молодых, ярких звезд, т.е. как раз повышенной скоростью звездообразования. Связанные со спиральной структурой вариации S30 можно отнести в отдельную, третью группу.

Но наибольший интерес для проблем эволюции Галактики представляют глобальные вариации S30, т.е. такие, которые могут определять динамическую (а не только фотометрическую) структуру галактик. О них свиде-

тельствуют данные об активном звездообразовании на ранних стадиях эволюции галактик и данные о цикличности S30, которая обуславливает многокомпонентную структуру спиральных галактик.

Раннее звездообразование должно быть радикально разным в эллиптических и спиральных галактиках. Обычно считается, что первые с самого начала быстро превращают свой газ в звезды (за характерное динамическое время галактики). S30 в это время у них очень велика, они должны быть чрезвычайно яркими и голубыми (предполагаемые свойства галактики в яркой стадии, подробно проанализировали, в частности, Озерной и Черномордик, 1976, Сюняев и др., 1978). Все звезды E-галактики поэтому должны иметь практически одинаковый возраст, равный возрасту самой галактики, т.е. $\sim 10^{10}$ лет. В спиральных же галактиках звездообразование растянуто на время $\sim 10^{10}$ лет и с заметной скоростью продолжается вплоть до наших дней. Полагают, что это различие в истории звездообразования является главной причиной различий между эллиптическими и спиральными галактиками.

К сожалению, сейчас еще мало данных, которые бы позволили поставить проблему раннего звездообразования на наблюдательную основу. Возраст $\sim 10^{10}$ лет соответствуют большие красные смещения, т.е. галактики на этой стадии находятся очень далеко, на пределе наблюдательных возможностей. Батнер и Омлер (1978) смогли исследовать галактики в скоплениях с красными смещениями $z = 0.4 - 0.5$, т.е. удаленных от нас во времени на $\approx 5 \cdot 10^9$ лет. Были обнаружены поразительно яркие свидетельства их эволюции: цвета галактик (с огромной вероятностью эллиптических и S0) оказались там значительно голубее, чем в ближайших скоплениях. Это было интерпретировано как проявление активного рождения звезд. Отсюда следует, что основное звездообразование в таких системах окончилось не 10^{10} лет назад, а продолжалось вплоть до $5 \cdot 10^9$ лет назад, т.е. когда в спиральных галактиках давно завершилось формирование гало и уже шло активное формирование звезд диска (см. также Тинсли, 1980). Такой же результат получил О'Коннел (1980), по данным уже о близких эллиптических галактиках. Он показал, в частности, что в системе M 32 (ближайшая яркая эллиптическая галактика) точка поворота ГП основной массы звездного населения соответ-

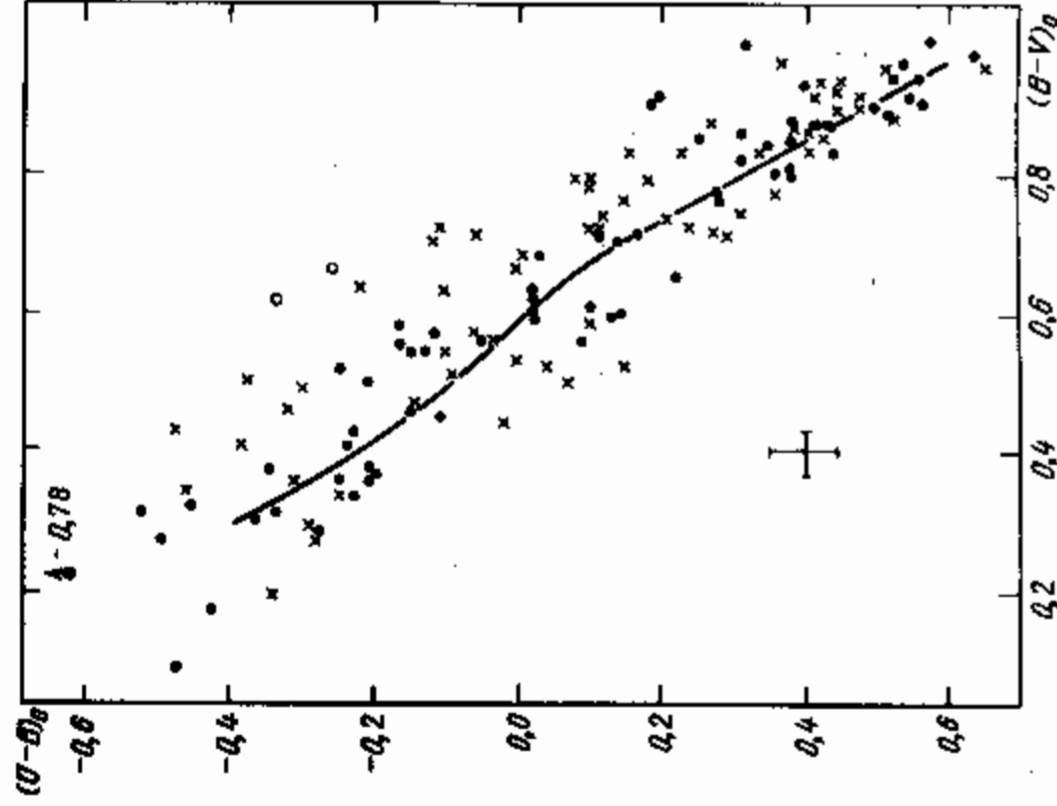


Рис. 71. Двухцветная диаграмма для пекулярных галактик из атласа Арпа. Крестики — взаимодействующие галактики, два кружка — сейфертовские галактики I типа, на цвета которых может влиять нетепловое излучение (Ларсон, Тинсли, 1978).

ствуется также возрасту $\sim 5 \cdot 10^9$ лет. Ниже мы вернемся к этим результатам. А сейчас резюмируем, что наблюдательные данные о СЗО на ранней стадии эллиптических и S0-галактик в настоящее время рисуют картину значительно сложнее той, какая представлялась еще несколько лет назад.

Обратимся к данным о цикличности звездообразования. Мы уже обсуждали их в связи с интерпретацией распределений металличности и пространственно-кинематических характеристик населений Галактики, в связи с вопросом о возрастах гало и диска и происхождении подсистем Галактики (см. § 4, 5, 8). В последние годы сформировалось отчетливое представление о том, что существование в Галактике двух резко выраженных подсистем — гало и диска — обусловлено полным отсутствием звездообразования в течение длительного промежутка между периодами формирования этих подсистем. Таким образом, само происхождение подсистем Галактики связывается с цикличностью звездообразования, с немонотонной зависимостью СЗО от времени. Суммируем результаты, которые конкретизируют понятие "цикличность подсистем" и свидетельствуют о том, что эта дискретность обусловлена цикличностью звездообразования:

1) между населением гало и диска существует разрыв возраста $\sim 5 \cdot 10^9$ лет, 2) между гало и диском существует разрыв в химическом составе, 3) между гало и диском существует разрыв кинематических параметров и параметров орбит звезд, 4) при переходе от гало к диску скачком меняется толщина подсистемы (§ 5, 6, 8); сюда же можно включить результат расчета формирования подсистем при коллапсе протогалактического облака: 5) формирование отчетливо выраженной сфероидальной и дисковой компоненты у галактики требует длительного подавления звездообразования после стадии формирования гало (Парсон, 1976). Во введении в табл. 1 приведены цифры, которые численно характеризуют эти скачки и разрывы.

Все это многообразие свойств дискретности населений Галактики можно объяснить с единой точки зрения в рамках картины формирования Галактики из коллапсирующего протогалактического газового облака, исходя из идеи об активных фазах эволюции Галактики (см. § 5, 8). Она основана на том, что звездообразование представляет собой своеобразный автоколебательный процесс с обратной связью. Возможные механизмы таких "автоколебаний" обсуждаются в § 5, 12.

Пока мы говорили только о двух подсистемах — гало и диске. В то же время широко известно разделение Галактики на четыре или пять подсистем (Оорт, 1958). Естественно думать, что реальное существование не двух, а четырех подсистем объясняется соответственно не одним, а тремя периодами пониженного звездообразования, тремя минимумами в зависимости СЗО от времени.

Идея о разделении Галактики на несколько отдельных подсистем исходила в какой-то степени из интуитивного убеждения о существовании дискретности параметров (в первую очередь пространственно-кинематических), характеризующих население Галактики. Действительно, в противном случае можно было бы говорить только о непрерывном изменении этих величин при переходе от самых старых к самым молодым населением через население промежуточного возраста; идея же дискретного набора параметров, которым ставится в соответствие четыре или пять подсистем, не имела бы смысла. Однако непосредственно вопрос о дискретности почти не исследовался. В итоге в одинаковой мере были распространены две точки зрения: одни авторы полагали, что переход между подсистемами непрерывен (см. Шварцшильд, 1958), другие — что он происходит скачком и население с промежуточными характеристиками чрезвычайно малочисленно.

Сейчас имеются данные, которые указывают, что гало и диск в свою очередь состоят из двух подсистем. Об этом свидетельствуют скачки и разрывы соответствующих параметров. Такая дискретность проявляется слабее, чем в случае разделения гало и диска. Причина очень проста: область изменений всех параметров как у гало, так и диска значительно меньше, чем в Галактике в целом, и любые структурные детали в распределении тех или иных величин легко теряются в реальном разбросе и в ошибках наблюдательных данных. По этой причине четырехкомпонентная дискретная структура Галактики, в отличие от двухкомпонентной (диск + гало) обобщается мало. Но в настоящее время результаты исследования химического состава и пространственного распределения звезд в окрестности Солнца показывают, что как гало, так и диск разделяются по этим характеристикам на две группы (Сучков, 1980, 1981а; Батлер и др., 1982); с большой вероятностью обнаружено также разделение населения диска по возрасту (Воган и Престон, 1980; Вильсон и др., 1981). Это отражено в таблицах 6 и 15. Таким образом, есть основания считать, что как на стадии формирования гало, так и на стадии формирования диска скорость звездообразования проходила через минимум.

Цикличность звездообразования обнаруживается не только в нашей Галактике. Например, Корменди (1977) показал для целого ряда внешних галактик, что их цвета можно объяснить только в случае, если звездное население состоит из двух возрастных групп: очень старых, $t > 10^{10}$ лет, и очень молодых, $t < 10^9$ лет. Звезд с возрастом от 10^9 до 10^{10} лет в этих галактиках не может быть в сколько-нибудь заметных количествах.

3. Возрасты звездных населений

Итак, многочисленные результаты свидетельствуют о том, что в Галактике периоды образования гало и диска отделены друг от друга огромным промежуточным временем, $\Delta t \sim 5 \cdot 10^9$ лет, в течение которого звездообразование было незначительным или вообще отсутствовало. В итоге диск, представляющий основную массу (видимого) звездного населения Галактики, в два-три раза моложе, чем гало. Возраст диска равен $t \approx 5 - 7 \cdot 10^9$ лет, т.е. основное звездообразование в Галактике происходило в момент времени соответствующий красному смещению $z \sim 0,5$.

В связи с этим результатом возникает вопрос, является ли столь позднее образование основной массы звезд особенностью только нашей Галактики. Ряд данных говорит о том, что и в других галактиках, причем не только в спиральных, но и в эллиптических, основное звездообразование продолжалось (происходило) до очень позднего момента времени.

Батчер и Омлер (1978) провели фотометрические исследования (двухцветная фотометрия) галактик в двух богатых скоплениях с большими красными смещениями: скопление Cl 0024 + 1656 ($z = 0,39$) и скопление вокруг источника 3C 295 ($z = 0,4$). По структуре это скопления типа Комы: они характеризуются сильной концентрацией объектов к центру. Однако состав скоплений оказался, на удивление, совершенно не типичным: примерно одна треть — половина всех галактик имеет голубые цвета, похожие на цвета спиральных галактик. В скоплениях же типа Комы спиральных галактик чрезвычайно мало, поэтому был сделан вывод, что голубые объекты — это скорее всего эллиптические галактики, находящиеся еще на стадии главного звездообразования. Таким образом, этот результат указывает, что основное звездообразование даже в эллиптических галактиках (по крайней мере в половине из них) не завершилось вплоть до красных смещений $z \approx 0,4$.

Этот вывод сделал О'Коннел (1980), связав результат Батчера и Омлера с собственным исследованием возрастов ядер гигантских эллиптических галактик. Используя методику спектрального синтеза звездных населений, он нашел для центральных областей галактики M 32, что точка поворота звезд главной последовательности находится на $(B - V) \approx 0,5$ (спектральный класс F8), металличность в пределах $\pm 0,1$ dex совпадает с солнечной. По изохронам Чардулло и Демарка (1977) этим параметрам соответствует возраст $5 \cdot 10^9$ лет. Отсюда следует, что основное звездобразование в M 32 протекало еще $5 \cdot 10^9$ лет назад, т.е. спустя 10^{10} лет после того, как в Галактике сформировались старейшие шаровые скопления (хотя пик звездобразования мог быть, по-видимому, раньше поскольку допускается, что около 50 % света M 32 обусловлено более старым населением). Таким образом, возраст значительной части населения M 32 равен $(4 - 5) \cdot 10^9$ лет, в три раза меньше возраста старейших шаровых скоплений Галактики. О'Коннел подчеркивает, что этот вывод весьма надежен: при солнечном химсоставе, $Z = Z_{\odot}$, возраст $15 \cdot 10^9$ лет получается, если точка поворота лежит на $(B - V) \approx 0,8$, что очень сильно отличается от найденного значения $(B - V) \approx 0,5$.

Аналогично был получен небольшой возраст для ядер гигантских эллиптических галактик. У них точка поворота лежит на $(B - V) \approx 0,68$ (спектральный класс G5), что с учетом большего содержания тяжелых элементов, на $\Delta \lg Z = 0,3 - 0,5$, дает такой же возраст, как у M 32: $t \approx 5 \cdot 10^9$ лет.

Получается любопытный результат: во-первых, не только в нашей, но и в других, и при том эллиптических галактиках основное звездобразование происходило много времени спустя после того, как в Галактике родились шаровые скопления; во-вторых, это основное звездобразование происходило в галактиках приблизительно в одно и то же время, $5 - 7 \cdot 10^9$ лет назад, чему соответствует красное смещение $z \sim 0,4 - 0,5$.

Обратим внимание, что при этих значениях начинают обильно появляться квазары. Случайно ли такое совпадение? Во всяком случае, оно дает основание предполагать, что периоду главного звездобразования в галактике соответствует гигантская активность ядра — "квазарная" стадия эволюции галактики. Сейчас точка зрения о том, что квазары представляют собой активные ядра галактик, получила широкое распространение, поэтому такая интерпретация не является неожиданной. В ядрах эллиптических галактик (по крайней мере, гигантских) образуются, скорее, не квазары, а объекты типа BL Ящерицы (см., например, Миллер, 1981). Очень похоже, что мощное энерговыделение на "квазарной" или "лацертидной" стадии эволюции затормозило или вовсе остановило процесс основного звездобразования, оттянув его до эпохи $(5 - 7) \cdot 10^9$ лет назад. Такая картина соответствует идее об активных фазах эволюции (см. § 5). Из нее следует заманчивое предположение, что наблюдательно эти фазы эволюции проявляются в феномене квазара и, возможно, обусловлены им. Простой анализ показывает, что на "квазарной" стадии действительно с большой вероятностью возникают условия, когда звездобразование останавливается на миллиарды лет (см. § 12).

4. Эволюция звездного состава, цвета и светимости

В процессе эволюции галактики ее звездный состав постоянно меняется за счет двух факторов: звездобразование "поставляет" в галактику все новые звезды, а эффекты звездной эволюции меняют со временем тип звезд, превращая карлики в гиганты и т.д. Изменение звездного состава

приводит к изменению фотометрических свойств галактики: ее цвета, спектра и светимости.

Поскольку история звездобразования в эллиптических и спиральных галактиках различна, различна и их фотометрическая эволюция. В спиральных галактиках, где СЗО довольно велика и в настоящее время, до 85 % излучаемого света дают немногочисленные голубые звезды верхней части главной последовательности (Швейцер, 1976). Их возраст ничтожно мал по сравнению с возрастом галактики, так что этот свет не дает почти никакой информации о прошлом системы. Старое же население, в котором как раз скрыта история звездобразования, излучает в основном в красном и инфракрасном диапазоне спектра; оно дает малый вклад в светимость, и это осложняет изучение эволюции спиральных галактик.

В эллиптических галактиках нет молодых ярких звезд; считается, что здесь почти все звезды образовались в самом начале жизни галактики, т.е. $(10 - 15) \cdot 10^9$ лет назад (см., однако, О'Коннел, 1980), и довольно скоро после завершения звездобразования в светимости начинают доминировать красные гиганты. Фотометрическая эволюция системы на этой стадии обусловлена только смещением точки поворота в сторону все меньших масс. Светимость со временем увеличивается за счет того, что все большее число звезд попадает в область красных гигантов (из-за роста НФМ в сторону малых масс), а цвет становится все более красным, поскольку менее массивные гиганты лежат на диаграмме ГР правее. Это два основных эффекта фотометрической эволюции.

Как показал Уитфорд (1978), свет в центральной области Галактики и в других спиральных и эллиптических галактиках почти одинаков; он также определяется более старым населением — красными гигантами, поэтому интегральная светимость, спектр и цвет ядерных областей спиральных галактик в значительной степени отражают эволюцию этих областей.

Таким образом, изменения фотометрических свойств у эллиптических галактик связано со звездной эволюцией, а у спиральных — с вариациями СЗО. Разумеется, это только упрощенная схема, и реальная наблюдательная ситуация сложнее. Например, при наблюдении галактик с большими красными смещениями, т.е. отстоящими далеко от нас в прошлом, даже у эллиптических галактик фотометрические свойства определяются также и скоростью звездобразования. В ближайших Е-галактиках гиганты доминируют не во всех участках спектра; в нем обнаруживаются следы более горячей звездной компоненты, которые возможно указывают на ненулевое значение СЗО и в настоящее время. В свою очередь в спиральных галактиках вклад старых населений, следовательно, вклад эффектов звездной эволюции в фотометрические свойства также довольно значителен, причем не только для центральных областей.

Рассмотрим, следуя Тинсли (1980), простую аналитическую модель эволюции звездного состава и фотометрических свойств системы, в которой все звезды родились в момент $t = 0$ (модель эллиптической галактики и шарового скопления). Пусть M_0 — масса всех звезд, звезды имеют одинаковый химсостав, близкий к солнечному. НФМ нормируем к значению $\varphi(m_1) \equiv \varphi_1$, где m_1 — масса звезд точки поворота в момент времени t_1 . Нас будет интересовать эволюция системы спустя длительный промежуток времени после звездобразования, $t_1 = (5 - 15) \cdot 10^9$ лет. На этой стадии почти весь свет приходит от звезд с массами от $m \approx 0,4$ до массы точки поворота, которая для этого возраста лежит в очень узком интервале, $m_1 = 0,9 - 1,2$ (гиганты, т.е. звезды на стадии эволюции сразу за точкой поворота, имеют в это время массы лишь слегка большие m_1 , так как время жизни гигантов τ_g много меньше времени $t_1 : \tau_g \ll t_1$). Поскольку речь

идет о довольно узком диапазоне масс, то все величины, зависящие от m , можно параметризовать, аппроксимируя их степенным законом:

1) начальная функция масс

$$\varphi(m) = \varphi_1 (m/m_1)^{-(1+x)} \quad (13.4.1)$$

2) время жизни звезды на ГП

$$\frac{\tau_m}{\tau_1} = \left\{ \frac{m}{m_1} \right\}^{-1/\theta} \quad (13.4.2)$$

где для рассматриваемых масс $\theta \approx 5$.

3) светимость звезды на ГП

$$l_d(m) = l_1 (m/m_1)^\alpha \quad (13.4.3)$$

где аналогично $\alpha \approx 0.5$.

Для гигантов среднюю светимость l_g можно определить так, чтобы величина $l_g \tau_g$ давала полный выход энергии на стадии гиганта (точнее, долю этой энергии в оптическом или другом интересующем нас диапазоне). Это позволяет ввести еще один важный численный параметр: отношение энергий, излучаемых звездой на стадии гиганта и на стадии карлика: $\beta = l_g \tau_g / l_d \tau_m$. Известно, что звезда с массой $m \approx 1$ сжигает на стадии ГП около 10 % водородного топлива, и около 70 % сжигается вообще до момента гибели звезды. Отсюда следует, что $\beta \approx 6$. Величины x, α, θ, β являются важнейшими числовыми параметрами, которые практически полностью определяют эволюцию светимости галактики в рассматриваемом случае. Обратим внимание, что они имеют разную природу: α, θ, β зависят только от внутреннего строения и эволюции звезд, а x — только от механизма звездообразования. Поэтому, сравнивая наблюдаемые фотометрические свойства галактики с теоретически предсказываемыми, при известных x, θ можно получить дополнительную информацию о величине x , т.е. о процессе звездообразования. Уже одно это обстоятельство показывает полезность аналитического подхода к проблеме фотометрической эволюции галактики (хотя, конечно, значимость такого подхода этим далеко не исчерпывается).

Обратимся к уравнениям аналитической модели. Число звезд в интервале масс $m, m + dm$ по определению равно

$$n(m)dm = M_0 \varphi(m)dm. \quad (13.4.4)$$

За единицу времени с главной последовательности уходит звезд:

$$D(t) = n(m_t) \left| \frac{dm}{d\tau_m} \right|_{\tau_m = t} \quad (13.4.5)$$

Через время t после звездообразования в галактике остаются только звезды с массами, начиная от нижней границы НФМ, m_L , до массы точки поворота m_t . Число карликов с массами от m до $m + dm$ равно

$$n_d(m)dm = M_0 \varphi_1 (m/m_1)^{-(1+x)} dm, \quad m_L \leq m \leq m_t$$

Число гигантов равно $n_g = D\tau_g$, или

$$n_g(t) = M_0 \varphi(m_t) \left| \frac{dm}{d\tau_m} \right|_{\tau_m = t} \cdot \tau_g = M_0 \varphi_1 \theta \frac{m_1}{\tau_1} \tau_g \left(\frac{t}{\tau_1} \right)^{-1+\theta x} \quad (13.4.6)$$

Из этих уравнений теперь можно вычислить интегральные светимости и массы гигантов и карликов. Для полной массы карликов находим

$$\frac{M_0 \varphi_1 m_1^2}{x-1} \left(\frac{m_L}{m_1} \right)^{-x+1}, \quad x > 1, \quad (13.4.7a)$$

$$M_d(t) = \int_{m_L}^{m_t} m n_d(m) dm = M_0 \varphi_1 m_1^2 \ln(m_t/m_L), \quad x = 1, \quad (13.4.7b)$$

$$\frac{M_0 \varphi_1 m_1^2}{1-x} \left(\frac{t}{\tau_1} \right)^{-\theta(1-x)}, \quad x < 1 \quad (13.4.7в)$$

(учитывается, что $m_L \ll m_1$).

Масса гигантов, очевидно, порядка $m_t n_g(t)$. Ее доля максимальная в случае $x < 1$. Со временем отношение полной массы гигантов к массе карликов, естественно, растет; но это отношение не превосходит величины порядка $\tau_g/t \sim 0.1$, поэтому вкладом гигантов в массу галактики можно пренебречь.

Имея в виду, что $\alpha > x$ (см. формулы (13.1.9), (13.4.3)), для светимости карликов найдем

$$L_d(t) = \int_{m_L}^{m_t} l_d(m) n_d(m) dm = \frac{M_0 \varphi_1 m_1 l_1}{\alpha-x} \left(\frac{t}{\tau_1} \right)^{-\theta(\alpha-x)} \quad (13.4.8)$$

Светимость гигантов равна

$$L_g(t) = l_g n_g(t) = M_0 \varphi_1 \theta \frac{m_1}{\tau_1} l_g \tau_g \left(\frac{t}{\tau_1} \right)^{\theta x-1} \quad (13.4.9)$$

Из этих формул получается отношение интегральных светимостей гигантов и карликов:

$$G(t) \equiv \frac{L_g(t)}{L_d(t)} = \theta(\alpha-x) \frac{l_g \tau_g}{l_1 \tau_1} \left(\frac{t}{\tau_1} \right)^{\theta \alpha-1} \quad (13.4.10)$$

Используя (13.4.2) — (13.4.3), это можно записать в виде

$$G(t) = \theta(\alpha-x) \frac{l_g \tau_g}{l_d(m_t) t} = \beta \theta(\alpha-x). \quad (13.4.11)$$

Из формулы (13.4.11) "теоретически" следует важный результат, который уже неоднократно упоминался: основной вклад в светимость систем, имеющих только старое звездное население, дают гиганты (несмотря на то, что их число значительно меньше числа карликов). Действительно, подставив в (13.4.11) $\beta = 6, \alpha = 5, \theta = 0.25$ и $x = 1$, получим $G \approx 6$. Интересно, что это отношение для огромных интервалов времени, $\sim 10^{10}$ лет, почти не зависит от t .

При анализе наблюдаемой светимости галактики можно привлечь независимые данные об относительном вкладе гигантов и карликов в интегральную светимость, и тогда формулу (13.4.11) можно использовать для уточнения входящих в нее числовых параметров. Например, поздние карлики и гиганты сильно различаются интенсивностью полосы гидроксида железа FeH в окрестности 0.99 мкм: у карликов она чрезвычайно ярка, а у гигантов — очень слаба (Уитфорд, 1977). Противоположным образом

ведет себя полоса окиси углерода CO в окрестности 2,2 мкм (см., например, Фрогель и др., 1978). Поэтому, в спектрах систем, имеющих только старое население звезд, полоса FeH должна быть ослаблена, а полоса CO — усилена. По относительной интенсивности этих полос как раз и можно оценить величину G . Такой подход позволил, в частности, сделать вывод, что, скорее всего, для эллиптических галактик $x < 1$. Столь слабый наклон НФМ характерен для звезд окосолнечной окрестности (в рассматриваемом интервале масс $m \sim 1$) и заметно меньше наклона НФМ звезд гало Галактики.

5. Химическая эволюция

Современная картина обогащения исходит из представлений о том, что тяжелые элементы синтезируются в массивных звездах ($M > 5 - 30 M_{\odot}$), которые, взрываясь в конце своей эволюции как сверхновые, выбрасывают эти элементы в межзвездное пространство. Межзвездная среда (МЗС) обогащается таким образом тяжелыми элементами, и они уже в готовом виде входят в состав вновь рождающихся звезд. Звезды с массой $\approx 1 M_{\odot}$ и меньше захватывают эти элементы "навсегда", и поскольку время их жизни сравнимо и даже превышает возраст Галактики, их химический состав отражает состав среды на момент рождения этих звезд. Собственных тяжелых элементов такие звезды не производят. В итоге звезды малых масс служат своего рода вехами на пути химической эволюции Галактики. Самые старые из них дают нам представление о химическом составе Галактики в начале ее эволюции, а изменение химического состава при переходе к более молодым звездам отражает картину изменения химического состава Галактики со временем.

Скорость обогащения какой-либо области Галактики тяжелыми элементами зависит от целого ряда факторов. К ним относятся начальная функция масс (НФМ) (она определяет долю звезд, которые дают металлы); скорость звездообразования (СЗО), выход металлов (отношение массы произведенных данным поколением звезд тяжелых элементов к массе звезд того же поколения, которые не участвуют в обогащении), приток или утечка вещества из данного объема и т.д. В принципе, можно рассмотреть, как эти факторы влияют на результирующее распределение звезд по металличности, а затем, сравнивая получающиеся при различных предположениях распределения с подсчетами реальных звезд разного химсостава, можно будет сделать выводы о свойствах НФМ, о СЗО и т.д. на разных стадиях эволюции Галактики. Разумеется, из-за неопределенности одновременно большого числа факторов (НФМ, СЗО и т.д.) эти выводы, и в первую очередь позитивные, не могут быть однозначными. Поэтому чем больше мы будем знать о каких-либо из факторов, определяющих обогащение, из независимых источников, тем более определенны будут заключения о других.

Анализ этой проблемы составляет суть направления, называемого теорией химической эволюции Галактики. Оно началось работами ван ден Берга (1962) и Шмидта (1963), в которых прекрасно раскрыты возможности этого направления для исследования истории звездообразования и обогащения в Галактике. Аналитический подход в описании химической эволюции стал развиваться, начиная с работ Сирла и Сарджента (1972), Тальбота и Арнета (1971), Парсона (1972). Были строго определены величины, "управляющие" обогащением вещества тяжелыми элементами, написаны и исследованы основные модельные уравнения этого процесса. Большой вклад в эту проблему внесла Тинсли. Ниже мы изложим основные идеи и результаты теории химической эволюции, используя в значительной степени ее последние обзоры (Тинсли, 1980; 1981).

Пусть масса M выделенного объема в Галактике состоит из трех компонент: звезд (M_g), газа (M_g) и звездных остатков — белых карликов, нейтральных звезд (M_w). Тогда

$$M = M_g + M_g + M_w. \quad (13.5.1)$$

С течением времени звездная масса M_g увеличивается за счет звездообразования, которое идет со скоростью $\psi(t)$ (см. формулы (13.1.1) — (13.1.2)). Одновременно с рождением звезд часть из них "погибает", возвращая вещество в межзвездную среду (вспышки сверхновых), часть превращается в звездные остатки; кроме того, часть звездной массы возвращается в МЗС в виде звездного ветра и другими механизмами. Поэтому результирующая скорость увеличения звездной массы равна

$$dM_g/dt = \psi - E - W, \quad (13.5.2)$$

где E — скорость сброса вещества в МЗС проэволюционировавшими звездами (сверхновыми, гигантами и т.д.), W — скорость образования белых карликов и других звездных остатков. Используя определение (13.1.1), можно написать:

$$W(t) = \int_0^{m_1} w_m \psi(t - \tau_m) \varphi(m) dm, \quad (13.5.3)$$

где w_m — масса остатка, m_1 — масса звезд в точке поворота главной последовательности, τ_m — время жизни звезды с массой m . Аналогичное выражение можно написать для $E(t)$.

Часто в моделях химической эволюции используют приближение мгновенного круговорота вещества, предполагающего, что время жизни массивных звезд, $m > m_1$, заканчивающих свою жизнь взрывом или звездным остатком, пренебрежимо мало по сравнению с характерными эволюционными временами (временем обогащения, изменения массы газа, звезд). В этом приближении считают $\tau_m = 0$ при $m > m_1$ и $\tau_m = \infty$ при $m < m_1$. Далее, нас в первую очередь интересует ситуация спустя $(5-15) \cdot 10^9$ лет после начала эволюции звездной системы, так как именно в это время мы и наблюдаем их (в частности, это относится к современному состоянию Галактики). Мы уже отмечали, что этому времени соответствует точка поворота с массой звезд $m = 0,8 - 1,2$. Поэтому в расчетах можно с хорошей точностью полагать $m_1 = m_1 = \text{const} = 1$, где индекс "1" относится к современному состоянию. Имея это в виду, получим

$$E(t) + W(t) = \psi(t) \int_0^{m_1} m \varphi(m) dm \equiv \varphi_U \psi(t). \quad (13.5.4)$$

Поскольку начальная функция масс $\varphi(m)$ имеет нормировку $\int_0^{\infty} m \varphi(m) dm = 1$, то φ_U есть доля массы, которая находится в звездах с $m > m_1$.

Введем теперь два полезных параметра, которые зависят от начальной функции масс $\varphi(m)$, но не зависят от скорости звездообразования, Первый — это доля массы R , возвращающаяся от звезд в межзвездную среду при взрывах сверхновых, звездным ветром и т.д. Ее можно записать как

$$R^s \equiv \int_0^{m_1} (m - w_m) \varphi(m) dm, \quad (13.5.5)$$

т.е. это число равно доле массы газа, возвратившейся в МЗС за время, равное времени жизни звезды с массой $m = 1$. Скорость сброса вещества в МЗС выражается через R^s очевидным образом:

$$E(t) = \psi(t) \cdot R^s. \quad (13.5.6)$$

Второй параметр — это эффективный выход металлов Y :

$$Y = \frac{1}{1 - R^s} \int_0^\infty m p_{Z,m} \varphi(m) dm. \quad (13.5.7)$$

Он представляет собой долю массы сброшенных в МЗС металлов от полной массы, заключенной в маломассивных ($m \ll 1$) звездах и звездных остатках. Величина $p_{Z,m}$ есть доля массы звезды, превратившаяся в тяжелые элементы и выброшенная в МЗС.

Если бы звездообразование сразу исчерпало весь газ, а сбрасываемый в процессе эволюции газ не превращался бы в звезды, то в звездах бы, очевидно, находилась масса $M_{st} = M(1 - R^s)$, а масса тяжелых элементов была бы равна $M_{Z1} = Y M_{st} = Y M(1 - R^s)$. На самом деле в звездах сейчас находится большая масса, поскольку часть возвращающегося в МЗС газа вновь участвует в звездообразовании. Если ко времени t_1 газа в системе осталось пренебрежимо мало, то $M_{Z1} = Y M$, т.е. Y просто равен средней металличности системы.

Используя определение R^s , из (13.5.4) получим

$$W(t) = (\varphi_U - R^s) \psi(t). \quad (13.5.8)$$

Подставляя (13.5.6) и (13.5.8) в уравнение (13.5.2) получаем естественный результат:

$$dM_s/dt = (1 - \varphi_U) \psi(t).$$

выражающий тот факт, что живущие звезды имеют массы $m < m_1$.

Для полной массы звезд и звездных остатков, $M'_s \approx M_s + M_w$, нетрудно получить уравнение

$$dM'_s/dt = (1 - R^s) \psi(t). \quad (13.5.9)$$

Скорость исчерпания газа равна

$$dM_g/dt = -(1 - R^s) \psi(t). \quad (13.5.10)$$

Используя среднюю скорость звездообразования $\bar{\psi}$, нетрудно получить ряд простых, полезных соотношений:

$$M_w = (\varphi_U - R^s) \bar{\psi} t, \quad M_s = (1 - \varphi_U) \bar{\psi} t,$$

$$\frac{M_w}{M_s} = \frac{\varphi_U - R^s}{1 - \varphi_U}, \quad (13.5.11)$$

$$M_w + M_s = M_s(1 - R^s)/(1 - \varphi_U),$$

$$\frac{M_g}{M_s} = \frac{1 - R^s}{1 - \varphi_U} \frac{\mu}{1 - \mu},$$

где $\mu = M_g/M_s$ — доля массы газа.

Полная масса тяжелых элементов к моменту времени t равна:

$$Z_s(M_s + M_w) + Z M_g = \int_0^t \int_0^{m_1} m p_{Z,m} \psi(t' - \tau_m) \varphi(m) dt' dm + Z_{s0} M_{s0} + Z_0 M_{g0}, \quad (13.5.12)$$

где Z_s — массовая доля тяжелых элементов (металличность) в звездах и Z — металличность газа. Индекс ноль указывает на начальные значения параметров. В приближении мгновенного круговорота ($\tau_m = 0$) из уравнения (13.5.12) найдем

$$Z_s = Y - \frac{\mu}{1 - \mu} Z + \frac{1 - \varphi_U}{1 - R^s} \left(Z_{s0} \frac{M_{s0}}{M_s} + Z_0 \frac{M_{g0}}{M_0} \right). \quad (13.5.13)$$

Отсюда видно, что при малой начальной металличности, $Z_{s0} \sim Z_0 \approx 0$, величина выхода металлов совпадает со средней металличностью звезд, когда доля массы газа становится малой: при $\mu \rightarrow 0$

$$Y \approx Z_s. \quad (13.5.14)$$

Оценка (13.5.14) справедлива для окрестностей Солнца и в среднем для нашей и большинства других галактик, где $\mu \ll 1$, если только эволюция не сопровождалась выбросом из галактики значительной массы обогащенного газа. Если это не так, то наблюдаемое значение Z_s будет меньше, чем Y .

В окрестной окрестности $\langle [Fe/H] \rangle \approx -0.1$ (см. § 8), т.е. $Z_s \approx 0.8 Z_\odot$, поэтому значение $Y \gtrsim 0.02$ может служить оценкой эффективного выхода металлов. Это важный результат. Поскольку величина Y определяется начальной функцией масс, то наблюдаемую металличность галактики оказывается возможным привлечь в качестве дополнителя источника информации о НФМ; в частности, можно проследить вариации НФМ в зависимости от характеристик галактики. Правда, для галактики могут не выполняться условия, при которых получается формула (13.5.14). Тогда, зная что-то о НФМ, можно сделать выводы о факторах, которые нарушают применимость этой формулы, (подробнее см. в следующем разделе).

Рассмотрим теперь уравнение для изменения массы тяжелых элементов $Z M_g$ в межзвездной среде. Его можно представить в виде

$$d(Z M_g)/dt = -Z \psi + E_Z. \quad (13.5.15)$$

где E_Z — скорость, с которой звезды поставляют металлы в МЗС. Она равна

$$E_Z = \int_0^\infty [(m - w_m - m p_{Z,m}) Z(t - \tau_m) + m p_Z] \psi(t - \tau_m) \varphi(m) dm. \quad (13.5.16)$$

Здесь первая часть интеграла относится к тяжелым элементам, которые попали в звезду при ее рождении; вторая часть дает массу металлов, синтезированных самой звездой. В приближении мгновенного круговорота, $\tau_m = 0$, выражение (13.5.16) принимает вид

$$E_Z = R^s Z(t) \psi(t) + Y(1 - R^s) [1 - Z(t)] \psi(t). \quad (13.5.17)$$

Учитывая, что $Z \ll 1$, получим еще более простое выражение:

$$E_Z = R^s Z(t) \psi(t) + Y(1 - R^s) \psi(t). \quad (13.5.18)$$

Подставив (13.5.18) в уравнение (13.5.15), вместе с уравнениями (13.5.9)

и (13.5.10) получим полную систему уравнений, описывающих изменение со временем массы звезд, газа и тяжелых элементов. Если учесть, что в систему может втекать газ со скоростью f и имеющий металличность Z_f , то эта система приобретает вид

$$dM'_g/dt = (1 - R^s)\psi, \quad (13.5.19)$$

$$dM_g/dt = -(1 - R^s)\psi + f, \quad (13.5.20)$$

$$d(ZM_g)/dt = -Z(1 - R^s)\psi + \gamma(1 - R^s)\psi + Z_f f. \quad (13.5.21)$$

Вместо массы тяжелых элементов в газе ZM_g удобнее рассматривать металличность Z ; из уравнений (13.5.20), (13.5.21) нетрудно получить

$$M_g dZ/dt = \gamma(1 - R^s)\psi + (Z_f - Z)f. \quad (13.5.22)$$

Суммируем основные предположения, которые были сделаны при выводе уравнений (13.5.19) — (13.5.22):

- 1) мгновенный круговорот вещества ($\tau_m = 0$ при $m > m_1$);
- 2) НФМ не зависит от времени и не зависит от химического состава (инвариантность НФМ): $\partial\varphi/\partial t = \partial\varphi/\partial Z = 0$;
- 3) выход металлов не зависит от Z : $\partial\gamma/\partial Z = 0$;
- 4) СЗО не зависит от Z : $\partial\psi/\partial t = 0$.

Вместе с предположением об отсутствии притока газа в систему и (или) ухода газа из системы (замкнутость объема, $f = 0$), эти условия приводят к *простой модели химической эволюции*.

Решение уравнений (13.5.19) — (13.5.22) дает эволюцию содержания металлов $Z(t)$ в газе галактики. Эта эволюция зафиксирована в химическом составе звезд разных поколений. Сравнивая наблюдаемое распределение металличности звезд с тем, которое вытекает из решения уравнений (13.5.19) — (13.5.22), можно проверить, насколько соответствует действительности предположения простой модели и какие из них следует изменить, чтобы наблюдаемое и теоретическое распределение совпали.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Будем считать $Z_0 = 0$, $M_{g0} = M$. Полагая $f = 0$ и разделив уравнение (13.5.22) на (13.5.20) можно исключить из уравнения для Z время t :

$$M_g dZ/dM_g = -\gamma. \quad (13.5.23)$$

Отсюда находим (Тальбот и Арнет, 1971)

$$Z = \gamma \ln M_{g0}/M_g = \gamma \ln M/M_g = \gamma \ln \mu^{-1}. \quad (13.5.24)$$

Это решение справедливо и имеет смысл только при $Z \ll 1$. Из него видно, что металличность газа логарифмически медленно растет с уменьшением доли массы газа в системе.

Предположим теперь, что масса газа в системе поддерживается на постоянном уровне притоком небогатенного ($Z_f = 0$) газа извне: $M_g = \text{const} = M_0$,

$$(1 - R^s)\psi = f. \quad (13.5.25)$$

Это так называемая экстремальная модель с притоком газа. Разделив (13.5.22) на уравнение сохранения массы $dM/dt = f$, найдем

$$M_g dZ/dM = \gamma - Z. \quad (13.5.26)$$

Введем отношение аккрецированной массы к начальной:

$$\nu = (M - M_0)/M_0 = (M - M_g)/M_g = \mu^{-1} - 1. \quad (13.5.27)$$

С использованием ν решение уравнения (13.5.26) можно записать в виде (Ларсон, 1972)

$$Z = \gamma(1 - e^{-\nu}). \quad (13.5.28)$$

Решения (13.5.24) и (13.5.28) обладают следующими свойствами, которые в значительной степени присущи и ряду других, более сложных моделей эволюции (Тинсли, 1980): 1) Z пропорционально эффективному выходу γ ; 2) Z/γ зависит только от текущего состояния галактики и не зависит от прошлой истории; 3) Z/γ слабо зависит от модельных параметров, например, μ , ν . Из этих свойств следует, что содержание элементов в газе будет не слишком сильно различаться для разных галактик или разных областей в одной галактике, если даже имеются значительные различия как в истории звездообразования, так и в наблюдаемом содержании газа.

Однако эти свойства нарушаются, если НФМ неинвариантна, или если обогащенный газ выбрасывается из галактики в межгалактическое пространство.

Обратимся к сравнению наблюдаемого распределения металличности звезд окосолнечной окрестности с теоретическими распределениями, вытекающими из разных моделей эволюции. Эта проблема делится на две части. Первая — это интерпретация самих наблюдательных данных. Здесь, с одной стороны, надо уяснить, какие элементы структуры распределения реальные и должны быть воспроизведены моделями эволюции. С другой стороны, надо знать, каковы наблюдательные неопределенности, так чтобы различиями в пределах этих неопределенностей можно было пренебречь и не объяснять в итоге то, что на самом деле обусловлено ошибками, селекцией и т.д.

Вторая часть — это построение собственно картины химической эволюции, построение моделей, которые в наибольшей степени воспроизводят наблюдаемое распределение металличности.

Обозначим $S(Z)$ долю звезд, имеющих металличность $\leq Z$; другими словами, $S(Z)$ есть кумулятивное (интегральное) распределение металличности. Поскольку масса звезд и звездных остатков равна $M'_s = (1 - \mu)M$, то доля звезд, родившихся к моменту, когда доля массы газа $\geq \mu$, равна

$$\frac{M'_s}{M_s} = \frac{1 - \mu}{1 - \mu_1}, \quad (13.5.29)$$

где индексом "1" мы продолжаем обозначать современное состояние (далее вместо M'_s будем писать только звездную массу M_s , так как она дает подавляющий вклад в M'_s : $M_s \gg M_w$). Согласно простой модели, эти звезды имеют металличность $Z \leq \gamma \ln \mu^{-1}$. Выразив отсюда μ и подставив ее в формулу (13.5.29), найдем:

$$S(Z) = \frac{M_s}{M_{s1}} = \frac{1 - \exp(-Z/\gamma)}{1 - \mu_1}. \quad (13.5.30)$$

Исключив отсюда величину γ при помощи соотношения $\gamma = \frac{Z_1}{\ln \mu_1^{-1}}$, получим:

$$S(Z) = \frac{1 - \mu^{Z/Z_1}}{1 - \mu_1}. \quad (13.5.31)$$

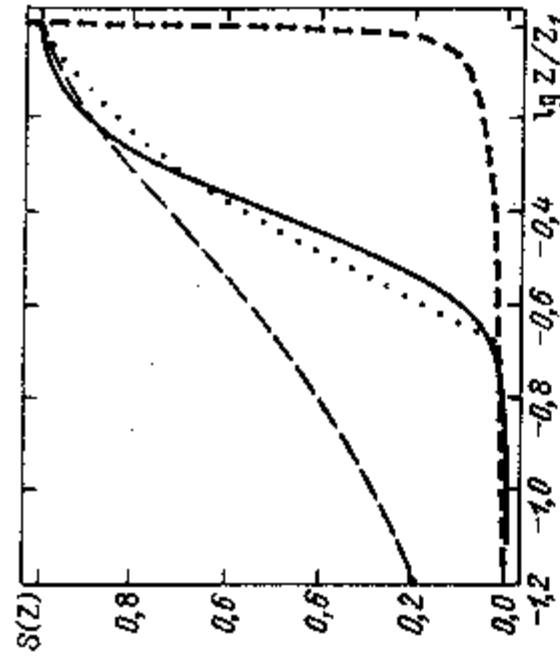


Рис. 72. Кумулятивное распределение G-карликов околосолнечной окрестности и результаты расчетов моделей химической эволюции. Сплошная кривая соответствует гипотезе о нормальном распределении величины $\lg(Z/Z_{\odot})$ у G-карликов (Пейджел, Патчет, 1975). Длинный штрих — простая модель (13.5.24), точки — экстраполированная модель с притоком вещества (13.5.28), короткие штрихи — модель с начальной ненулевой металличностью (Тинсли, 1980).

Эта функция изображена на рис. 72 для $\mu_1 = 0,05$. Наряду с простой моделью на рис. 72 приведены также результаты модели с притоком вещества и модели с ненулевой начальной металличностью. На этом же рисунке изображена функция $S(Z)$ для G-карликов околосолнечной окрестности. Предполагается, что эти звезды имеют нормальное распределение величины $\lg(Z/Z_{\odot})$ с дисперсией $\sigma_{\lg(Z/Z_{\odot})} = 0,15$ и средним $\langle \lg(Z/Z_{\odot}) \rangle = -0,1$; $Z_1 = 2Z_{\odot}$. Дисперсия принята в предположении, что в общий разброс металличности, достигающий $0,25 - 0,30 \text{ dex}$, более половины вклада дают случайные ошибки.

Остановимся сначала на простой модели. Видно, что она предсказывает сильно завышенное количество звезд с малой металличностью. Этот факт впервые обнаружили ван ден Берг (1962) и Шмидт (1963); часто его называют "парадоксом G-карликов", "проблемой дефицита малометаллических G-карликов" и т.д. Именно этот результат стимулировал уже в 70-е годы многочисленные исследования различных аспектов эволюции галактики, влияющих на химический состав системы.

Сейчас известно, что не только G, но и поздние F, а также K- и M-карлики имеют такое же распределение (см. § 8). Чтобы избежать "парадокса G-звезд", были предложены различные изменения картины эволюции Галактики, которая лежит в основе простой модели. Перечислим наиболее известные из них, а также соответствующие модели химической эволюции.

1) *Переменная начальная функция масс* ($\varphi = \varphi(t)$). Шмидт (1963) предположил, что на начальной стадии звездообразования в диске доля массивных звезд значительно больше. Тогда количество долгоживущих маломассивных звезд, рожденных перед тем, как газ достигнет заданной металличности, сокращается, парадокс исчезнет. Обычно эту переменность НФМ связывают с изменением химсостава Галактики, т.е. с тем, что $\varphi = \varphi(Z(t))$.

2) *Предварительное обогащение*. Труран и Камерон (1971) выдвинули гипотезу, что формированию наблюдаемых сейчас звезд диска предшествовала вспышка образования массивных звезд, которые дали практически все современное количество металлов в диске. Очевидно, что в этом случае звезды будут иметь приблизительно одинаковую металличность, равную средней металличности диска. Острайкер и Туан (1975) рассмотрели предварительное обогащение диска металлами, которые создаются массивными звездами гало. Выпадая на диск, выброшенное этими звездами вещество может сделать содержание металлов в диске сразу близким к современному значению, так что уже самые старые звезды диска будут богаты металлами.

3) *Усиление звездообразования металлами* ($\psi = \psi(Z)$). Тальбот и Арнет (1973) связали решение "парадокса G-карликов" с зависимостью СЗО от Z . Если звезды рождаются преимущественно в областях с повышенной металличностью, то доля звезд с малым содержанием тяжелых элементов будет мала.

4) *Приток газа*. Парсон (1972) рассмотрел идею, согласно которой в начале масса диска значительно меньше современной, а в процессе эволюции она растет за счет аккреции окружающего небогатого вещества. Рассматривая околосолнечную окрестность, следует считать, что начальная поверхностная плотность массы диска мала. Как и в простой модели, вначале формируются малометаллические звезды, но их число пропорционально начальной массе диска и потому мало. Звезды обогащают диск металлами, и величина Z становится значительной тогда, когда его масса все еще меньше конечной. Дальнейшее звездообразование обогащает аккрецируемый газ, который в свою очередь поддерживает процесс рождения звезд. Когда масса диска (поверхностная плотность) увеличивается в несколько раз, первые малометаллические звезды образуют ничтожное меньшинство, а подавляющая часть звезд имеет металличность, близкую к величине эффективного выхода u (см. рис. 72).

Таким образом, в настоящее время нет принципиальных трудностей в объяснении общего вида наблюдаемого распределения металличности. Но возникает трудность совершенно иного порядка. Все указанные выше варианты эволюции Галактики на дисковой стадии обладают той или иной степенью правдоподобия, и нет наблюдательных фактов, которые бы решительно отвергли какие-либо из них. В итоге картина эволюции продолжает оставаться во многом неопределенной. Представляется несомненным, что эволюция диска в околосолнечной окрестности сопровождалась притоком вещества, что его обогащение металлами частично обязано звездам гало. Но есть также факты свидетельствующие о неинвариантности НФМ, поэтому значимость переменности НФМ в химической эволюции также не исключена. Какой из этих факторов решающий, и находится ли он среди перечисленных — на этот вопрос нужно еще искать ответ.

Ниже мы вернемся к нему. А сейчас заметим, что мы пока рассматривали вторую часть проблемы сравнения наблюдательных и теоретических распределений металличности, о которой говорилось выше, и не затрагивали еще первую часть. В какой степени надежно наблюдательное распределение металличности на рис. 72? Можно ли считать реальными различия между наблюдательными и теоретическими распределениями? Действительно ли наблюдательная функция $S(Z)$ соответствует логнормальному закону распределения металличности? Начнем с последнего вопроса.

Пейджел и Патчет (1975) сделали вывод о нормальном распределении величины $[\text{Fe}/\text{H}]$, исходя из визуального сходства гистограммы металличности G-карликов с гауссовской кривой. С тех пор это заключение часто принимается как наблюдательно установленный факт, к которому привязываются теоретические исследования эволюции Галактики (в околосолнечной окрестности). Но даже простейший статистический анализ (например, применение критерия согласия χ^2 Пирсона) показывает, что распределение не является нормальным, и для его описания требуется более сложная функция с большим числом параметров. Это важный результат, поскольку более сложная функция, большее число параметров означают соответственно большую информативность наблюдательных данных.

Марсаков и др. (1984) рассмотрели наряду с G-карликами другие типы звезд диска, для которых существуют определения металличности (F-карлики, красные гиганты) и показали, что для описания распределения

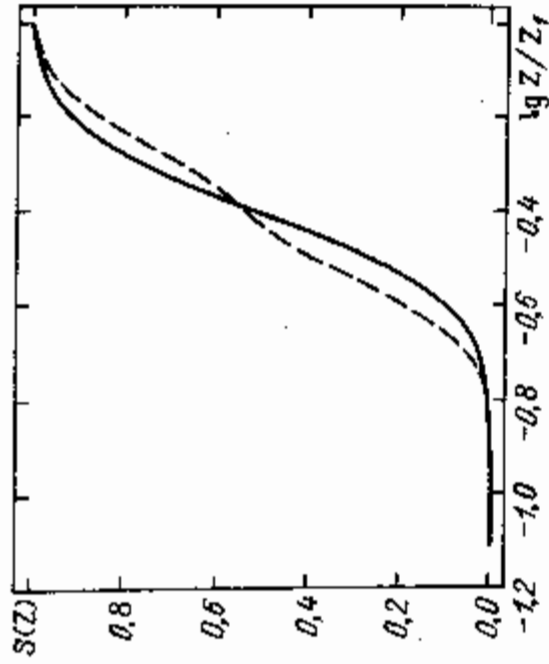


Рис. 73. Сплошная линия — та же, что на рис. 72. Пунктирная линия — кумулятивное распределение металличности F , G , K -карликов со спектроскопическими определениями величин $[Fe/H]$ (каталог Керель и др., 1980).

величины $[Fe/H]$ требуются не одна, а две нормальные кривые (см. также § 8). Статистическая значимость предположения о том, что распределение звезд по $[Fe/H]$ является гауссовским при альтернативе, что оно есть сумма двух низка и гипотезу о том, что это распределение нормально, можно считать практически стопроцентно неверной. В то же время "бинормальное" распределение хорошо согласуется с наблюдаемыми данными, его статистическая достоверность близка к 100% (см., например, Марсаков и Сучков, 1980, Марсаков и др., 1984).

Кумулятивное распределение $S(Z/Z_\odot)$, соответствующее сумме двух нормальных кривых дифференциального распределения по $[Fe/H]$ имеет приблизительно в середине перегиба (рис. 73). Это дополнительная информация, содержащаяся в наблюдаемых данных о химическом составе диска; ее статистическая достоверность близка к 100%. Она не учитывалась в рассмотренных выше моделях химической эволюции, и несомненно, такой учет должен существенно ограничить возможные варианты эволюции. Например, теперь трудно привлечь гипотезу об усилении звездообразования металлами — она не объясняет появления перегиба. То же можно сказать о модели с притоком вещества, в которой большая часть диска формируется за счет аккреции внешнего газа.

В то же время близкими к истине кажутся модели с предварительным обогащением, типа тех, которые рассматривают Труран и Камерон (1971), Острайкер и Туан (1975). Можно предположить, что основная часть содержания тяжелых элементов старого населения диска была создана на предыдущей стадии эволюции Галактики, звездами гало (Острайкер и Туан, 1975), а эффект самообогащения был незначителен. Тогда все звезды старой подсистемы диска будут иметь приблизительно одинаковую металличность $Z = \bar{Z}$; в кумулятивном распределении это проявится скачком функции $S(Z/Z_\odot)$ в окрестности $Z = \bar{Z}$. Далее, по аналогии, можно думать, что тяжелые элементы, созданные на стадии формирования этой подсистемы, в большей части вошли лишь в следующее поколение звезд, которое образовало молодую подсистему диска. Эти элементы опять же составили здесь основную долю содержания металлов, т.е. звезды и в этой подсистеме имеют приблизительно одинаковую металличность, $Z = \bar{Z}_1$. Тогда в кумулятивном распределении появляется новый скачок — уже в окрестности металличности молодого населения, а между этими двумя скачками возникает перегиб.

Такая схема циклического обогащения вместе с соответствующим циклическим характером звездообразования составляет суть картины активных фаз эволюции, рассмотренной в §§ 5, 8.

6. Эффективный выход металлов, НФМ и соотношение масса — металличность для галактик

Используя связь между Z , Y и μ , следующую из простой модели химической эволюции: $Z = Y/\mu^{-1}$ (см. формулу (13.5.24)), Пеймберт и Серрано (1982) по данным о содержании кислорода в ближайших галактиках (в зонах HII) нашли для них величину Y . Предполагалось, что кислород дает 45,5% вклада в металличность Z . Было получено, что у бедных металлами галактик величина Y в 2–3 раза меньше, чем у богатых. Так, для иррегулярных и карликовых галактик, имеющих металличность $Z = 0,1 - 0,001 Z_\odot$, было найдено $Y = 3 - 4 \cdot 10^{-3}$, для окосолнечной окрестности $Y \approx 7 \cdot 10^{-3}$, галактические зоны HII дали $Y = 10 \cdot 10^{-3}$, а богатая металлами галактика M83 — даже $Y = 14 \cdot 10^{-3}$. Отсюда получается, что Y растет с увеличением Z , причем $Y \approx 0,002 + 0,6 \cdot Z$. Поскольку Y определяется начальной функцией масс, то Пеймберт и Серрано сделали вывод, что НФМ зависит от Z , и при расчетах эволюции галактики ее нельзя считать константой. Сопоставив этот вывод с результатом Шмидта (1975) о различии наклонов НФМ у карликов и субкарликов в области масс $0,25 < m < 0,75$ (у карликов $\alpha = 0,6$ у субкарликов $\alpha = 2$), они заключили, что найденная ими зависимость $Y(Z)$ обусловлена меньшей долей маломассивных звезд в системах с малым содержанием тяжелых элементов.

На самом деле ситуация гораздо сложнее. Во-первых, простая модель, как показано в предыдущем разделе, может быть неадекватна сразу в нескольких аспектах, поэтому приведенные оценки величины Y нельзя считать достаточно обоснованными. Во-вторых, действительно "простая" оценка выхода металлов есть $Y \approx Z_s = M_Z/M_s$, т.е. в системах, где $\mu \ll 1$, выход металлов равен просто средней металличности звезд (см. формулы (13.5.13)–(13.5.14)). Это сразу дает пропорциональность выхода металлов наблюдаемой в настоящее время металличности галактик. Правда, отсюда еще не следует, что Z_s , следовательно, Y , могут быть в разных галактиках разными. Наоборот, если верна формула (13.5.14), то из определения Y следует, что при инвариантной НФМ Z_s должна быть также инвариантной. Поэтому нетривиальным является различие Z_s , а не Y , для разных галактик. Это различие давно установлено, и найдена характеристика, с которой коррелирует величина Z_s : хорошо известен факт зависимости Z_s от массы галактики: средняя металличность выше у массивных систем, причем эта закономерность справедлива для всех типов галактик. Таким образом, действительно, у карликовых галактик величина Z_s мала.

Далее этот факт можно интерпретировать двояким образом. Во-первых, как говорилось выше, можно считать, что НФМ, следовательно и Y , зависит от Z (хотя естественнее в качестве первопричины вариаций НФМ, следовательно Z_s и Y , рассматривать массу галактики M , так как именно с величиной M связаны вариации Z_s). Во-вторых, зависимость Z_s от M можно объяснить динамической историей галактики (Ларсон, 1974; см. также Букбиндер и др., 1980; Тинсли, 1980), и именно эта идея получила широкое распространение. Суть ее состоит в том, что на ранних стадиях активного звездообразования в галактике значительная часть газа может покинуть систему в виде галактического ветра (в карликовых галактиках сброшенная масса, возможно, на два порядка превосходит оставшуюся звездную массу — см. ниже). Механизм выброса газа естественно связать со сверхновыми, с нагревом и турбулизацией МЗС энергией сверхновых. Пусть E — доля энергии на единицу массы звезд, которая передается сверхновыми межзвездной среде. Полная переданная энергия будет EM_s . Если эта

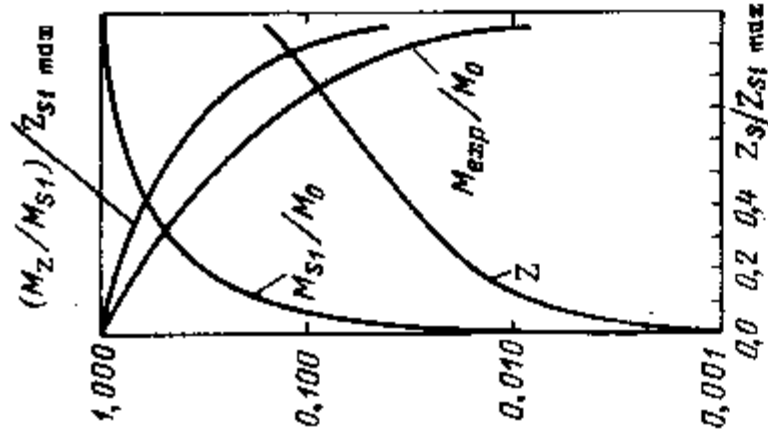


Рис. 74. Масса M_{exp} , потерянная галактикой, и масса M_{s1} , перешедшая в звезды, в зависимости от наблюдаемой (современной) металличности галактики Z_{s1} . M_0 — начальная масса (прото)галактики. Приведена также металличность газа Z и относительная металличность галактики в зависимости от Z_{s1} (Букбиндер и др., 1980).

энергия превзойдет энергию связи системы, $K \frac{GM_0 M_g}{R}$, то газ будет покидать галактику (здесь M_0 — начальная масса галактики, M_g — масса газа, R — радиус галактики; для простоты принята сферическая форма системы; K — фактор, зависящий от распределения плотности). Таким образом, условие сброса массы можно записать в виде

$$KGM_0 M_g / R = EM_s. \quad (13.6.1)$$

Как правило, более массивные системы более сильно связаны. Поэтому это условие для них будет выполняться, когда относительно большая часть газа перейдет в звезды. Следовательно, такие системы дальше пройдут по пути химической эволюции, у них будет больше металличность. Это хорошо видно из связи металличности звезд и газа, Z_s и Z , с эффективным выходом металлов Y . Пренебрегая в формуле (13.5.13) начальной металличностью, получим

$$Z_s = Y \frac{\mu}{1 - \mu} Z. \quad (13.6.2)$$

Чем меньше масса системы, тем раньше в ней начинается сброс массы, т.е. тем больше величина μ на этот момент времени. Из формулы (13.6.2) видно, что средняя металличность звезд меньше выхода металлов Y на величину $\mu Z(1 - \mu)^{-1}$. Поскольку она растет с увеличением μ , то Z_s падает при переходе к маломассивным системам.

Перепишем (13.6.2) в виде

$$Y = Z_s + \mu Z(1 - \mu)^{-1}. \quad (13.6.3)$$

Поскольку $Z_s < Z$, то в пределе $\mu \rightarrow 1$ первый член справа можно опустить, и для выхода металлов вместо $Y = Z_s$ получается

$$Y = \mu Z(1 - \mu)^{-1} \gg Z_s. \quad (13.6.4)$$

Таким образом, если в карликовых галактиках действительно происходил сброс большей части массы, то наблюдаемый у них химический состав вообще не имеет непосредственного отношения к величине Y . Зато в этом случае он позволяет оценить количество вещества, сброшенного галактикой на ранней стадии, если выход металлов есть инвариантная величина. Ниже мы получим эту оценку, но сначала завершим обсуждение величины Y .

В наиболее массивных галактиках сброс массы, по-видимому, был незначителен; у этих же систем наблюдается наибольшая металличность $Z_{s1 max}$. Поэтому оценку (13.5.14) для величины можно связать со значением

$Z_{s1 max}$ (Букбиндер и др., 1980):

$$Y \geq Z_{s1 max}. \quad (13.6.5)$$

Согласно, например, Фабер (1973), металличность ряда гигантских эллиптических галактик приблизительно в два раза больше солнечной, т.е. $Z_{s1 max} \approx 2Z_\odot$. Отсюда получаем

$$Y \geq 0.04. \quad (13.6.6)$$

Пусть теперь в некоторый момент времени, когда масса газа в галактике была $M_g = \mu M_0$, масса звезд достигла значения M_{s1} , а средняя металличность — Z_{s1} , газ из галактики был выброшен, звездообразование и обогащение прекратились. Используя формулу (13.6.3), найдем долю массы M_{s1}/M_0 , оставшейся у галактики:

$$\frac{M_{s1}}{M_0} = \frac{Z}{Y + Z - Z_{s1}}. \quad (13.6.7)$$

Подставляя (13.6.5) в (13.6.7) и пренебрегая различием Z и Z_s , т.е., считая, что $Z \approx Z_s$, получим простую формулу, которая позволяет по наблюдаемой металличности оценить долю оставшейся у галактики массы (см. также рис. 74):

$$\frac{M_{s1}}{M_0} \approx \frac{Z_{s1}}{Z_{s1 max}} \leq 25Z_{s1}. \quad (13.6.8)$$

На рис. 74 изображена зависимость M_{s1}/M_0 от $Z_{s1}/Z_{s1 max}$, а также зависимость от $Z_{s1}/Z_{s1 max}$ доли массы M_{exp}/M_0 , которую галактика потеряла в результате сброса газа в межгалактическую среду.

Для карликовых галактик, у которых металличность на один — два порядка меньше солнечной, из (13.6.8) следует, что сброшенная ими масса была соответственно на один — два порядка больше современной (Вигру и др., 1981). Но и наша Галактика не относится к числу наиболее металличных. Для нее $Z_{s1} \approx 0.8Z_\odot \leq 0.5Z_{s1 max}$. Тогда из формулы (13.6.8) вытекает, что в процессе ранней эволюции она потеряла, по крайней мере, половину начальной массы, сбросив обогащенный газ в межгалактическое пространство (Букбиндер и др., 1980). К этому добавим, что "нормальный" химический состав межгалактического газа в скоплениях галактик и его масса, сравнимая с суммарной массой галактик скопления, независимо свидетельствуют в пользу вывода о значительной потере массы гигантскими галактиками типа нашей (см. § 5).

Обратим внимание, что зависимость масса — металличность проявляется не только у E-галактик, хотя чаще она обсуждается именно для них (см., например, Парсон, 1974; Тинсли, 1980). Иррегулярные галактики, например, Магеллановы Облака также обнаруживают дефицит тяжелых элементов, приблизительно такой же, как эллиптические галактики той же массы. Естественно думать, что причина здесь одна и та же. Если она связана со сбросом массы, то возникает вопрос: почему E-галактики потеряли газ полностью, а у иррегулярных много газа и в настоящее время? Этот вопрос показывает, что решение проблемы соотношения масса — металличность вряд ли сводится к простой "одноактной" картине потери массы. По-видимому, при некоторых обстоятельствах часть массы газа оставалась в галактике, возвращалась из межгалактического пространства назад и т.д. Для гигантских спиральных галактик такая сложная эволюция пред-

ставляется вообще несомненной. Например, в нашей Галактике формирование каждой из ее подсистем с большой вероятностью завершалось активной фазой, во время которой происходил сброс обогащенного газа; затем газ должен был хотя бы частично возвращаться, чтобы дать начало следующему поколению звезд, сформировать следующую подсистему (см. § 5 и § 12).

Вернемся к результату Пеймберта и Серрано (1982). По существу, он означает, что между металличностью газа и его содержанием в галактике имеется определенная зависимость. Это важный результат, который несомненно будет способствовать решению вопроса о судьбах газовой компоненты галактик. В то же время делать отсюда вывод о зависимости u от Z не обязательно, хотя возможность существования такой зависимости, вообще говоря, не исключена.

ДИНАМИКА ГАЛАКТИКИ

§ 14. Звездная динамика

1. Общие сведения

Наша звездная система — Галактика — состоит (по массе) главным образом из звезд. Межзвездного газа и пыли, как следует из предыдущих разделов, в ней порядка 2–5%, т.е. мало. Не совсем ясен вопрос о природе галактической короны, имеющей, по-видимому, массу порядка $M_C \sim 10^{12} M_\odot$ (Острайкер, Колдуэлл, 1981; Зинасто, 1979). Количество газа в Галактике, в том числе в короне, вряд ли превышает $1,4 \cdot 10^{10} M_\odot$ (Брегман, 1981). Корону могут составлять как звезды низкой светимости, так и нейтринно или какие-либо иные формы трудно доступной светимости, так материи (см. § 11). Это означает, что собственное регулярное гравитационное поле Галактики определяется звездами и материей короны, а движение газа и пыли происходит как бы во "внешнем" гравитационном поле, определяемом движением и пространственным распределением звезд и корональной материи. Для обсуждения динамических процессов в Галактике, которые будут рассматриваться в этом разделе, физический состав короны несуществен, важна лишь величина создаваемого ею гравитационного поля.

Несмотря на то, что вклад межзвездного газа и пыли в регулярное гравитационное поле Галактики в целом очень мал, существуют динамические процессы, в которых собственное гравитационное поле газа может оказаться важным. В частности, поверхностная плотность массы плоской подсистемы, в которых распространяется спиральная волна плотности, порядка $\mu_f \approx 40 \div 50 M_\odot/\text{пк}^2$ (Мишуров и др., 1979), поверхностная плотность атомарного водорода $H I$ порядка $\sigma_{HI} \approx 3 M_\odot/\text{пк}^2$. В то же время поверхностная плотность молекулярного водорода сейчас не очень хорошо известна. Ее оценки колеблются от $\mu_{H_2}/\mu_{H_2} \approx 0,5$ (Блитц и Шу, 1980) до $\mu_{H_2}/\mu_{H_2} \approx 0,05$ (Соломон и Сандрес, 1980; Лисц и Бертон, 1981) на расстоянии 5 — 6 кпк от галактического центра (см. § 9, 19). Если верна вторая оценка, то вклад молекулярного водорода в гравитационное поле экстремально плоской подсистемы существен и нельзя рассматривать ее динамику без учета этого обстоятельства (см. § 20). Таким образом, за исключением специально оговариваемых случаев, будем считать, что динамические процессы как в Галактике в целом, так и в различных ее подсистемах определяются звездами.

Размеры звезд на много порядков меньше среднего расстояния между ними. Поэтому при описании динамики Галактики звезды считают точками и характеризуют функцией распределения (функцией фазовой плотности) $f_\alpha(t, R, \vec{v})$, выражающей собой плотность вероятности найти звезду массы M_α в момент времени t в точке R координатного пространства и в точке \vec{v} пространства скоростей. Шестимерное пространство R, \vec{v} называют фазовым. Интегралы вида

$$\int \vec{v}'' f_\alpha d\vec{v} \quad (14.1.1)$$

называют моментами порядка n функции f_α , где \vec{v}'' означает тензорное

умножение. Например, момент второго порядка функции f_α , имеет вид

$$\int v_i v_j f_\alpha d\vec{v}, \quad (14.1.2)$$

где v_i, v_j — проекции вектора скорости звезды на соответствующие координатные оси, $d\vec{v}$ — элемент объема пространства скоростей, интегрирование ведется по всему его объему.

При таком определении нулевой момент f_α дает плотность массы звезд ρ_α в момент времени t в точке $R(x, y, z)$ координатного пространства:

$$\rho_\alpha(R, t) \equiv M_\alpha n_\alpha(R, t) = M_\alpha \int f_\alpha(t, R, \vec{v}) d\vec{v}, \quad (14.1.3)$$

где $n_\alpha(R, t)$ — число звезд типа α в элементе объема $dx dy dz$ (с центром в точке R), т.е. объемная плотность звезд.

Первый момент функции распределения дает среднюю скорость V движения звезд; ее называют скоростью центроида данных звезд:

$$\vec{V} \equiv V = \frac{1}{n_\alpha} \int \vec{v} f_\alpha d\vec{v}. \quad (14.1.4)$$

Центральными моментами порядка n называют величины

$$\int (\vec{v} - V)^n f_\alpha d\vec{v},$$

где, как и в случае (14.1.1), умножение тензорное. Разность $\vec{u} = \vec{v} - V$ называют пекулярной скоростью звезд. Дисперсии скоростей звезд обозначают тензор σ_{ij} , определяемый соотношением

$$\sigma_{ij}^2 = \frac{1}{n_\alpha} \int u_i u_j f_\alpha du. \quad (14.1.5)$$

Функция распределения f_α подчиняется кинетическому уравнению Больцмана, которое в векторной форме может быть записано в виде:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{V}_\alpha \nabla f_\alpha + \frac{d\vec{V}_\alpha}{dt} \nabla f_\alpha = S, \quad (14.1.6)$$

где ∇ — оператор градиента в пространстве скоростей, $\frac{d\vec{V}_\alpha}{dt}$ — ускорение звезды под действием регулярных сил, S — интеграл столкновений (который иногда называют штокс-членом), учитывающий изменение f_α вследствие звездных сближений.

2. Звездно-звездные сближения

В простейшей форме интеграл столкновений может быть записан в виде

$$S = \frac{f_\alpha - f_\alpha^0}{\tau_E}, \quad (14.2.1)$$

где f_α^0 — равновесная функция распределения, к которой стремится f_α вследствие релаксационных процессов, τ_E — время релаксации. Запись (14.2.1) является модельной, в ней не конкретизируются механизмы, приводящие к равновесному распределению, а величина τ_E находится из качественных соображений.

Таблица 22. Время релаксации в различных областях Галактики

Параметры	Околосолнечная окрестность	Галактический центр ($R < 1$ пк)	Центральные области шаровых скоплений
σ (км/с)	20	100	100
n (пк ⁻³)	10^{-1}	10^1	10^5
τ_E (лет)	$5 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^9$

Запись S в виде (14.2.1) называют τ -приближением. В действительности S есть достаточно сложный функционал $S = S(f_\alpha, f_\beta)$ от функции распределения объектов, взаимодействие с которыми обеспечивает релаксацию. Вывод интеграла столкновений S для системы частиц с кулоновским взаимодействием дал Пандау (1937). Применительно к звездно-звездным сближениям явный вид S получили Чандрасекар (1948), Кузмин (1953), Острайкер и Дэвидсен (1968). Применительно к задаче о сближениях звезд с газопылевыми облаками вид S найден Слитцером и Шварцшильдом (1951, 1953). Вид S для случая релаксации звезд на нарастающих флуктуациях гравитационного поля в Галактике дан Марочником (1969).

Время релаксации за счет звездно-звездных сближений равно (см., например, Огородников, 1963)

$$\tau_E = \beta \frac{\sigma^3}{\pi G^2 M^2 n \Lambda}, \quad (14.2.2)$$

где все звезды имеют одинаковую массу M , $\Lambda = \ln N$ — гравитационный логарифм, учитывающий кумулятивное влияние далеких сближений, N — число звезд в системе, β — фактор порядка единицы, зависящий от геометрии, вида функции распределения рассеивающих звезды объектов и деталей взаимодействия (точечные или неточечные массы и т.п.). Например, для релаксации звезд в шаровом скоплении можно получить $\beta = \sqrt{2}$, а под σ следует понимать дисперсию скоростей звезд вдоль луча зрения. Для околосолнечной окрестности Галактики, галактического центра и центральных областей шаровых скоплений величины τ_E даны в таблице 22 (числа даны по порядку величины).

За исключением галактического центра, время релаксации в Галактике на порядки превышает ее возраст, т.е. в ней звездно-звездные сближения неэффективны и их влиянием на функцию распределения звезд можно пренебречь. Центр Галактики представляет собой совершенно особую область, в которой, возможно, находится массивная черная дыра с массой $M \approx 10^6 - 10^7 M_\odot$. Кинетика звезд в этой области отличается тем, что здесь помимо тесных сближений может происходить разрушение звезд вследствие приливных эффектов в гравитационном поле черной дыры. Аналогичная ситуация может иметь место и в центральных областях шаровых скоплений (подробнее см. § 10). Кроме звездно-звездных сближений в Галактике могут существовать другие факторы, приводящие к релаксации. Насколько они существенны — в настоящее время не очень ясно (см. § 7). Релаксационные механизмы, которые, возможно, действуют и действовали в Галактике на разных фазах ее эволюции, рассмотрены в § 16.

3. Бесстолкновительная звездная динамика

В галактике, за исключением ее центра, из-за большой величины r_E (см. табл. 22) правая часть в уравнении (14.1.6) пренебрежимо мала по сравнению с левой. Полагая $S = 0$, получаем из (14.1.6) основное уравнение бесстолкновительной звездной динамики

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \nabla f_\alpha + \nabla \varphi \nabla_{\vec{v}} f_\alpha = 0, \quad (14.3.1)$$

где $\varphi(r, t)$ — регулярный гравитационный потенциал Галактики. Уравнение (14.3.1) записано в произвольной инерциальной системе отсчета, в которой функция Лагранжа звезды массы M_α есть

$$L = M_\alpha \left(\frac{v^2}{2} - \varphi \right), \quad (14.3.2)$$

и соответственно уравнение движения этой звезды есть

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \nabla \varphi. \quad (14.3.3)$$

Гравитационный потенциал удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\Delta \varphi = -4\pi G \sum_{\alpha} M_{\alpha} \int f_{\alpha}(t, R, \vec{v}) d\vec{v}, \quad (14.3.4)$$

где G — гравитационная постоянная. Уравнения (14.3.1) и (14.3.4) образуют замкнутую самосогласованную систему, являющуюся исходной для задач бесстолкновительной звездной динамики.

Если не интересоваться функцией распределения звезд именно ланной массы M_α , то вводя функцию $f(t, R, \vec{v}) = \sum_{\alpha} M_{\alpha} f_{\alpha}(t, R, \vec{v})$ и суммируя (14.3.1) по α , получаем основную систему уравнений в виде, который и будет нами использоваться в дальнейшем:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \nabla f + \nabla \varphi \nabla_{\vec{v}} f = 0, \quad (14.3.5)$$

$$\Delta \varphi = -4\pi G \int f d\vec{v}. \quad (14.3.6)$$

Являясь линейным дифференциальным уравнением первого порядка относительно f , (14.3.5) имеет общим решением произвольную функцию интегралов уравнений его характеристик. Уравнения характеристик для (14.3.5) имеют вид

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \nabla \varphi, \quad \frac{dR}{dt} = \vec{v}, \quad (14.3.7)$$

т.е. являются уравнениями движения звезды в гравитационном поле системы φ . Поэтому общее решение (14.3.5) есть произвольная функция от I_1 — интегралов движения звезды в поле φ . В общем случае таких интегралов шесть, так что

$$f = f(I_1, I_2, I_3, I_4, I_5, I_6). \quad (14.3.8)$$

Этот результат называется теоремой Джинса, положившего его в основу классической звездной динамики (Джинс, 1928), хотя сам результат впервые был получен Пуанкаре (1911).

Поскольку f должна быть однозначной функцией координат R , скоростей \vec{v} и времени t , то физический смысл имеют только те решения (14.3.8), которые должны зависеть только от интегралов движения $I_i(t, R, \vec{v}) = \text{const}$, являющихся однозначными функциями своих аргументов (Кузмин, 1953). Поиск таких однозначных интегралов является одной из важных задач звездной динамики. Существенный прогресс в этой области был достигнут трудами Кузмина (1953), Пинден-Белла (1962а, б) и других авторов.

Из курса механики известно, что среди всех интегралов движения частицы существуют выделенные интегралы, наличие которых связано лишь с симметрией задачи. В стационарной системе ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) в случае однородности

и изотропии — это интеграл энергии. В аксиально-симметричном случае добавляется интеграл проекции вектора углового момента на ось симметрии, в случае сферической симметрии — интеграл вектора углового момента звезды относительно центра симметрии.

В бесстолкновительной звездной динамике принимается *квазиэргодическая гипотеза*, согласно которой однозначными интегралами движения являются лишь перечисленные выше (Огородников, 1963). Однако при этом решения (14.3.5), (14.3.6) для функции распределения звезд по скоростям оказываются в некоторых отношениях не соответствующими наблюдаемой картине (см. далее), если считать систему стационарной.

Для устранения расхождения теории с наблюдениями много усилий было затрачено на поиск квазиинтегралов, т.е. интегралов движения, которые являются приближенными решениями уравнений (14.3.7). Исторически первый такой квазиинтеграл нашел Оорт (1932), термин этот впервые, по-видимому, ввел Пиндблад (1933). В общем виде проблему квазиинтегралов первым рассмотрел Кузмин (1953). Контопулос (1966) и Маронник (1966а) показали, что широким классом квазиинтегралов являются *адиабатические инварианты* (определения адиабатических инвариантов см., например, у Крускала, 1962).

Мы не будем останавливаться подробнее на проблеме квазиинтегралов, так как на самом деле вопрос о причине расхождений наблюдаемой картины распределения скоростей звезд и картины, получаемой теоретически в рамках квазиэргодической гипотезы путем решения (14.3.5), (14.3.6), существенно сложнее. В действительности функция распределения, находящаяся из наблюдений, может, по-видимому, в заметной степени определяться и начальными условиями и релаксационными процессами (несмотря на отсутствие звездно-звездных сближений), а не только (а, может быть, и не столько) наличием квазиинтегралов.

Выпишем для справок систему уравнений бесстолкновительной звездной динамики (14.3.5), (14.3.6) в декартовых и цилиндрических координатах в шестимерном фазовом пространстве.

1) В декартовых координатах $f = f(t, x, y, z, v_x, v_y, v_z)$,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + v_y \frac{\partial f}{\partial y} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial v_x} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial v_y} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial v_z} = 0,$$

$$(14.3.9a)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -4\pi G \int f dv_x dv_y dv_z, \quad (14.3.9b)$$

где v_x, v_y, v_z — компоненты скорости звезды вдоль соответствующих

Приведем необходимые для дальнейшего изложения формулы, описывающие поле скоростей центроидов тех или иных подсистем относительно центроида наблюдателя. Пусть наблюдатель находится в произвольной точке C_0 с векторной координатой R_0 в некоторой системе отсчета, относительно которой его (локальный) центроид имеет скорость V_0 . Тогда скорость центроида данной подсистемы относительно центроида наблюдателя в точке R есть:

$$V = V_c(R) - V_0(R). \quad (14.4.1)$$

Далее под R_0 будем подразумевать положение Солнца.

Рассмотрим поле скоростей центроидов звезд подсистем диска. Из всех видов систематического движения этих звезд основным является дифференциальное вращение вокруг галактического центра. Учитывая только вращение, из (14.4.1) находим

$$V = [\vec{\Omega}R] - [\vec{\Omega}_0 R_0] = [(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0)R_0] + [\vec{\Omega}r], \quad (14.4.2)$$

где $r = R - R_0$ — вектор, определяющий положение центроида C относительно окосолнечного (локального) центроида C_0 , $\vec{\Omega}(R)$ — вектор угловой скорости вращения подсистемы в точке R , $\vec{\Omega}_0$ — вектор угловой скорости вращения центроида наблюдателя. Для практических применений необходимо знать компоненты скорости V в галактической системе координат r, l, b (рис. 75), т.е. величины V_r, V_l, V_b , где V_r — лучевая скорость центроида C относительно центроида наблюдателя C_0 , а V_l и V_b — компоненты скорости, соответствующие собственным движениям по галактической долготе и широте. Поместим начало координат в центре Галактики и учтем, что Солнце находится практически в галактической плоскости, ось z направим в галактический полюс, а ось x — к центроиду C_0 . Тогда орты галактической системы координат есть (рис. 75)

$$r_0 = \frac{r}{r}, \quad l_0 = \frac{[\vec{\Omega}r]}{\Omega r \cos b}, \quad (14.4.3)$$

$$b_0 = [r_0 l_0] = \frac{[r [\vec{\Omega}r]]}{\Omega r^2 \cos b} = \frac{\vec{\Omega}}{\Omega \cos b} - \frac{r}{r} \tan b.$$

Проецируя (14.4.2) на направления (14.4.3), находим

$$\begin{aligned} V_r &= (\Omega - \Omega_0) R_0 \cos b \sin(l - l_0), \\ V_l &= (\Omega - \Omega_0) R_0 \cos(l - l_0) - \Omega r \cos b, \\ V_b &= -(\Omega - \Omega_0) R_0 \sin b \sin(l - l_0). \end{aligned} \quad (14.4.4)$$

При выводе (14.4.4) учитывалось, что векторы $\vec{\Omega}$ и $\vec{\Omega}_0$ направлены вдоль оси z , вектор R_0 лежит в галактической плоскости, а также то, что угол $OC_0 C_1 = l_0 - l$, где l_0 — долгота галактического центра (в последнее время применяется равной нулю), l — долгота рассматриваемого центроида, C_1 — проекция центроида C на галактическую плоскость, $C_0 C_1 = r \cos b$.

Если имеются систематические движения невращательного характера (например, сжатие или расширение подсистемы как целого), то формулы (14.4.4) нетрудно обобщить. Соответствующие расчеты можно найти в капитальных руководствах по звездной динамике (Огородников, 1958; Зонн и Рудницкий, 1959; Линдблад, 1962).

Для практических целей формулы (14.4.4) можно упростить, так как на самом деле приходится иметь дело лишь с относительными скоростями

координатных осей, т.е. $v_x = \dot{x}$, $v_y = \dot{y}$, $v_z = \dot{z}$. Точка означает дифференцирование по t . Уравнения движения (характеристик) (14.3.7) в декартовых координатах имеют вид:

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad \frac{dv_y}{dt} = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad \frac{dv_z}{dt} = \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \quad (14.3.10)$$

Умножая скалярно (14.3.7) на \vec{v} , находим

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{v^2}{2} - \varphi \right) = - \frac{\partial \varphi}{\partial t}.$$

Отсюда для стационарного поля $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \right)$ получаем интеграл

$$E = \frac{v^2}{2} - \varphi = \text{const.} \quad (14.3.11)$$

В этом случае в соответствии с квазиэргодической гипотезой физическое решение (14.3.5) есть $f = f(E)$.

2) В цилиндрических координатах R, ϑ, z

$$f = f(t, R, \vartheta, z, v_R, v_\vartheta, v_z),$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + v_R \frac{\partial f}{\partial R} + \frac{v_\vartheta}{R} \frac{\partial f}{\partial \vartheta} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} + \left(\frac{v_R^2}{R} + \frac{\partial \varphi}{\partial R} \right) \frac{\partial f}{\partial v_R} + \\ + \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} - \frac{v_R v_\vartheta}{R} \right) \frac{\partial f}{\partial v_\vartheta} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial v_z} = 0, \end{aligned} \quad (14.3.12)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \varphi}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \vartheta^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi G \int f dv_R dv_\vartheta dv_z, \quad (14.3.13)$$

где $v_R = \dot{R}$, $v_\vartheta = R\dot{\vartheta}$, $v_z = \dot{z}$ — компоненты скорости вдоль соответствующих осей цилиндрической системы координат.

Уравнения движения (характеристик) звезды (14.3.7) в цилиндрических координатах имеют вид

$$\ddot{R} = R\dot{\vartheta}^2 + \frac{\partial \varphi}{\partial R}, \quad (14.3.14a)$$

$$R\ddot{\vartheta} = -2\dot{R}\dot{\vartheta} + \frac{1}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta}, \quad (14.3.14b)$$

$$\ddot{z} = \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \quad (14.3.14в)$$

При наличии аксиальной симметрии гравитационного поля, т.е. при $\frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} = 0$, находим из (14.3.14б), как и говорилось выше, интеграл проекции углового момента l_z на ось симметрии:

$$l_z = R^2 \dot{\vartheta} = \text{const.} \quad (14.3.15)$$

В соответствии с квазиэргодической гипотезой в этом случае и при условии стационарности физическое решение (14.3.5) есть

$$f = f(E, l_z). \quad (14.3.16)$$

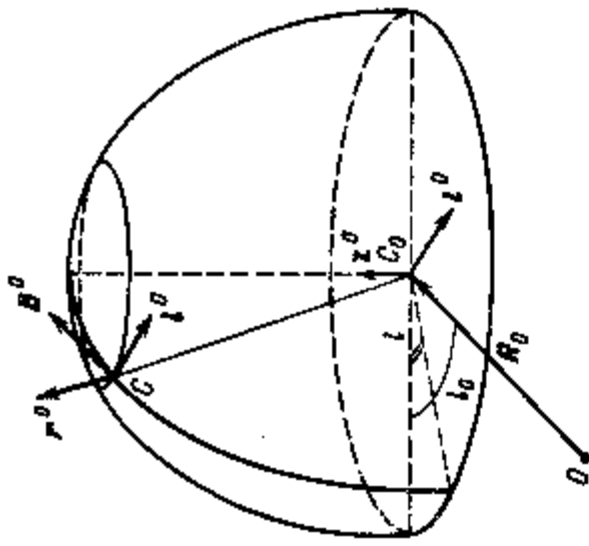


Рис. 75. Схема к выводу формул Оорта. Начало координат (O) в центре Галактики.

ми центроидов, находящихся на сравнительно небольшом расстоянии от Солнца. Для этого в (14.4.4) переходят к цилиндрическим координатам R_0 и R центроидов C_0 и C (т.е. к проекциям векторов R_0 и R на галактическую плоскость) и, считая угловые скорости функциями лишь R , разлагают $\Omega(R)$ в ряд по степеням $(R - R_0)$, ограничиваясь линейным членом т.е.

$$\Omega \approx \Omega_0 + (R - R_0) \Omega'_0, \quad (14.4.5)$$

где $\Omega'_0 = \left(\frac{\partial \Omega}{\partial R} \right)_0$. Как видно из рис. 75,

$$R^2 = R_0^2 + (C_0 C_1)^2 + 2R_0(C_0 C_1) \cos(l - l_0).$$

Поскольку $C_0 C_1 = r \cos b$ и $r/R_0 \ll 1$, то находим

$$R - R_0 \approx r \cos b \cos(l - l_0). \quad (14.4.6)$$

Подставляя (14.4.6) и (14.4.5) в (14.4.3), получаем формулы Оорта для поля скоростей центроидов (находящихся друг от друга на малом расстоянии, $r/R_0 \ll 1$) при наличии систематических движений, обусловленных только дифференциальным вращением данной подсистемы Галактики:

$$\begin{aligned} V_r &= Ar \sin 2(l - l_0) \cos^2 b, \\ V_l &= r [A \cos 2(l - l_0) + B] \cos b, \\ V_b &= -V_r \operatorname{tg} b, \end{aligned} \quad (14.4.7)$$

где A и B — коэффициенты Оорта:

$$\begin{aligned} A &= -\frac{1}{2} \Omega'_0 R_0, \\ -B &= \Omega_0 + \frac{1}{2} \Omega'_0 R_0. \end{aligned} \quad (14.4.8)$$

Из (14.4.8) следуют соотношения

$$\begin{aligned} A - B &= \Omega_0, \\ A + B &= -\Omega_0 - \Omega'_0 R_0. \end{aligned} \quad (14.4.9)$$

Соотношения (14.4.9) справедливы для локального поля скоростей относительно любого наблюдателя, расположенного в галактической плоскости (в том числе солнечного). Приведем еще выражение для эллиптической частоты κ через коэффициенты Оорта A и B :

$$\kappa^2 = 4\Omega^2 \left(1 + \frac{R}{2\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right) = 4B(B - A). \quad (14.4.10)$$

Коэффициенты A и B определяются из наблюдений. Для окосолнечной

окрестности значения A и B , рекомендованные международным астрономическим союзом, равны

$$A = 15 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}; \quad B = -10 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}; \quad R_0 = 10 \text{ кпк}. \quad (14.4.11)$$

Отсюда следует

$$\begin{aligned} V_{\text{tot}} &= \Omega_0 R_0 = 250 \text{ км/с}; \quad \Omega_0 = 25 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}; \\ \kappa_0 &= 31,6 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}. \end{aligned} \quad (14.4.12)$$

Для оценок мы часто используем эти значения. В действительности определены Ω_0 , κ_0 , R_0 из наблюдений приводит к значительному разбросу этих цифр (см. § 11).

Если бы подавляющая часть массы Галактики была сосредоточена в центральной части системы, то звезды диска вращались бы по кеплеровым орбитам, т.е. по закону $\Omega R^3 = \text{const}$. В этом случае $\kappa/\Omega = 1$. Если же вращение твердотельно: $\Omega = \text{const}$, то $\kappa/\Omega = 2$. Неплохой аппроксимацией закона вращения в области $5 \text{ кпк} < R < 10 \text{ кпк}$ является $\Omega R = \text{const}$, что соответствует $\kappa/\Omega = \sqrt{2}$. Как видно из (14.4.12), вблизи Солнца ситуация промежуточная, так как $\kappa/\Omega \approx 1,25$.

5. Эпизическое движение. Звездный дрейф

Звезды диска в Галактике движутся по почти круговым орбитам. Это связано с тем, что пекулярные скорости этих звезд на порядок меньше линейной скорости их вращения. Того же порядка невращательная часть скорости их центроида, обусловленная, например, спиральной структурой. Для изучения поведения звезд относительно центроида наблюдателя Линдبلاد (1955) ввел систему координат, вращающуюся вместе с этим центроидом. Движение звезд в такой системе отсчета называется эпизическим. Оно содержит малый параметр — отношение пекулярной скорости к линейной (или $\Delta R/R$ — относительное отклонение звезды от ее круговой орбиты), что позволяет получить решения уравнений эпизического движения разложением в ряд. Марочник (1966а) показал, что задача об эпизическом движении в своем общем виде полностью эквивалентна хорошо изученной задаче о движении заряда в заданном электрическом и магнитном полях. Он же дал достаточно общее ее решение, описывающее дрейф звезд в системе центроида наблюдателя.

Рассмотрим сначала малые отклонения звезды от ее круговой орбиты, лежащей в галактической плоскости, что как раз соответствует ситуации, когда пекулярная скорость много меньше круговой. Исходными для анализа являются уравнения движения звезды в цилиндрических координатах (14.3.14). Поскольку случай аксиально симметричный $\left(\frac{\partial}{\partial \vartheta} = 0 \right)$,

то в невозмущенном движении сохраняется момент импульса (14.3.15), являющийся интегралом уравнения (14.3.14б). Из (14.3.14а, в) следует

$$\begin{aligned} R_0 &= \text{const}, \quad \dot{\vartheta}_0 = \Omega t, \quad z_0 = 0, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial R} &= -\frac{l_0^2}{R} \equiv -\Omega^2(R) R, \end{aligned} \quad (14.5.1)$$

где $l_0 = R_0^2 \dot{\vartheta}_0 = \text{const}$. Малые отклонения от круговой орбиты соответствуют приращениям δR и $\delta \vartheta$, так что теперь

$$R = R_0 + \delta R, \quad \vartheta = \vartheta_0 + \delta \vartheta. \quad (14.5.2)$$

Рассмотрим возмущенные орбиты, для которых угловой момент $I_z = I_0 = \text{const}$. Подставляя (14.5.1) и (14.5.2) в (14.3.14а), отбрасывая члены высших порядков по $\delta R/R_0 \ll 1$, находим уравнение для δR :

$$\delta \ddot{R} - \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial R_0^2} - \frac{3}{R_0} \frac{\partial \varphi}{\partial R_0} \right) \delta R = 0. \quad (14.5.3)$$

Используя (14.5.1) для исключения φ , получим уравнение гармонических колебаний

$$\delta \ddot{R} = \kappa_0^2 \delta R = 0, \quad (14.5.4)$$

решение которого есть

$$\delta R = a \sin \kappa_0 (t - t_0), \quad (14.5.5)$$

где κ_0 — эпитициклическая частота (14.4.10) вблизи окружности радиуса R_0 .

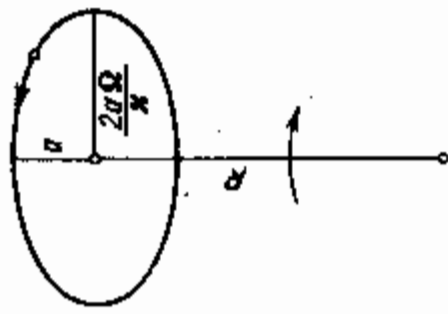


Рис. 76. Схема движения звезды по эллипсу (эпитициклу); a и $a \frac{\kappa}{2\Omega}$ — полуоси эллипса.

Условие сохранения I_z позволяет просто найти $\delta \vartheta$ из равенства

$$I_0 = R_0^2 \dot{\vartheta} = (R_0 + \delta R)^2 (\dot{\vartheta}_0 + \delta \dot{\vartheta}). \quad (14.5.6)$$

Исключая δR с помощью (14.5.4) и отбрасывая малые второго порядка, находим из (14.5.6)

$$R_0 \delta \dot{\vartheta} = - \frac{2a\Omega}{\kappa} \cos \kappa (t - t_0). \quad (14.5.7)$$

Таким образом, во вращающейся с угловой скоростью Ω системе отсчета слабо отклоняющаяся от круговой орбиты звезда совершает эпитициклическое движение по эллипсу (эпитициклу) с полуосями a и $a \frac{\kappa}{2\Omega}$ (см. рис. 76). В случае твердотельного вращения эллипс вырождается в окружность. Вращение по эпитициклу происходит в направлении, противоположном основному вращению. Приведенный вывод заимствован у Рольфа (1980). Из (14.5.5) и (14.5.7) получается условие устойчивости круговых орбит радиуса R . Оно очевидно:

$$\kappa^2 > 0. \quad (14.5.8)$$

Как следует из (14.3.14в), малые отклонения звезды от галактической плоскости удовлетворяют снова уравнению гармонических колебаний

$$\begin{aligned} \text{с частотой } \omega_z^2 &= \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right)_{z=0}; \\ \delta \ddot{z} + \omega_z^2 \delta z &= 0. \end{aligned} \quad (14.5.9)$$

Из геометрии Галактики (сплюснутая линзовидная система) следует, что $\omega_z^2 > 0$, так как тяготеющая материя концентрируется к галактической плоскости.

Рассмотрим теперь в общем виде задачу о движении звезд диска в системе отсчета движущейся со скоростью центроида. Пусть скорость произвольной неинерциальной системы отсчета относительно исходной инерциальной есть $W(R, t)$. Тогда функция Лагранжа звезд массы M в такой системе отсчета имеет вид (Марочник, 1964; 1966а)

$$L = \frac{M}{2} [\dot{r}^2 + W(R, t)^2] - M\varphi. \quad (14.5.10)$$

Соответствующие (14.5.10) уравнения движения есть

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = - \frac{\partial W}{\partial t} - \nabla \left(\varphi - \frac{W^2}{2} \right) + [\vec{r} \text{rot } W]. \quad (14.5.11)$$

Если движение системы отсчета чисто круговое и вращение твердотельное, $W = [\vec{\Omega}(t)R]$, то (14.5.11) переходит в простую формулу:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = - \left[\frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial t} R \right] + [\vec{\Omega}(R\vec{\Omega})] + 2[\vec{r}\vec{\Omega}] - \nabla \varphi, \quad (14.5.12)$$

где в правой части первый член обязан силе инерции, возникающей вследствие неравномерности вращения, второй и третий — центробежная и кориолисова силы, четвертый — гравитационное ускорение. Нетрудно видеть, что (14.5.11) имеет тот же вид, что и уравнение движения заряженной частицы в электрическом и магнитном полях. Действительно, уравнение движения частицы с зарядом q и массой M в электрическом и магнитном полях E и H имеет вид

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{q}{M} \left(E + \frac{1}{c} [\vec{r}H] \right), \quad (14.5.13)$$

где c — скорость света, справа стоит сила Лоренца, причем напряженности электрического и магнитного полей выражаются через векторный A и скалярный φ_q потенциалы электромагнитного поля согласно формулам

$$\begin{aligned} E &= - \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} - \nabla \varphi_q, \\ H &= \text{rot } A. \end{aligned} \quad (14.5.14)$$

Сравнивая (14.5.11) с (14.5.13), (14.5.14), мы видим, что аналогом векторного потенциала A является W , а аналогом φ_q является $\varphi - \frac{W^2}{2}$. Вводя по аналогии с (14.5.14) обозначения

$$e = - \frac{\partial W}{\partial t} - \nabla \left(\varphi - \frac{W^2}{2} \right), \quad (14.5.15a)$$

$$h = \text{rot } W, \quad (14.5.15b)$$

перепишем (14.5.11) в окончательном виде (Марочник, 1966а)

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = e + [\vec{r}h], \quad (14.5.16)$$

тождественно совпадающим с (14.5.13) при $q = m = c = 1$. Более того, из (14.5.15) следуют первые два уравнения Максвелла для e и h :

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} e &= -\frac{\partial h}{\partial t}, \\ \operatorname{div} h &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (14.5.17)$$

Уравнения движения звезды в произвольной неинерциальной системе отсчета, движущейся относительно исходной инерциальной со скоростью $W(R, t)$, позволяют перейти к системе отсчета, связанной с полем скоростей центроидов V . Для этого необходимо в (14.5.15) заменить $W(R, t) \rightarrow V(R, t)$.

Таким образом, задача о движении звезд в системе отсчета, связанной с центроидом, в общем случае сводится к хорошо изученной в электродинамике задаче о движении заряда в заданном электромагнитном поле.

6. Динамика звезд диска, основанная на интегралах движений. Шварцшильдовское распределение пекулярных скоростей

В классической бесстолкновительной звездной динамике для описания подсистем диска принимается гипотеза о его стационарности и осевой симметрии, так что решением кинетического уравнения является функция (14.3.16). Если предположить, что функция распределения является функцией второго порядка относительно компонента пекулярных скоростей звезд (Огородников, 1958; Пиндблад, 1962), то решение (14.3.16) можно записать в форме

$$f = f(Q), \quad (14.6.1)$$

где

$$Q = E + 2A_1 I_z + A_2 I_z^2, \quad A_1, A_2 = \text{const.} \quad (14.6.2)$$

Подставляя в (14.6.2) выражение (14.3.11), расписанное в цилиндрических координатах, находим явную форму Q :

$$Q = v_R^2 + (1 + A_2 R^2) \{v_\phi - V_0\}^2 + z^2 - 2 \left[\varphi + \frac{(1 + A_2 R^2) v_\phi^2}{2} \right], \quad (14.6.3)$$

$$V_0 = \frac{-A_1 R}{1 + A_2 R^2}. \quad (14.6.4)$$

Поверхность в пространстве скоростей, определяемая условием $Q = \text{const}$, называется эллипсоидом скоростей (см. § 5). Оси этого эллипсоида определяют дисперсии пекулярных скоростей в трех взаимноперпендикулярных направлениях. Поскольку дисперсии в различных направлениях могут быть измерены, то в этом пункте выводы теории можно сравнить с наблюдаемыми данными. Как следует из (14.6.3), центроид рассматриваемых звезд совершает чисто круговое движение с линейной скоростью (14.6.4), оси эллипсоида в направлениях R и z равны друг другу, а в направлении φ в $(1 + A_2 R^2)^{-1/2}$ раз меньше, так как $A_2 > 0$ (в противном случае для V_0 будем иметь расходимость). Используя определение коэффициентов Оорта (14.4.9), находим вблизи Солнца:

$$A_1 = \frac{(A - B)^2}{B}, \quad A_2 = -\frac{A}{R_0^2 B}. \quad (14.6.5)$$

Отношения полуосей эллипсоида скоростей в направлениях R, φ, z согласно (14.6.4) есть

$$: (1 + A_2 R^2)^{-1/2} : 1. \quad (14.6.6)$$

Используя (14.6.5), отсюда получим

$$1 : \left(1 - \frac{A}{B}\right)^{-1/2} : 1 = 1 : \frac{|B|}{\Omega} : 1.$$

Принимая числовые значения (14.4.11) для A и B , находим

$$1 : 0.63 : 1. \quad (14.6.7)$$

Кроме того, как следует из (14.6.3), одна из больших полуосей эллипсоида скоростей должна быть направлена на центр Галактики (отклонение вертекса должно быть нулевым).

Что можно сказать о виде функции (14.6.1)? Чаше всего ее считают шварцшильдовской, т.е. имеющей вид

$$f = e^{-Q}, \quad (14.6.8)$$

где Q — общая квадратичная форма относительно компонент пекулярных скоростей. Если оставаться в рамках сделанных выше гипотез, то $\bar{Q} = Q$ и распределение скоростей будет двумерным.

О чем говорят наблюдения? Ответ на этот вопрос излагается в § 7. Здесь же отметим лишь главное: рассмотренная выше идеализированная картина довольно далека от действительности. На самом деле эллипсоид скоростей трехосный, часто наблюдается отклонение вертекса, дисперсии скоростей являются функциями возраста звезд различных подсистем, распределение скоростей, по-видимому, может заметно отклоняться от шварцшильдовского. Все эти отклонения от идеальной картины, рассмотренной в настоящем разделе, связаны, по-видимому, с тем, что в действительности приближение, основанное на E и I_z -интегралах движения, плохо соответствует действительности, поскольку важную роль должны играть начальные условия образования звезд различных подсистем и, возможно, релаксационные явления (§§ 7, 16). Предпринимавшиеся в классической бесстолкновительной звездной динамике попытки приблизить теоретическую картину к наблюдаемой путем введения квазиинтегралов и других уточнений, не затрагивали проблему условий, в которых шло формирование подсистем, и проблему релаксации, не могли быть достаточно успешными именно по этим причинам. Вместе с тем, большие усилия, затраченные на преодоление многих из указанных трудностей, обогатили звездную астрономию целым рядом классических теоретических результатов, полученных в трудах Шварцшильда (1907), Эддингтона (1915), Джинса (1928), Амбарцумяна (1937), Чандрасекара (1948), Огородникова (1963), Кузмина (1953). В заключение этого раздела отметим, что несмотря на то, что идеализированная картина, основанная, например, на идее о трехмерном шварцшильдовском распределении скоростей, в тонких деталях не соответствует действительности, для ряда проблем она все же может быть использована в качестве некоторого приближения (см. § 18, 19).

7. Звездная "гидродинамика". Асимметрия звездных движений

Система уравнений бесстолкновительной звездной динамики (14.3.5), (14.3.6) очень сложна по двум причинам: во-первых, эта система нелинейных интегро-дифференциальных уравнений, во-вторых, кинетическое уравнение (14.3.5) содержит функцию распределения f , зависящую в об-

щем случае от семи переменных — трех координат, трех компонент скорости и времени. Эта система существенно упрощается при переходе от кинетического описания к гидродинамическому. Гидродинамические характеристики системы — плотность ρ , макроскопическая скорость элементарного объема V , тензор давления p_{ij} — определяются моментами функции f , причем эти величины зависят только от четырех переменных — трех координат и времени. Поэтому, если возможен переход от уравнения (14.3.5) к уравнениям для моментов функции f , т.е. переход от кинетического описания к гидродинамическому, то это радикально упрощает ситуацию. Рассмотрим, как это можно сделать. Чтобы было удобнее переходить в любую систему отсчета, в том числе неинерциальную, напишем в (14.3.5) вместо

$\nabla \varphi$ ускорение $\frac{dv}{dt}$ в общей форме (14.5.16). Выражение (14.3.5), записанное в тензорных обозначениях, примет вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_k \frac{\partial f}{\partial x_k} + e_k \frac{\partial f}{\partial V_k} + \epsilon_{ijk} v_j h_k \frac{\partial f}{\partial v_i} = 0, \quad (14.7.1)$$

где ϵ_{ijk} — единичный полностью антисимметричный тензор третьего ранга, по повторяющимся индексам производится суммирование $i, j, k = 1, 2, 3$. Перейдем в (14.7.1) к новой переменной u :

$$u = \vec{v} - V(R, t),$$

где $V(R, t)$ — гидродинамическая скорость (или скорость центра) есть первый момент функции f (она определена формулой (14.1.4)). В новых переменных операторы дифференцирования в (14.7.1) меняются на следующие:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} &\rightarrow \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial V_k}{\partial t} \frac{\partial}{\partial u_k}, \\ \frac{\partial}{\partial x_i} &\rightarrow \frac{\partial}{\partial x_i} - \frac{\partial V_k}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial u_k}, \end{aligned} \quad \frac{\partial}{\partial v_i} \rightarrow \frac{\partial}{\partial u_i}.$$

Вводя оператор

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + V_k \frac{\partial}{\partial x_k},$$

запишем (14.7.1) в новых переменных:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u_k \frac{\partial f}{\partial x_k} + \left(a_k - \frac{dV_k}{dt} \right) \frac{\partial f}{\partial u_k} - \frac{\partial V_k}{\partial x_j} u_j \frac{\partial f}{\partial u_k} +$$

$$+ \epsilon_{ijk} u_j h_k \frac{\partial f}{\partial u_i} = 0, \quad (14.7.2)$$

где

$$a_k = e_k + \epsilon_{kij} V_j h_i.$$

Обычная процедура получения гидродинамических уравнений из (14.7.2) сводится к умножению (14.7.2) на $1, u_k, u_k u_j, \dots$ и последующему интегрированию по u . При этом получаются уравнения для моментов функции

первые четыре из них имеют вид

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial V_k}{\partial x_k} = 0, \quad (14.7.4)$$

$$\rho \frac{dV_i}{dt} = - \frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j} + \rho a_i, \quad (14.7.5)$$

$$\frac{dp_{ij}}{dt} + \frac{\partial q_{ijk}}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_k} p_{ij} + \frac{\partial V_j}{\partial x_k} p_{ik} + \frac{\partial V_i}{\partial x_k} p_{jk} -$$

$$- (\epsilon_{ikl} p_{klj} h_l + \epsilon_{jkl} p_{kli} h_l) = 0, \quad (14.7.6)$$

$$\frac{dq_{ijk}}{dt} + \frac{\partial R_{ijkl}}{\partial x_l} - \left(\frac{\partial p_{jl}}{\partial x_l} p_{ik} + \frac{\partial p_{kl}}{\partial x_l} p_{ij} + \frac{\partial p_{il}}{\partial x_l} p_{jk} \right) +$$

$$+ q_{ijk} \frac{\partial V_l}{\partial x_l} + \frac{\partial V_j}{\partial x_l} q_{lki} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} q_{lji} + \frac{\partial V_i}{\partial x_l} q_{ljk} -$$

$$- (\epsilon_{jlm} h_m q_{lik} + \epsilon_{ikm} h_m q_{lij} + \epsilon_{ilm} h_m q_{ijk}) = 0, \quad (14.7.7)$$

где нулевой, первый, второй третий и четвертый моменты есть

$$\begin{aligned} \rho &= \int f du, \quad \rho V_k = \int v_k f du, \\ p_{ij} &= \int u_i u_j f du, \quad q_{ijk} = \int u_i u_j u_k f du, \\ R_{ijkl} &= \int u_i u_j u_k u_l f du. \end{aligned} \quad (14.7.8)$$

Из определения (14.7.8) следует, что тензоры $p_{ij}, q_{ijk}, R_{ijkl}$ симметричны по любой паре индексов. В инерциальной системе отсчета, где

$$a_k = \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} \text{ и } h = 0, \text{ система (14.7.4) — (14.7.7) упрощается — в (14.7.6) и (14.7.7) исчезают последние члены. Сравнивая определение } p_{ij} \text{ (14.7.8) с (14.1.5), найдем связь между тензорами } p_{ij} \text{ и тензором дисперсии скоростей:}$$

$$p_{ij} = \rho \sigma_{ij} \quad (14.7.9)$$

Особенностью системы уравнений (14.7.4) — (14.7.7) является то, что она незамкнута — уравнение для момента порядка n содержит момент порядка $n+1$ и т.д. Поэтому система уравнений для моментов в общем случае является зацепляющейся, незамкнутой. Замкнуть ее можно лишь в специальных ситуациях. Отметим некоторые из них.

Цепочка оборвется на уравнении (14.7.6), если предположить, например, что f — четная функция от компонент u .

В обычном столкновительном газе кинетическое уравнение (14.7.2) имеет в правой части большой член — интеграл столкновений S , который обратн пропорционален времени свободного пробега τ_F (см. (14.1.6)). Поэтому (14.7.2) содержит в этом случае малый параметр — длину свободного пробега молекул $l = \sigma \tau_F$, по которому можно провести разложение в ряд. В результате цепочка уравнений для моментов замыкается и переходит в

систему уравнений гидродинамики: (14.7.4) — уравнение неразрывности, выражающее собой законы сохранения массы, (14.7.5) — уравнение движения, выражающее собой закон сохранения импульса, и (14.7.6) — закон сохранения энергии. Проявление S — члена в правой части (14.7.2) не меняет вида уравнений (14.7.4) — (14.7.6), так как $\int S du = \int u S du = \int u_i u_j S du = 0$ в силу все тех же законов сохранения массы, импульса и энергии. Частные столкновения ($\tau_k \rightarrow 0$, $l \rightarrow 0$) изотропизуют функцию распределения f и, следовательно, давление, так что в этом случае $p_{ij} = p \delta_{ij}$, где δ_{ij} — символ Кронекера, p — скаляр. По этой же причине становятся малыми третьи моменты f , т.е. компоненты тензора q_{ijk} , которые могут быть отброшены в (14.7.6). В результате, подставляя $p_{ij} = p \delta_{ij}$ в (14.7.6), находят уравнение, замыкающее систему (14.7.4), (14.7.5):

$$\frac{dp}{dt} + \frac{5}{3} p \frac{\partial V_k}{\partial x_k} = 0. \quad (14.7.10)$$

В комбинации с (14.7.4) оно дает уравнение состояния одноатомного газа

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\rho^{5/3}} \right) = 0. \quad (14.7.11)$$

Таким образом, в случае частных столкновений мы приходим к замкнутой системе уравнений гидродинамики идеальной жидкости (невязкой и нетеплопроводной) (14.7.4), (14.7.5), (14.7.11).

Отметим еще один случай, в котором система уравнений для моментов замыкается. Это так называемое низкотемпературное приближение. Нетрудно видеть, что если дисперсии скоростей равны нулю (в газодинамике это соответствует нулевой температуре и давлению), то (14.7.4), (14.7.5) образуют замкнутую систему. В этом специальном случае "холодной" системы частиц кинетическое (уравнения (14.7.2)) и гидродинамическое (уравнения (14.7.4), (14.7.5)) описания точно эквивалентны друг другу.

В случае бесстолкновительной звездной динамики необходимо пользоваться полной системой уравнений для моментов. Поскольку она незамкнута в бесстолкновительной звездной динамике обычно используют первые два уравнения (14.7.4), (14.7.5) (которые и называют уравнениями "звездной гидродинамики"), где тензор дисперсии скоростей остается неопределенным. В векторной форме (14.7.4), (14.7.5) можно записать в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho V) = 0, \quad (14.7.12)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V \nabla) V = - \frac{1}{\rho} \text{div}(\rho \sigma) + a. \quad (14.7.13)$$

Тензор дисперсии скоростей звезд надо задавать на основе какой-либо дополнительной информации.

Самосогласованное описание достигается добавлением к системе (14.7.12), (14.7.13) уравнения Пуассона для гравитационного потенциала (14.3.6).

На самом деле уравнения (14.7.12), (14.7.13) имеют истинный гидродинамический смысл, т.е. описывают поведение сплошной среды (жидкости или газа), лишь в случае частных столкновений и изотропного давления. Поэтому нужно помнить, что несмотря на формально "гидродинамический вид", уравнения (14.7.12), (14.7.13) в действительности имеют смысл

уравнений переноса массы, импульса и энергии единицы объема в бесстолкновительной системе.

Несмотря на основательный "дефект" системы (14.7.12), (14.7.13) — ее незамкнутость, она, тем не менее, может быть успешно применена для анализа ряда вопросов звездной динамики, например, вопроса об асимметрии звездных движений. Сущность этого явления, как уже говорилось в § 7, состоит в зависимости скорости вращения центроидов физически различных групп звезд от дисперсии пекулярных скоростей. Для изучения этого вопроса перейдем в (14.7.12), (14.7.13) в инерциальную систему отсчета, в которой $a = \nabla \varphi$, к цилиндрическим координатам R, ϑ, z , компонентам гидродинамической скорости (скорости центроида) V_R, V_ϑ, V_z . Тензор дисперсий скоростей при этом имеет вид

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_R^2 & \sigma_{R\vartheta} & \sigma_{Rz} \\ \sigma_{\vartheta R} & \sigma_\vartheta^2 & \sigma_{\vartheta z} \\ \sigma_{zR} & \sigma_{z\vartheta} & \sigma_z^2 \end{pmatrix}. \quad (14.7.14)$$

Как указывалось выше, из определений (14.7.8) следует, что все ненадиagonalные компоненты тензора σ симметричны по отношению к перестановке индексов. В результате уравнения (14.7.12), (14.7.13) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \rho V_R) + \frac{1}{R} \frac{\partial (\rho V_\vartheta)}{\partial \vartheta} + \frac{\partial (\rho V_z)}{\partial z} = 0, \quad (14.7.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_R}{\partial t} + V_R \frac{\partial V_R}{\partial R} + \frac{V_\vartheta}{R} \frac{\partial V_R}{\partial \vartheta} + V_z \frac{\partial V_R}{\partial z} - \frac{V_\vartheta^2}{R} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial (\rho \sigma_R^2)}{\partial R} + \right. \\ \left. + \frac{1}{R} \frac{\partial (\rho \sigma_{R\vartheta})}{\partial \vartheta} + \frac{\partial (\rho \sigma_{Rz})}{\partial z} + \rho \frac{\sigma_R^2 - \sigma_\vartheta^2}{R} \right] - \frac{\partial \varphi}{\partial R} = 0, \end{aligned} \quad (14.7.16)$$

$$\frac{\partial V_\vartheta}{\partial t} + V_R \frac{\partial V_\vartheta}{\partial R} + \frac{V_\vartheta}{R} \frac{\partial V_\vartheta}{\partial \vartheta} + V_z \frac{\partial V_\vartheta}{\partial z} + \frac{V_R V_\vartheta}{R} +$$

$$+ \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial (\rho \sigma_{R\vartheta})}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial (\rho \sigma_\vartheta^2)}{\partial \vartheta} + \frac{\partial (\rho \sigma_{\vartheta z})}{\partial z} + \right.$$

$$\left. + \frac{2\rho \sigma_{R\vartheta}}{R} \right] - \frac{1}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} = 0, \quad (14.7.17)$$

$$\frac{\partial V_z}{\partial t} + V_R \frac{\partial V_z}{\partial R} + \frac{V_\vartheta}{R} \frac{\partial V_z}{\partial \vartheta} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial (\rho \sigma_{Rz})}{\partial R} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{R} \frac{\partial (\rho \sigma_{\vartheta z})}{\partial \vartheta} + \frac{\partial (\rho \sigma_z^2)}{\partial z} + \frac{\rho \sigma_{\vartheta z}}{R} \right] - \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0, \quad (14.7.18)$$

где, по определению, V_R, V_θ, V_z — первые моменты функции f , удовлетворяющей уравнению (14.3.12). В соответствии с (14.7.8), (14.7.9), компоненты тензора σ имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \rho \sigma_R^2 &= \int (V_R - V_R)^2 f dV_R dV_\theta dV_z, \\ \rho \sigma_{R\theta} &= \rho \sigma_{\theta R} = \int (V_R - V_R)(V_\theta - V_\theta) f dV_R dV_\theta dV_z, \\ \rho \sigma_\theta^2 &= \int (V_\theta - V_\theta)^2 f dV_R dV_\theta dV_z, \\ \rho \sigma_{Rz} &= \rho \sigma_{zR} = \int (V_R - V_R)(V_z - V_z) f dV_R dV_\theta dV_z, \\ \rho \sigma_{\theta z} &= \rho \sigma_{z\theta} = \int (V_\theta - V_\theta)(V_z - V_z) f dV_R dV_\theta dV_z, \\ \rho \sigma_z^2 &= \int (V_z - V_z)^2 f dV_R dV_\theta dV_z. \end{aligned} \right\} \quad (14.7.19)$$

Рассмотрим осесимметричную стационарную подсистему Галактики, и предположим, что f есть функция лишь интегралов движения (14.3.16).

В этом случае в уравнениях (14.7.15) — (14.7.18) $\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$. В силу свойств величины Q (см. (14.6.3)), имеем $V_R = V_z = 0, V_\theta = V_c$. Положим далее, что f есть четная функция компонента пекулярной скорости (функцией такого типа является, например, шварцшильдовское распределение (14.6.8)). Тогда уравнения (14.7.15), (14.7.17), (14.7.18) тождественно удовлетворяются, а (14.7.16) примет вид

$$\frac{V_\theta^2}{R} + \frac{\partial \varphi}{\partial R} = \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial (\rho \sigma_R^2)}{\partial R} + \rho \frac{\sigma_R^2 - \sigma_\theta^2}{R} \right]. \quad (14.7.20)$$

Центробежное ускорение материальной точки, вращающейся вокруг притягивающего центра по кругу, есть

$$\frac{V_{\text{rot}}^2}{R} = - \frac{\partial \varphi}{\partial R}. \quad (14.7.21)$$

Вводя (14.7.21) в (14.7.20), находим

$$V_\theta^2 - V_{\text{rot}}^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial R} (R \rho \sigma_R^2) - \sigma_\theta^2. \quad (14.7.22)$$

При $\sigma_R = \sigma_\theta = 0$ центростремительная скорость V_{rot} . Величина $s = V_{\text{rot}} - V_c$ называется в звездной астрономии асимметрией звездных движений Стрёмберга и характеризует меру отклонения скорости центроида от круговой скорости вращения материальной точки.

Величину s количественно впервые определил из наблюдений Стрёмберг (1922). Он получил для нее эмпирическую формулу

$$s = a_1 \sigma_R^2 + a_2, \quad a_1 > 0, \quad (14.7.23)$$

где a_1 и a_2 — константы, найденные им из наблюдений (современные данные показывают более сложную зависимость (см. § 7)). В действительности Стрёмберг определял величину $s_1 = V_c - V_\theta$, где V_θ — линейная скорость центроида окосолненной окрестности. Однако переход от s_1 к s меняет только свободный член в (14.7.23), оставляя неизменной параболическую зависимость s от σ_R^2 .

Полагая s малой, находим из (14.7.22)

$$s \approx \frac{1}{2V_c} \left\{ -\sigma_R^2 \frac{\partial \ln (R \rho \sigma_R^2)}{\partial \ln R} + \sigma_\theta^2 \right\}. \quad (14.7.24)$$

Сравнение последних двух формул позволяет найти условия, при которых эмпирическая формула Стрёмберга может быть хорошим приближением к действительности. Из (14.7.23) следует, что асимметрия тем больше, чем больше дисперсия скоростей у данной галактической подсистемы, т.е. чем больше дисперсия скоростей звезд данной подсистемы, тем меньше скорость ее вращения.

Отклонения от закона Стрёмберга наиболее заметны у подсистем молодых звезд, они отчетливо видны у F-карликов (см. § 8). Возможно они связаны с нарушением исходных теоретических предположений о стационарности и симметрии, положенных в основу вывода формулы (14.7.24).

8. Бесстолкновительная гидродинамика галактического диска

В предыдущем разделе мы убедились, что в общем случае система уравнений для моментов f не замыкается. Если однако рассматриваемая подсистема звезд вращается достаточно быстро, то в плоскости, перпендикулярной оси вращения, уравнения для моментов функции f можно замкнуть. Под словами "достаточно быстро" мы понимаем выполнение условия

$$u/\Omega R \ll 1, \quad (14.8.1)$$

которое означает малость пекулярных скоростей звезд по сравнению с круговой скоростью, или, что то же самое, малость линейных размеров эпицикла по сравнению с характерным размером неоднородности для данной подсистемы.

Условие (14.8.1) хорошо выполняется для звезд галактического диска, в котором этот параметр порядка 0,1. Поэтому для звезд диска может быть получена замкнутая система уравнений гидродинамики. Поскольку столкновения между звездами отсутствуют, то такая гидродинамика может быть названа бесстолкновительной звездной гидродинамикой. Это название подчеркивает нетривиальность ситуации: обычная гидродинамика описывает движение сплошной (и, следовательно, сугубо столкновительной) среды, а бесстолкновительная гидродинамика описывает уравнениями гидродинамического типа движение бесстолкновительного "газа звезд". Естественно, уравнения бесстолкновительной гидродинамики отличаются от стандартных гидродинамических (14.7.11—14.7.13). Впервые такая система уравнений для звезд твердо и вращающихся систем была получена Марочником (1964, 1966). Обобщения на случай дифференциального вращения были сделаны Като (1968, 1970), Хантером (1970). Теорию для дифференциально вращающегося бесконечно тонкого диска построили Берман и Марк (1977). Изложение в этом разделе в основном следует оригинальной работе Марочника (1966).

Вывод уравнений бесстолкновительной звездной гидродинамики основывается на аналогии между движением заряда в электромагнитном поле и звезды в неинерциальной (в частности, вращающейся) системе отсчета, т.е. на аналогии между (14.5.13) и (14.5.18). Для бесстолкновительной плазмы уравнения были получены впервые Чу, Гольдбергером, Поу (1956) и независимо Рудаковым и Сагдеевым (1958). Идея вывода заключается в том, что при движении бесстолкновительной плазмы поперек магнитного поля ларморовский радиус зарядов играет роль длины свободного пробега. Если он мал по сравнению с размером неоднородности в системе, то в плоскости перпендикулярной вектору H происходит изотропизация f при усреднении по ларморовскому вращению зарядов. С формальной точки зрения в кинетическом уравнении Больцмана вместо малого параметра $l \sim S^{-1}$, соответствующего высокой частоте столкновений, появляется малый параметр

$$L \sim \frac{V_1 M_e}{qH} \alpha H^{-1} \text{ (в безразмерной форме } -L/R), \text{ соответствующий}$$

высокой гирочастоте ω_b . По этому малому параметру производятся разложение уравнения Больцмана (14.1.6) с $S=0$ или уравнений для моментов типа (14.7.12), (14.7.13) также, как оно производится по S^{-1} при получении уравнений обычной столкновительной гидродинамики.

Исходными уравнениями для получения бесстолкновительной гидродинамики Чу, Гольдбергера, Поу в плазме являются (14.7.2), записанные для электронов и ионов, к которым для самосогласования добавляются уравнения Максвелла для E и H . При этом ускорение a в (14.7.2) является поперечным и равно (в векторной форме):

$$a_{\pm} = \pm \frac{q}{M_{\pm}} \left(E + \frac{1}{c} [V_{\pm} H] \right), \quad (14.8.2)$$

где "+" относится к ионам, "-" — к электронам. Результатом разложения (14.7.2) для ионов и электронов по степеням малого параметра и использования невыписанных здесь уравнений Максвелла являются уравнения, которые имеют вид уравнений магнитной гидродинамики с анизотропным давлением. Собственно, этой анизотропией они и отличаются от обычной магнитогидродинамики.

Исходным для описания звезда в произвольно движущейся со скоростью $W(R, t)$ системе отсчета является также (14.7.2), где a есть (14.7.3). Поскольку в (14.7.2) входит параметр h (вместо H), то разложение формально может быть произведено по h^{-1} , если h велико. В случае чисто вращательного движения системы отсчета, как мы видим, $|h| = h_z = -2B$ (14.5.23), так что разложение по h^{-1} эквивалентно разложению по эпизиклической частоте k или в случае твердотельного вращения по угловой скорости Ω . В безразмерной форме разложение по h эквивалентно (по порядку величины) разложению по параметру (14.8.1). Вместе с тем, результатом такого разложения будут уравнения бесстолкновительной звездной гидродинамики, отличающиеся от уравнений Чу и др. (1956), поскольку в случае звезд нет зарядов противоположного знака и нет, соответственно, второй связи уравнений Максвелла (первая связь — это (14.5.17)), связывающей между собой токи, заряды и электрическое и магнитное поле. Вместо уравнения Максвелла есть система (14.5.17) и уравнение Пуассона (14.3.6).

Получим уравнения бесстолкновительной звездной гидродинамики. Для простоты ограничимся случаем $h = 2\Omega = \text{const}$. Представим тензоры $P_i = \rho \sigma_{ij}$ и q_{ijk} , входящие в (12.7.6), (12.7.7) в виде разложений по малому параметру h^{-1} :

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{(0)} + h^{-1} \sigma_{ij}^{(1)} + \dots \quad (14.8.3)$$

$$q_{ijk} = q_{ijk}^{(0)} + h^{-1} q_{ijk}^{(1)} + \dots \quad (14.8.4)$$

Подставляя разложение (14.8.3) в (14.7.6), имеем в старшем по h^{-1} порядке

$$\epsilon_{ikl} h_l \sigma_{kj}^{(0)} + \epsilon_{jkl} h_l \sigma_{ki}^{(0)} = 0.$$

Отсюда находим нулевое приближение $\sigma_{ij}^{(0)}$:

$$\sigma_{ij}^{(0)} = \sigma_{\parallel} \tau_i \tau_j + \sigma_{\perp} (\delta_{ij} - \tau_i \tau_j), \quad (14.8.5)$$

где $\tau = h/h$ — орт в направлении вектора h , σ_{\parallel} , σ_{\perp} — скалярные величины.

Применение аналогичной процедуры к (14.7.7) дает вид тензора $q_{ijk}^{(0)}$ в нулевом приближении:

$$q_{ijk}^{(0)} = q_{\parallel} \tau_i \tau_j \tau_k + q_{\perp} (\delta_{ij} \tau_k + \delta_{ik} \tau_j + \delta_{jk} \tau_i), \quad (14.8.6)$$

где q_{\parallel} , q_{\perp} — скаляры.

В декартовой системе координат с осью z , ориентированной в направлении h (т.е. в направлении оси вращения в случае $h = \text{rot } W = \text{rot } [\Omega R]$), тензор $\sigma_{ij}^{(0)}$ диагонален и имеет вид в матричном представлении:

$$\sigma_{ij}^{(0)} = \begin{pmatrix} \sigma_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (14.8.7)$$

При этом, очевидно, в нулевом приближении $\sigma_{ij}^{(0)} = 0$ при $i \neq j$:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy}^2 = \sigma_{yy} = \sigma_{\perp}, \quad (14.8.8)$$

Отсюда ясны обозначения σ_{\parallel} и σ_{\perp} : σ_{\perp} — компонента тензора дисперсии скоростей в плоскости, перпендикулярной h , σ_{\parallel} — в направлении h . В первом приближении вместо (14.8.8) находим

$$\sigma_{ij} \sim h^{-1}, \quad \sigma_{xx} = \sigma_{yy} \sim h^{-1}. \quad (14.8.9)$$

Из сказанного ясно, что недиагональные члены тензора дисперсии скоростей можно получить только в более высоком (чем нулевое) приближении. И лишь в этом же более высоком приближении компоненты тензора дисперсии скоростей в плоскости, перпендикулярной оси вращения, не равны друг другу.

Вставляя (14.8.3) с учетом (14.8.5) в (14.7.6), находим (умножая последнее сначала на δ_{ij} , потом на $\tau_i \tau_j$ и комбинируя полученные выражения) уравнения для определения σ_{\perp} и σ_{\parallel} :

$$\frac{d(\rho \sigma_{\parallel})}{dt} + \rho \sigma_{\parallel} \frac{\partial V_k}{\partial x_k} + 2\rho \sigma_{\parallel} \tau_i \tau_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial q_{ijk}^{(0)}}{\partial x_k} \tau_i \tau_j = 0, \quad (14.8.10)$$

$$\frac{d(\rho \sigma_{\perp})}{dt} + 2\rho \sigma_{\perp} \frac{\partial V_k}{\partial x_k} - \rho \sigma_{\perp} \tau_i \tau_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial q_{ijk}^{(0)}}{\partial x_k} = 0. \quad (14.8.11)$$

Как видим, специфика вывода (14.8.10), (14.8.11) такова, что недиагональные члены тензора σ_{ij} выпадают из рассмотрения, и достаточно для получения уравнений для σ_{\perp} и σ_{\parallel} ограничиться нулевым приближением по h^{-1} .

Вместе с тем, замкнутой системы уравнений для определения ρ , V , σ_{ij} мы все же не получили, так как в уравнениях для определения σ_{ij} (14.8.10), (14.8.11) входит момент следующего порядка $q_{ijk}^{(0)}$. Однако члены, содержащие $q_{ijk}^{(0)}$ в (14.8.10), (14.8.11), имеют вид производных по направлению τ , как это видно из сравнения их с выражением (14.8.6). В уже рассмотренной декартовой системе координат с осью z , ориентированной в направлении h , последние члены в (14.8.10), (14.8.11) имеют вид производных $\frac{\partial}{\partial z}$. Если поэтому в силу каких-либо условий перенос энергии вдоль направления τ подавлен, то (14.8.10), (14.8.11) замыкаются и вместе с (14.7.4), (14.7.5) или (14.7.12), (14.7.13) образуют замкнутую систему уравнений бесстолкновительной звездной гидродинамики.

Уже из сказанного ясно, что бесстолкновительная звездная гидродинамика может быть методом исследования динамики галактического диска и вообще звезд плоских быстровращающихся подсистем нашей и других галактик. Действительно, в этом случае "ситуация практически двумерная", так как звезды таких подсистем сконцентрированы вблизи галактической плоскости, и основной интерес представляют компланарные движения звездных коллективов. В этом случае уравнения бесстолкновительной звездной гидродинамики замыкаются, так как из-за "двумерности ситуации" в (14.8.10), (14.8.11) $\frac{\partial}{\partial z} = 0$ (разумеется, $\frac{\partial}{\partial z} = 0$ во всех уравнениях кроме уравнения Пуассона для ψ , так как гравитационное поле действует и вне рассматриваемой данной плоской подсистемы).

Другим важным упрощением в этом случае является то, что для плоских подсистем вектор $h = h_z$, т.е. сохраняется постоянное направление, так что вектор $\tau = \text{const}$ — не зависит от координат в отличие от общего случая, когда движение системы отсчета произвольно.

Исключая $\text{div } V$ из (14.8.10), (14.8.11) с помощью уравнения непрерывности (14.7.12), перепишем (14.8.10), (14.8.11), отбрасывая члены с $q_{ijk}^{(0)}$.

$$\frac{d(\rho\sigma_{\parallel})}{dt} - \sigma_{\parallel} \frac{d\rho}{dt} + 2(\rho\sigma_{\parallel}) \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0, \quad (14.8.12)$$

$$\frac{d(\rho\sigma_{\perp})}{dt} - 2\sigma_{\perp} \frac{d\rho}{dt} - \rho\sigma_{\perp} \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0. \quad (14.8.13)$$

В соответствии с определением тензора дисперсии скоростей в цилиндрических координатах R, ϑ, z (14.7.14) и (14.7.19) имеем, очевидно,

$$\sigma_{\parallel} = \sigma_z^2, \quad \sigma_{\perp} = \sigma_R^2 = \sigma_{\vartheta}^2 \quad (14.8.14)$$

причем, как уже упоминалось выше, отличие между σ_R и σ_{ϑ} проявляется в следующем порядке по h^{-1} .

Уравнения (14.8.12), (14.8.13) имеют смысл уравнения состояния "газа звезд". Действительно, полагая $\frac{\partial}{\partial z} = 0$, т.е. считая ситуацию сугубо двумерной (плоские подсистемы Галактики), находим из (14.8.13)

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\sigma_{\perp}}{\rho} \right) = 0, \quad (14.8.15)$$

т.е. в плоскости, перпендикулярной оси вращения плоской подсистемы, уравнение состояния есть

$$\rho \propto \rho^2 \quad \text{или} \quad \sigma_{\perp}^{1/2} = \sigma_R = \sigma_{\vartheta} \propto \rho^{1/2}. \quad (14.8.16)$$

Результат (14.8.16) физически понятен. Адиабатическое уравнение состояния газа есть $p = \text{const } \rho^{\gamma}$, где $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ (c_p, c_v — теплоемкости при

постоянном давлении и объеме соответственно). Известно, что $\gamma = \frac{i+2}{i}$,

где i — число степеней свободы молекул данного газа. В случае $i = 2, \gamma = 2$, что как раз и соответствует рассматриваемому только что случаю — двумерному движению в плоскости, перпендикулярной оси вращения (две степени свободы).

Очевидно в случае движений только вдоль оси вращения z существует лишь одна степень свободы, т.е. $i = 1$ и соответственно $\gamma = 3$. Покажем, что из (14.8.12) следует результат, точно соответствующий этому предсказанию. Действительно, считая, что только $\frac{\partial}{\partial z} \neq 0$ и исключая $\frac{\partial V_z}{\partial z}$ с помощью (14.7.12), имеем:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\sigma_{\perp}}{\rho^2} \right) = 0. \quad (14.8.17)$$

Из (14.8.17) следует уравнение состояния:

$$\rho_{\parallel} \propto \rho^3 \quad \text{или} \quad \sigma_z = (\sigma_{\parallel})^{1/2} = (\sigma_{zz})^{1/2} \propto \rho. \quad (14.8.18)$$

Нужно, конечно, помнить, что для применения бесстолкновительной звездной гидродинамики к движениям звезд, направленным вдоль оси вращения необходимо выполнение специального условия отсутствия переноса энергии вдоль оси z . Мы в дальнейшем будем использовать уравнения бесстолкновительной звездной гидродинамики лишь для изучения динамики звезд диска в плоскости, перпендикулярной оси вращения.

Итак, для описания движения звезд в произвольной неинерциальной системе отсчета мы имеем систему уравнений для моментов (14.8.10) — (14.8.13).

Если система отсчета связывается с полем скоростей центроидов изучаемых звезд, т.е. $W = -V$ в (14.5.10) и далее, то подставляя e и h , определенные формулами (14.5.15) при этом условии, в (14.7.13), находим

$$\frac{1}{\rho} \text{div}(\rho\sigma) + \nabla\varphi = 0. \quad (14.8.19)$$

Очевидно (14.8.19) есть условие статического равновесия, когда дивергенция тензора давления уравновешена во всех направлениях гравитационными силами. Так и должно быть — ведь условие $W = -V$ означает, что мы перешли в систему отсчета, сопутствующую гидродинамическому движению нашего "звездного газа".

Для практических целей изучения гидродинамических движений звезд плоских подсистем в плоскости, перпендикулярной оси вращения, следует пользоваться упрощенной системой уравнений (14.7.12), (14.8.13) или (14.8.15), понимая под h величину $|h| = h_z = -2B(R)$. Такая система уравнений бесстолкновительной звездной гидродинамики удобна для изучения динамики звезд в системе отсчета, связанной, например, с солнечным наблюдателем, или для изучения поведения малых возмущений в первоначально равновесной подсистеме, где гравитационные и центробежные силы в исходном состоянии уравновешены.

Уравнения бесстолкновительной звездной гидродинамики в случае дифференциального вращения требуют более громоздких вычислений. В этом случае (14.8.14) уже несправедлива и заменяется формулой (Като, 1968)

$$\sigma_R^2 = \left(\frac{2\Omega}{\kappa} \right)^2 \sigma_{\vartheta}^2 \quad \text{или} \quad \rho_{RR} = \left(\frac{2\Omega}{\kappa} \right)^2 \rho_{\vartheta\vartheta}. \quad (14.8.20)$$

Соответственно, вместо (14.8.15) имеем (Като, 1970; Берман и Марк, 1977)

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\sigma_R}{\kappa} \right) = 0 \quad \text{или} \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\rho_{RR}}{\mu\kappa} \right) = 0, \quad (14.8.21)$$

а также

$$\rho_{R\theta} = \frac{\rho_{RK}}{4\Omega} \frac{d}{dt} \ln \left(\frac{R^2 k^3}{4\Omega^2} \right), \quad (14.8.22)$$

где μ — поверхностная плотность бесконечно тонкого диска, для которого получены эти соотношения. Напомним, что $k^2/2\Omega = -2\mathcal{B} = h$, где \mathcal{B} — коэффициент Оорта. При $2\Omega/k = 1$, т.е. при твердотельном вращении (14.8.21) — (14.8.23) переходят, как видим, в (14.8.14). Таким образом, наличие дифференциального вращения приводит к тому, что тензор дисперсии скоростей становится анизотропным даже в плоскости диска, чего не происходит при твердотельном вращении, а также в плазме при построении бесстолкновительной гидродинамики Чу, Гольдбергера, Лоу (1956). Это — следствие того обстоятельства, что при наличии дифференциального вращения движение звезд в плоскости $z = 0$ происходит по эпициклам, а не по кориолисовым или ларморовским окружностям.

Окончательно для бесконечно тонкого диска система уравнений бесстолкновительной звездной гидродинамики при наличии дифференциального вращения имеет вид (14.7.15) — (14.7.17), в которых следует положить $\partial/\partial z = \sigma_{Rz} = \sigma_{\theta z} = \sigma_{zz} = 0$. При этом уравнения состояния есть (14.8.20) и (14.8.21). Бесстолкновительную звездную гидродинамику называют также бесстолкновительной гидродинамикой в эпициклическом приближении.

Радикальным отличием системы уравнений бесстолкновительной звездной гидродинамики от уравнений обычной гидро- или газодинамики является анизотропность дисперсий скоростей звезд (или на языке физики — давления). Это — следствие, во-первых, бесстолкновительности "газа звезд" (отсутствие обмена между степенями свободы), во-вторых, наличия выделенного направления (направления вращения), которое приводит к анизотропии свойств системы, в-третьих, дифференциальности вращения.

§ 15. Коллективные движения звезд

1. Природа коллективных взаимодействий

Такие звездные системы как наша Галактика держатся силами собственного тяготения или, как говорят, самогравитации. Самогравитация Галактики обусловлена ее звездным населением, так как газа и пыли в ней мало. Благодаря тому, что любые две звезды с массами M_1 и M_2 притягиваются друг к другу по закону Ньютона

$$F_G = \frac{GM_1 M_2}{r^2}, \quad (15.1.1)$$

гравитационное влияние всех звезд системы на данную звезду нигде не исчезает. Формально $F_G = 0$ лишь при $r = \infty$. В результате все звезды системы являются гравитационно связанным коллективом, и это связано с дальнедействующим характером сил всемирного тяготения (15.1.1).

Обратимся еще раз к аналогии между электромагнетизмом и гравитацией. Заряженные частицы взаимодействуют друг с другом по закону Кулона

$$F_E = \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (15.1.2)$$

где q_1 и q_2 — их заряды. Здесь так же, как в случае гравитации, кулонов-

кое взаимодействие является дальнедействующим. Такое взаимодействие в плазме — системе электронов и ионов — приводит к существованию в ней коллективных движений, проявляющихся в виде различного рода колебаний и волн. В этих движениях могут принимать участие одновременно все электроны плазмы, поскольку все они связаны дальнедействующими силами друг с другом и ионами. Это обстоятельство подсказывает, что и в звездных системах, где действует закон Ньютона (15.1.1), формально аналогичный закону Кулона (15.1.2), можно ожидать коллективных движений. Имея еще в виду, что влияние магнитного поля на заряженные частицы и вращения на звезды также приводит к близким следствиям (§ 14.5), можно также ожидать, что аналогия между явлениями в плазме и в звездных системах окажется достаточно глубокой. Первыми на это обратили внимание и заложили основы теории коллективных процессов в звездных системах независимо друг от друга Линден-Белл (1962), Свит (1963), Лебедев и др. (1965), Марочник (1964).

Вместе с тем оказалось, что несмотря на внешнюю аналогию между явлениями плазмы и гравитации, между ними имеются и принципиальные различия. Они связаны с двумя обстоятельствами. Во-первых, в плазме имеются заряды противоположных знаков, т.е. кроме притяжения существует и отталкивание, а также экранирование электрических полей одних зарядов другими (дебавское экранирование). Во-вторых, собственное магнитное поле плазмы определяется токами, текущими в ней, в то время, как угловая скорость системы отсчета, являющаяся в звездной динамике аналогом магнитного поля, есть величина заданная. Поэтому коллективные явления в "газе звезд" в этом отношении более просты и менее многообразны, чем в плазме.

Одним из важных результатов теории коллективных явлений в звездных системах было доказательство того, что в них могут существовать волны звездной плотности. Впервые, по-видимому, возможность таких звездных волн в Галактике обнаружил Линдблад (1953), исследуя проблему спиральной структуры. Затем аналогичные результаты получили Лин и Шу (1964). Проблему спиральной структуры мы рассмотрим отдельно (гл. VI). Здесь же остановимся на физических основах коллективных явлений в звездных системах.

2. Малые возмущения сплошной среды. Критерий Джинса

Чтобы лучше понять физические механизмы, приводящие к коллективным движениям в "звездном газе", рассмотрим сначала поведение малых возмущений в сплошной среде, которая описывается более простыми газодинамическими уравнениями. Как сплошную среду можно рассматривать, например, межзвездный газ. Действительно, длина свободного пробега молекул равна

$$l_g = (n_g \sigma_{coll})^{-1}, \quad (15.2.1)$$

где n_g — концентрация молекул газа, σ_{coll} — эффективное сечение их соударений. Принимая для параметров межзвездного газа $n_g \approx 0.1 \text{ см}^{-3}$, $\sigma_{coll} \approx 10^{-16} \text{ см}^2$, найдем $l \approx 10^{17} \text{ см} \approx 0.03 \text{ пк}$. Это много меньше характерных размеров L_g , типичных для межзвездного газа. Поэтому, в силу неравенства $l \ll L_g$, межзвездный газ рассматривают как сплошную среду, описываемую уравнениями газодинамики.

Для изучения поведения реального межзвездного газа необходимо учитывать имеющееся в нем магнитное поле, процессы нагрева и охлаждения,

внешнее гравитационное поле, создаваемое общим потенциалом Галактики. Такое рассмотрение мы приводим в § 20. Здесь же на простом примере сплошной среды мы выясним свойства малых возмущений в системе, находящейся в собственном гравитационном поле. Поэтому факторы, усложняющие основную картину (магнитное поле, вращение, теплообмен и др.), в этом разделе не будем рассматривать.

Исходными для анализа являются гидродинамические уравнения (14.7.4), (14.7.5) с $p_{ij} = p(\rho, T) \delta_{ij}$, уравнение Пуассона и уравнение (14.7.11). Они образуют замкнутую систему, которая в векторной форме имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{V} = 0, \quad (15.2.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} + \frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \varphi = 0, \quad (15.2.3)$$

$$\Delta \varphi + 4\pi G \rho = 0, \quad (15.2.4)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) S = 0, \quad (15.2.5)$$

где S — удельная энтропия. Уравнение (15.2.5) следует из (14.7.11). В этом можно убедиться, если вспомнить, что согласно термодинамике идеального газа $p/\rho^\gamma = f(S)$, где $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей, равное для одноатомного газа $5/3$. Вставляя $f(S)$ в (14.7.11), получим (15.2.5).

Пусть основное (невозмущенное) состояние среды характеризуется величинами

$$\rho_0, \mathbf{V}_0, p_0, \varphi_0, S_0. \quad (15.2.6)$$

Наложим на это состояние малые возмущения $\tilde{\rho}, \tilde{\mathbf{V}}, \tilde{p}, \tilde{\varphi}, \tilde{S}$, так что

$$\rho = \rho_0 + \tilde{\rho}, \quad \mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \tilde{\mathbf{V}}, \quad p = p_0 + \tilde{p}, \quad \varphi = \varphi_0 + \tilde{\varphi}, \quad S = S_0 + \tilde{S}. \quad (15.2.7)$$

Для изучения поведения малых возмущений величины (15.2.7) вставляют в (15.2.2) — (15.2.5) и членами второго порядка малости (типа $(\tilde{\mathbf{V}} \nabla) \tilde{\mathbf{V}}, \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{V}}$) пренебрегают. Тогда исходные уравнения (15.2.2) — (15.2.5) становятся линейными по отношению к возмущениям $\tilde{\rho}, \tilde{\mathbf{V}}, \tilde{p}, \tilde{\varphi}, \tilde{S}$. В результате такой процедуры линеаризации уравнения для малых возмущений примут вид:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho_0 \tilde{\mathbf{V}} + \tilde{\rho} \mathbf{V}_0) = 0, \quad (15.2.8)$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{V}}}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \nabla) \tilde{\mathbf{V}} + (\tilde{\mathbf{V}} \nabla) \mathbf{V}_0 + \frac{1}{\rho_0} \nabla \tilde{p} - \frac{\nabla p_0}{\rho_0} - \nabla \tilde{\varphi} = 0, \quad (15.2.9)$$

$$\Delta \tilde{\varphi} + 4\pi G \tilde{\rho} = 0, \quad (15.2.10)$$

$$\frac{\partial \tilde{S}}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \nabla) \tilde{S} + \tilde{\mathbf{V}} \nabla S_0 = 0. \quad (15.2.11)$$

При выводе (15.2.9) мы использовали малость отношения $\tilde{\rho}/\rho_0$ и записали приближенно

$$\rho_0 + \tilde{\rho} \approx \rho_0 (1 - \tilde{\rho}/\rho_0)^{-1}.$$

При этом, очевидно, невозмущенные величины $\rho_0, \mathbf{V}_0, p_0, \varphi_0, S_0$ по-прежнему удовлетворяют исходным линейным дифференциальным уравнениям (14.2.2) — (14.2.5). Связь между \tilde{p} и $\tilde{\rho}, \tilde{S}$ следует из разложения

$$p = p_0 + \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S (\rho - \rho_0) + \left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_\rho (S - S_0) + \dots, \quad (15.2.12)$$

которое можно переписать в виде

$$\tilde{p} = c_s^2 \tilde{\rho} + c_p^2 \tilde{S}, \quad (15.2.13)$$

где $c_s^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S$ — адиабатическая скорость звука.

Уравнения для возмущений (15.2.8) — (15.2.11) существенно проще, чем исходная нелинейная система (15.2.2) — (15.2.5), но и ее решение может быть получено аналитически лишь в простых случаях. Рассмотрим задачу, впервые поставленную и решенную Джинсом (1929), о поведении малых возмущений в неограниченной однородной стационарной самогравитирующей среде. Однородность и стационарность означают, что $\rho_0, \mathbf{V}_0, p_0, \varphi_0, S_0 = \text{const}$. Кроме того, положим $\mathbf{V}_0 = 0$, т.е. будем считать среду неподвижной.

Для решения такой задачи обычно применяют Фурье-разложение произвольного возмущения, а затем находят поведение во времени его гармоник. Рассмотрим простой случай разложения по плоским волнам. При этом достаточно изучить поведение какой-либо одной гармоники, поэтому решения ищем в виде одной плоской волны с волновым вектором \mathbf{k} и частотой ω :

$$\tilde{a} = a_{\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{R} - \omega t)}, \quad (15.2.14)$$

где \tilde{a} — любое из возмущений (15.2.7) (a_0 — невозмущенное значение функции). При подстановке (15.2.14) в уравнения (15.2.8) — (15.2.11) операторы дифференцирования заменятся на алгебраические:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} &\rightarrow -i\omega, \\ \nabla &\rightarrow i\mathbf{k}. \end{aligned} \right\} \quad (15.2.15)$$

Учитывая, что $\nabla a_0 = 0$, находим систему линейных однородных алгебраических уравнений для амплитуд $a_{\mathbf{k}\omega}$:

$$-i\omega \rho_{\mathbf{k}\omega} + i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_{\mathbf{k}\omega}) \rho_0 = 0, \quad (15.2.16)$$

$$-i\omega \mathbf{V}_{\mathbf{k}\omega} - i\mathbf{k} \varphi_{\mathbf{k}\omega} + \frac{i}{\rho_0} \mathbf{k} (c_s^2 \rho_{\mathbf{k}\omega} + c_p^2 S_{\mathbf{k}\omega}) = 0, \quad (15.2.17)$$

$$-k^2 \varphi_{\mathbf{k}\omega} + 4\pi G \rho_{\mathbf{k}\omega} = 0, \quad (15.2.18)$$

$$-i\omega S_{\mathbf{k}\omega} = 0. \quad (15.2.19)$$

Эта система имеет нетривиальное решение, если ее детерминант равен нулю. Элементы детерминанта содержат известные невозмущенные характеристики среды a_0 , а также ω и \mathbf{k} . Таким образом, условие $\det = 0$ дает связь между ω и \mathbf{k} , т.е. закон дисперсии — зависимость частоты ω от длины волны $\lambda = 2\pi/k$, где $k = |\mathbf{k}|$. Поэтому выражение $\det = 0$ называется дисперсионным уравнением. Его решение $\omega = \omega(\mathbf{k})$ позволяет проследить эволюцию во времени любой фурье-гармоники с заданной длиной волны λ или волно-

вым вектором k : поскольку при фиксированном действительном k ω может быть комплексным, то, как видно из (15.2.14), решения с $\text{Im } \omega > 0$ неустойчивы — растут со временем, решения с $\text{Im } \omega \leq 0$ устойчивы — затухают ($\text{Im } \omega < 0$) или их амплитуда не меняется со временем ($\text{Im } \omega = 0$). Из уравнений (15.2.16) — (15.2.19) находим дисперсионное уравнение Джинса:

$$\omega^2 = c_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0 = c_s^2 k^2 - \omega_0^2, \quad (15.2.20)$$

где $\omega_0^2 = 4\pi G \rho_0$. При отсутствии гравитации отсюда получаем $\omega = \pm c_s k$, т.е. малые возмущения есть просто звуковые волны, распространяющиеся со скоростью c_s . Дисперсия отсутствует, так как фазовая скорость $\frac{\omega}{k} = \pm c_s$ не зависит от k . Звуковые волны распространяются в среде, благодаря ее упругости, обусловленной столкновениями частиц, из которых она состоит. Включение гравитации приводит к возникновению дисперсии и "торможению" волн, так как теперь $\left| \frac{\omega}{k} \right| < c_s$. Важным следствием уравнения (15.2.20) является существование критической длины волны возмущений λ_J , разделяющей устойчивые и неустойчивые решения. Она носит название длины Джинса и определяется из условия $\omega = 0$:

$$\lambda_J \equiv \frac{2\pi}{k_J} = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G \rho_0}}. \quad (15.2.21)$$

При $\lambda > \lambda_J$ $\omega^2 < 0$, при $\lambda < \lambda_J$ $\omega^2 > 0$. Таким образом, возмущения с длинной волны, превышающей критическую, неустойчивы. В этом заключается критерий Джинса. Неустойчивость является аperiodической ($\text{Re } \omega = 0$) — в местах уплотнений плотность монотонно растет, в местах разрежений — убывает. Среда разбивается на фрагменты. Такая неустойчивость называется гравитационной, или джинсовской. Неустойчивость Джинса и появление дисперсии у звуковых волн есть проявление коллективных свойств системы.

Рассмотрение Джинса на самом деле является некорректным, так как однородная стационарная самогравитирующая среда не может находиться в равновесии (при $\varphi_0 = \text{const}$ из (15.2.4) следует $\rho_0 = 0$). Строго говоря, уравнения (15.2.20), (15.2.21) справедливы лишь для возмущений с $\lambda \ll L$, где L — длина неоднородности системы, тогда как обычно $\lambda_J \sim L$. Поэтому строгий расчет критической длины должен явно учитывать неоднородность в системе. Вместе с тем физическая суть теории Джинса при этом не меняется: устойчивость (или неустойчивость) определяется игрой все тех же факторов — градиента давления и гравитации, так что критерий Джинса является важнейшим при рассмотрении устойчивости гравитационных систем (см. § 12).

3. Малые возмущения в бесстолкновительной системе. Волны звездной плотности

В сплошной среде сверхкритические возмущения коллапсируют — сжимаются под действием собственного тяготения, докритические — распространяются в виде волн благодаря упругости среды, обманной столкновениям. Как должны вести себя малые возмущения в бесстолкновительной звездной системе? Покажем, что в бесстолкновительной системе так же существует критическая длина Джинса и что сверхкритические возмущения

также коллапсируют, а докритические затухают (не распространяются в виде волн) из-за отсутствия упругости (нет столкновений). Во вращающихся звездных системах появляется упругость, обусловленная действием кориолисовых сил. Это приводит к тому, что во вращающихся звездных системах могут распространяться волны звездной плотности.

Рассмотрим звездную систему, вращающуюся с постоянной угловой скоростью $\Omega = \text{const}$. Исходной является система уравнений Больцмана (14.7.1) и Пуассона (14.3.6). В векторной форме она имеет вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \nabla f + \{ \nabla \varphi + 2[\vec{v} \vec{\Omega}] + [\vec{\Omega}[\vec{\Omega} R]] \} \cdot \vec{v} f = 0, \quad (15.3.1)$$

$$\Delta \varphi + 4\pi G \int f d\vec{v} \quad (15.3.2)$$

Невозмущенное состояние будем считать стационарным и однородным для функции f . Тогда оно описывается уравнениями, следующими из (15.3.1), (15.3.2):

$$\{ \nabla \varphi + [\vec{\Omega}[\vec{\Omega} R]] + 2[\vec{v} \vec{\Omega}] \} \cdot \vec{v} f_0 = 0, \quad (15.3.3)$$

$$\Delta \varphi_0 + 4\pi G \int f_0 d\vec{v} = 0. \quad (15.3.4)$$

Полагаем, что равновесие установлено благодаря равенству центробежной и гравитационной сил, т.е.

$$\nabla \varphi_0 + [\vec{\Omega}[\vec{\Omega} R]] = 0. \quad (15.3.5)$$

Из уравнения (15.3.3) с учетом (15.3.5) имеем

$$2[\vec{v} \vec{\Omega}] \cdot \nabla f_0 = 2\vec{\Omega} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \alpha} = 0, \quad (15.3.6)$$

где в пространстве скоростей мы перешли к цилиндрическим координатам v_1, α, v_2 , α — азимутальный угол, v_1, v_2 — компоненты скорости в плоскости, перпендикулярной оси вращения и вдоль нее соответственно. Решением (15.3.6) является

$$f_0 = f_0(v_1, v_2).$$

В качестве f_0 возьмем шварцшильдовское распределение следующего вида:

$$f_0 = \rho_0 (2\pi)^{-2} \sigma_z^{-2} \sigma_z^{-1} e^{-\frac{v_1^2}{2\sigma_z^2} - \frac{v_2^2}{2\sigma_z^2}}. \quad (15.3.7)$$

Из (15.3.7) видно, что f_0 нормирована на плотность ρ_0 :

$$\int_0^{2\pi} d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} dv_2 \int_0^{\infty} f_0 v_1 dv_1 = \rho_0. \quad (15.3.8)$$

Линеаризованная система уравнений (15.3.1), (15.3.2) имеет вид

$$\frac{\partial \tilde{f}}{\partial t} + \vec{v} \nabla \tilde{f} + 2[\vec{v} \vec{\Omega}] \cdot \nabla \tilde{f} + \nabla \tilde{\varphi} \cdot \nabla f_0 = 0, \quad (15.3.9)$$

$$\Delta \tilde{\varphi} + 4\pi G \int \tilde{f} d\vec{v} = 0. \quad (15.3.10)$$

Дальнейшая процедура получения дисперсионного уравнения сводится к применению преобразования Лапласа по времени и Фурье по координатам к уравнениям (15.3.9), (15.3.10). Преобразование Лапласа позволяет решить задачу об эволюции во времени начальных возмущений $\tilde{f}(R, \vec{v}, 0)$, $\tilde{\varphi}(R, 0)$.

Однако их асимптотическое поведение (которое собственно и представляет интерес, если отвлечься от переходных процессов в системе) вновь определяется дисперсионным уравнением. Подробности можно найти в оригинальных работах Линден-Белла (19626) и Марочника и Птицины (1968). Последнее получили дисперсионное уравнение в виде

$$\mu_1 \frac{k^2}{k_1} = 1 - \int_0^\infty e^{-|py + \frac{\mu_z}{2} y^2 + \mu_1(1 - \cos y)|} (\rho + \mu_z \mu y) dy, \quad (15.3.11)$$

где

$$\rho = -\frac{i\omega}{2\Omega}, \quad \mu_1 = \frac{k_1^2 \sigma_1^2}{4\Omega^2}, \quad \mu_z = \frac{k_z^2 \sigma_z^2}{4\Omega^2}, \quad (15.3.12)$$

$$k = k_1^2 + k_z^2, \quad \mu = 1 - \frac{\sigma_1^2}{\sigma_z^2}, \quad \omega_0^2 = 4\pi G \rho_0.$$

При $\mu_z \neq 0$ (15.3.11) справедливо во всей плоскости комплексного переменного ρ (или ω). При $\mu = 0$ (15.3.11) справедливо лишь для $\text{Re } \rho = \text{Im } \omega > 0$, т.е. для неустойчивых возмущений. Закон дисперсии для устойчивых возмущений получится аналитическим продолжением (15.3.11) при $\mu = 0$ в полуплоскость $\text{Re } \rho = \text{Im } \omega \leq 0$.

Рассмотрим случай $k = k_z$, $k_1 = 0$. Выполняя интегрирование в (15.3.11) при $\mu_1 = 0$, находим

$$\frac{k^2 \sigma_z^2}{\omega_0^2} = 1 - i\sqrt{\pi} \beta e^{-\beta^2} [1 + \Phi(i\beta)], \quad (15.3.13)$$

где $\beta = \frac{\omega}{\sqrt{2} k \sigma_z}$, $\Phi(i\beta)$ — интеграл вероятности. Дадим решение (15.3.13) в предельных случаях $|\beta| \ll 1$ и $|\beta| \gg 1$ (Марочник, 1968). При $|\beta| \ll 1$

$$\text{Re } \beta = 0, \quad \text{Im } \beta \approx \frac{\sqrt{\pi}}{4} - \sqrt{\frac{\pi}{16} + \frac{1}{2} \left(\frac{k^2}{k_{cr}^2} - 1 \right)}, \quad (15.3.14)$$

где

$$k_{cr}^2 = \frac{\omega_0^2}{\sigma_z^2}. \quad (15.3.15)$$

Легко видеть, что $\lambda_{cr} = 2\pi/k_{cr}$ при условии (15.3.15) совпадает с критической длиной Джинса λ_J для сплошной среды (15.2.21), если только изменить скорость звука на дисперсию скоростей звезд σ_z . Из (15.3.14) следует, что при $\lambda > \lambda_{cr}$ ($k < k_{cr}$) $\text{Im } \beta > 0$, т.е. неустойчивы сверхкритические возмущения. При $\lambda < \lambda_{cr}$ ($k > k_{cr}$) $\text{Im } \beta < 0$, т.е. докритические возмущения аperiodически затухают в отличие от случая сплошной среды, где они распространяются в виде звуковых волн. Это связано с тем, что в отсутствие столкновений частицы (звезды) покидают области случайно возникших докритических уплотнений. Очевидно, (15.3.14) описывает поведение возмущений вблизи границы устойчивости ($\text{Im } \beta = 0$).

При $|\beta| \gg 1$, $|\text{Im } \beta| \gg |\text{Re } \beta|$. Если $\text{Im } \beta > 0$, то

$$\frac{k^2 \sigma_z^2}{\omega_0^2} \approx -\frac{1}{2\beta^2} \left(1 + \frac{3}{4\beta^2} + \dots \right), \quad (15.3.16)$$

если же $\text{Im } \beta < 0$, то

$$\frac{k^2 \sigma_z^2}{\omega_0^2} \approx 2\sqrt{\pi} i \beta e^{-\beta^2}. \quad (15.3.17)$$

Если $|\beta| \gg 1$, $|\text{Re } \beta| \gg |\text{Im } \beta|$, то решений (15.3.13) не существует. Таким образом, вдали от границы устойчивости неустойчивые возмущения периодически растут, а устойчивые затухают с декрементом

$$\text{Im } \beta \approx \ln^2 \left(\frac{k^2 \sigma_z^2}{8G \rho_0 \pi^{3/2}} \right). \quad (15.3.18)$$

Результат о затухании докритических возмущений в бесстолкновительной гравитирующей системе получил Линден-Белл (19625), полагая, что f_0 есть максвелловская функция распределения; Марочник (1968) получил этот результат для произвольной функции распределения f_0 . Формулу для критической длины волны в этом случае нашли Максумов и Марочник (1965). Она имеет вид

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_{cr}} \right)^2 = k_{cr}^2 = \omega_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \frac{dv_z}{v_z - v_0} \int_0^{2\pi} v_1 dv_1 \int_0^\pi d\alpha, \quad (15.3.19)$$

где f_0 означает главное значение интеграла, v_0 — точка главного максимума функции f_0 . В случае $k = k_1$, $k_z = 0$ также существует критическая длина; ее можно найти из уравнения (Линден-Белл, 1962):

$$-\frac{k_{cr}^2}{k_1^2} \mu_1 + 1 - e^{-\mu_1} I_0(\mu_1) = 0, \quad (15.3.20)$$

где I_0 — функция Бесселя от мнимого аргумента нулевого порядка. При этом возмущения с $\lambda > \lambda_{cr}$ аperiodически нарастают (гравитационно неустойчивы). Возмущения с $\lambda < \lambda_{cr}$ распространяются в виде незатухающих волн звездной плотности (Линден-Белл, 19626; Марочник и Птицина, 1968). Характер их достаточно сложен (например, имеются "щели" в спектре — не все фазовые скорости могут реализоваться в системе).

Кроме гравитационной неустойчивости Джинса возможна специфическая неустойчивость, связанная своим происхождением анизотропией дисперсий скоростей (Ву, 1968); анизотропия дисперсий скоростей влияет на поведение возмущений (их критическую длину, фазовую скорость, инкремент неустойчивости) лишь при распространении под углом к оси вращения.

Дисперсионное уравнение (15.3.11), основанное на решении кинетического уравнения, не позволяет в силу своей сложности достаточно наглядно увидеть действие механизма, приводящего к возникновению волн плотности. Воспользуемся более простыми уравнениями бесстолкновительной звездной гидродинамики (14.8.20) — (14.8.23) и решим поставленную выше задачу в этом приближении. Используя уравнения (15.3.5) и линейную уравнения (14.8.20) — (14.8.23), найдем дисперсионное уравнение (Марочник, 1966)

$$\omega^4 - A\omega^2 + B = 0, \quad (15.3.21)$$

$$A = 3\sigma_z^2 k^2 \cos^2 \vartheta + 2\sigma_1^2 k^2 \sin^2 \vartheta + 4\Omega^2 - \omega_0^2,$$

$$B = 3\sigma_z^2 k^2 4\Omega^2 \cos^2 \vartheta + 5\sigma_1^2 \sigma_z^2 k^4 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta - \omega_0^2 \cos^2 \vartheta [\sin^2 \vartheta (2\sigma_z^2 + \sigma_1^2) k^2 + 4\Omega^2], \quad (15.3.22)$$

где ϑ — угол между вектором k и осью z . Как отмечалось в § 14, уравнения бесстолкновительной звездной гидродинамики справедливы лишь в плоскости $z = 0$. Полагая в (15.3.21), (15.3.22) $\vartheta = \pi/2$, находим:

$$\omega^2 = 4\Omega^2 - \omega_0^2 + 2\sigma_1^2 k^2. \quad (15.3.23)$$

Условие равновесия (15.3.5) в сочетании с уравнением (15.3.4) приводит к следующей связи между невозмущенными величинами:

$$2\Omega^2 = \omega_0^2. \quad (15.3.24)$$

Поэтому окончательно имеем

$$\omega^2 = 2\Omega^2 + 2k^2 \sigma_1^2. \quad (15.3.25)$$

Дисперсионное уравнение (15.3.25) описывает незатухающие волны звездной плотности, распространяющиеся в плоскости, перпендикулярной оси вращения. Они существуют и в "холодной" системе, где $\sigma_1 = 0$, и объяснены своим происхождением кориолисовому ускорению $2[\nu\Omega]$. Поэтому для их существования необходимо вращение. Именно по этой причине такие волны звездной плотности могут возбуждаться в спиральных галактиках, где вращение достаточно быстрое, и не могут возбуждаться в эллиптических и иррегулярных галактиках, где вращение или мало или вообще отсутствует.

§ 16. Релаксация

1. Проблема релаксации

Мы уже отмечали в § 7, что в своей классической формулировке проблема релаксации сводилась к тому, чтобы объяснить два факта: шварцшильдовский вид функции распределения пекулярных скоростей звезд и большую дисперсию скоростей старых звезд. Шварцшильдовское распределение могло, казалось бы, установиться лишь вследствие релаксационных процессов. В то же время звездно-звездные сближения в Галактике, как говорилось в § 14, практически отсутствуют. Поэтому проблема заключалась в том, чтобы найти механизм бесстолкновительной релаксации. Аналогично, большую дисперсию пекулярных скоростей старых звезд, казалось, естественно интерпретировать как рост дисперсии скоростей с течением времени, что также могло иметь место при наличии релаксационных механизмов, действующих в Галактике, несмотря на отсутствие звездно-звездных сближений.

Сейчас ясно, что на самом деле все сложнее. Функция распределения звезд по скоростям у разных галактических подсистем различна, часто она нешварцшильдовская, увеличение дисперсии пекулярных скоростей по мере перехода к более поздним спектральным классам помимо релаксации может объясняться и другими причинами. Как указывалось в § 5, 7, по-видимому, важную роль в формировании вида функции распределения скоростей звезд должны играть начальные условия образования той или иной галактической подсистемы.

Вместе с тем, несмотря на отсутствие звездно-звездных сближений, релаксационные процессы, т.е. процессы изменения распределения скоростей звезд, в Галактике, по-видимому, действовали и действуют. Поэтому реально наблюдаемые функции распределения пекулярных скоростей звезд различных населений устанавливаются скорее всего, вследствие комбинации различных процессов (см. § 7).

Каковы механизмы релаксации, которые могут действовать в Галактике на различных этапах ее эволюции? В первую очередь их следует искать во взаимодействиях звезд с межзвездным газом и со спиральной структурой. Их можно условно разделить на два типа: 1) релаксация звезд вследствие рассеяния на массивных облаках межзвездного газа (Спитцер и Шварцшильд, 1951; 1953) или спиральной структуре (Барбанис и Волчер, 1967; Джулиан, 1967; Марочник, 1970); 2) релаксация звезд вследствие гравитационной неустойчивости, в переменном гравитационном поле. На ранних этапах эволюции нашей звездной системы релаксация звезд первых поколений может происходить в гравитационном поле коллапсирующей газовой протогалактики. Этот процесс рассмотрел Линден-Белл (1967) и назвал его "бурной релаксацией". Линден-Белл (1967), Эгген и др. (1962), рассматривали "быстрый" коллапс протогалактики (см. § 5). Позднее и "быстрый" и "медленный" коллапс протогалактики в целом и реакцию на них звезд рассмотрели Исобе (1974), Йоши и Сайо (1979). На поздних этапах эволюции, когда все подсистемы уже сформировались, звезды могут релаксировать в переменном гравитационном поле коллапсирующих облаков межзвездного газа. Поскольку газа в Галактике к этому периоду остается уже немного, то процесс релаксации должен происходить спокойно (адиабатически).

2. Релаксация на облаках межзвездного газа

Случайные сближения звезд с гравитационно рассеивающими их объектами приводят к диффузии в пространстве скоростей. При этом кумулятивный эффект от множества небольших возмущений, вызванных далекими сближениями, больше, чем случайные большие отклонения от равновесной траектории звезды, обусловленные близкими сближениями.

Релаксацию звезд на облаках межзвездного газа рассмотрели Спитцер и Шварцшильд (1951, 1953). Отвлекаясь от действия на звезду регулярных сил и влияния неоднородности системы, они показали, что уравнение Больцмана (14.1.6) в одномерном случае (функция распределения f проинтегрирована по двум компонентам скорости) сводится к виду

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{\chi^2} \frac{\partial}{\partial \chi} \left(\chi \frac{\partial f}{\partial \chi} \right), \quad (16.2.1)$$

где $\chi = v/\sqrt{2}\sigma_c$,

$$\tau = t \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{G^2 M_c^2 n_c \Lambda}{\sigma_c^3}, \quad (16.2.2)$$

$$\Phi(v) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^v e^{-y^2} dy.$$

Облака считались точечными, функция распределения облаков предполагалась максвелловской с дисперсией σ_c , M_c — масса облака, n_c — объемная плотность облаков. Из (16.2.1) следует, что релаксация действительно носит характер диффузии в пространстве скоростей, причем характерное время этого процесса по порядку величины дается формулой, следующей из (16.2.2):

$$\tau_F \approx \frac{\sqrt{2}\sigma_c^3}{\pi G^2 M_c^2 n_c \Lambda}. \quad (16.2.3)$$

Как и следовало ожидать, (16.2.3) совпадает с формулой (14.2.2), если в последней заменить $M \rightarrow M_c$, $n \rightarrow n_c$, $\sigma \rightarrow \sigma_c$ (и положить $\beta = \sqrt{2}$). В действительности неточный характер облаков, учет конечности времени их жизни, эффектов слияния облаков, геометрии и т.п. крайне усложняет задачу. Однако для порядковых оценок величин τ_E все же можно пользоваться формулой (16.2.3).

Очевидно, оценка сильно зависит от масс облаков и дисперсии их случайных скоростей. Поскольку наиболее массивными являются, по-видимому, облака молекулярного водород, то оценим τ_E для них. Перейдем в (16.2.3) к естественным единицам:

$$\tau_E \approx 3,2 \cdot 10^{12} \left(\frac{v_c}{10 \text{ км/с}} \right)^3 \left(\frac{M_c}{M_\odot} \right)^{-2} \left(\frac{n_c}{1 \text{ пс}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{\Lambda}{7} \right)^{-1} \text{ лет.} \quad (16.2.4)$$

Согласно Лисцу и Бертону (1981), в кольце между 4 и 8 кпк от центра Галактики наблюдается приблизительно $N \approx 10^3$ облаков H_2 в слое высотой $z = 50$ пк. Отсюда находим объемную плотность облаков $n_c \approx 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ пк}^{-3}$ и $\Lambda \approx 7$. Если массы облаков заключены в интервале $10^4 < \frac{M}{M_\odot} < 10^6$, то

соответственно

$$2,3 \cdot 10^7 \text{ лет} < \tau_E < 2,3 \cdot 10^{11} \text{ лет.} \quad (16.2.5)$$

Очевидно, облака H_2 могут оказывать влияние на релаксацию звезд в этой области, если среднее значение $M_c^2 > 5 \cdot 10^5 M_\odot$. При этом $\tau_E < 10^{10}$ лет, если, конечно, количество межзвездного газа, собранного в облака, осталось неизменным на протяжении времени $t \approx \tau_E$.

Согласно (16.2.1), релаксация носит характер диффузии в пространстве скоростей. Это означает, что взаимодействие с облаками должно приводить к росту дисперсии скоростей звезд. Вместе с тем, рост дисперсии скоростей должен происходить вследствие стремления к равномерному распределению плотности кинетической энергии системы звезд и облаков. Отсюда ясно, что если сейчас такая релаксация и происходит, то она может быть эффективна лишь для низкоскоростных молодых звезд. Это можно усмотреть из простой оценки. Приравняв плотности кинетической энергии пекулярных движений звезд и облаков, находим, что верхнее значение дисперсии скоростей, которую могут приобрести звезды по причине релаксации на облаках с массой, например, $M_c \sim 10^6 M_\odot$ будет того же порядка, что и дисперсия скоростей облаков:

$$\frac{\sigma^2}{\sigma_c^2} \sim \frac{n_c M_c}{n M_\odot} \sim 1. \quad (16.2.6)$$

Поскольку облака H_2 низкоскоростные ($\sigma_c \approx 5 \div 10 \text{ км/с}$), то и "нагревать" на них (увеличивать свою дисперсию скоростей) могут лишь молодые звезды экстремально плоской подсистемы.

Таким образом, механизм Спитцера и Шварцшильда играет, возможно, какую-то роль в релаксации звезд экстремально плоской подсистемы, по крайней мере, в области $R = 4-6$ кпк. Напомним, что для молодых звезд окосолонечной окрестности нет серьезных оснований считать, что они находятся в состоянии статистического равновесия (§ 7). По-видимому, в действительности распределение молодых звезд в фазовом пространстве может определяться как начальными условиями их возникновения в межзвездном газе, так и влиянием молекулярных облаков.

Релаксация на массивных облаках газа могла быть существенной на ранних стадиях эволюции Галактики, когда в форме газа находилась значительная часть вещества (Гуревич, 1954).

Распадение звезд на неоднородностях, связанных со спиральной структурой Галактики, рассматривали Барбанис и Волтер (1967), Джулиан (1967). Выводы носят такой же "промежуточный характер", как и в случае действия механизма Спитцера и Шварцшильда (1951).

3. Релаксация в нестационарном гравитационном поле

Идея физического механизма, который может обуславливать бессточниковую релаксацию в нестационарном гравитационном поле, сводится к следующему. В нестационарной системе теорема вириала не выполняется. Однако Галактику (или протогалактику) можно считать системой консервативной. Поэтому, если в силу каких-либо причин с течением времени в системе растет гравитационное поле (абсолютная величина потенциальной энергии), то должны расти пекулярные скорости газа и звезд. Таким образом, в системе может расти дисперсия пекулярных скоростей звезд и устанавливаться некоторое распределение $f(t, R, u)$, определяемое характером нестационарности поля.

Один предельный случай такой релаксации соответствует уже упоминавшемуся исследованию Линден-Белла (1967).

Мы остановимся на втором предельном случае. Это релаксация звезд в переменном гравитационном поле коллапсирующих облаков межзвездного газа или вообще вследствие каких-либо локальных гравитационных неустойчивостей (Марочник, 1968, 1970).

1) *Механизм релаксации*. Пусть в первоначально равновесной звездной системе нарастают некоторые неустойчивые возмущения. Какова реакция звезд, проходящих через такое нарастающее во времени гравитационное поле? Возможны два варианта: либо за время прохождения звездной флуктуации гравитационного поля последняя увеличивается на конечную величину, либо — на бесконечно малую. В первом случае происходит резкое изменение орбит звезд, следовательно, пекулярных скоростей. Это неадиабатический процесс (в частности, "бурная релаксация" Линден-Белла).

Здесь рассмотрим обратный предельный случай, в котором увеличение амплитуды поля происходит адиабатически (медленно) по отношению к проходящим через флуктуации звездам. Это значит, что средняя скорость звезды на орбите медленно увеличивается с течением времени — звезда адиабатически "следит" за ростом амплитуды гравитационного поля. В этом случае в среднем по системе с течением времени адиабатически увеличивается дисперсия скоростей звезд — идет релаксация. Время τ_E увеличения дисперсии примерно в два раза (т.е. время релаксации) порядка γ^{-1} , где γ — инкремент неустойчивости соответствующих возмущений. Величина дисперсии σ_∞ , установившейся в стационарном (или квазистационарном) состоянии после остановки процесса неустойчивости, определяется результирующим значением амплитуды поля, достигнутым к моменту установления стационарного состояния. По порядку величины

$$\sigma_\infty^2 - \sigma_0^2 \approx 2\bar{\varphi}_\infty \approx 2\alpha G\bar{M}_\infty / \bar{I}_\infty, \quad (16.3.1)$$

где σ_0 — начальная дисперсия, $\bar{M}_\infty, \bar{I}_\infty, \bar{\varphi}_\infty$ — средние масса, размер и потенциал возмущений, соответствующие A_∞ — установившейся в стационарном состоянии амплитуде поля, α — доля общей массы подсистемы, сосредоточенная в возмущениях.

Рассмотренный процесс можно назвать *адиабатической релаксацией*.
 2) *Произвольное гравитационное поле*. Приведем расчет адиабатической релаксации для модели неограниченной невращающейся бесстолкновительной звездной системы, находящейся в гравитационном поле произвольного происхождения. Задача сводится к нахождению нелинейного эффекта влияния неустойчивых возмущений в системе на исходное невозмущенное состояние (фон). Подобная задача была решена в физике плазмы (впервые, по-видимому, Веленовым, Велиховым и Сагдеевым, 1962), где она носит название квазилинейной теории, основными идеями которой мы воспользуемся.

Звезды данной подсистемы описываются уравнением Больцмана без шосс-члена (14.3.5). Представим f и φ в виде

$$f = f_0(t, \vec{r}) + \tilde{f}(t, r, \vec{v}), \quad (16.3.2)$$

$$\varphi = \varphi_0(t, r) + \tilde{\varphi}(t, r), \quad (16.3.3)$$

где f_0, φ_0 — невозмущенные функции распределения и потенциал, медленно меняющиеся под влиянием возмущений; $\tilde{f}, \tilde{\varphi}$ — быстроосциллирующие в пространстве функции, описывающие малые возмущения ($|\tilde{\varphi}, \tilde{f}| \ll |\varphi_0, f_0|$).

Подставляя (16.3.2), (16.3.3) в (14.3.5), усредняя по пространству и ограничиваясь условием $\lambda \ll L$, где L — длина неоднородности, найдем (подробности можно найти у Марочника, 1968, 1970)

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \nabla \vec{v} \cdot \langle \nabla \tilde{\varphi} \tilde{f} \rangle = 0, \quad (16.3.4)$$

$$\frac{\partial \tilde{f}}{\partial t} + \vec{v} \nabla \tilde{f} + \nabla \tilde{\varphi} \nabla_{\vec{v}} f_0 = \nabla_{\vec{v}} \cdot (\nabla \tilde{\varphi} \tilde{f}) - \nabla \tilde{\varphi} \tilde{f}, \quad (16.3.5)$$

где учтено, что

$$\langle f \rangle = f_0, \quad \langle \varphi \rangle = \varphi_0, \quad \langle \tilde{f} \rangle = \langle \tilde{\varphi} \rangle = 0. \quad (16.3.6)$$

Правая часть (16.3.5) может быть отброшена, так как она имеет второй порядок малости по сравнению с левой частью (на самом деле, здесь есть ряд "математических тонкостей", обсуждение которых можно найти в оригинальных работах по квазилинейной теории). Условие, при котором такое пренебрежение возможно, дает область применимости полученных далее уравнений:

$$\gamma \ll |\omega' - k\sigma|, \quad (16.3.7)$$

где $\gamma = \text{Im } \omega$, $\omega' = \text{Re } \omega$, ω — частота колебаний, k — волновое число, σ — дисперсия скоростей звезд. Условие (16.3.7) означает, что нарастание возмущений должно быть адиабатически медленным: за время прохождения звездой расстояния, по порядку величины равного длине волны, амплитуда последней не должна меняться.

Асимптотически по времени решение уравнения (16.3.5) может быть записано в виде

$$\tilde{f} = \tilde{\varphi}_0 k \cdot \nabla_{\vec{v}} f_0(t, \vec{v}) (\omega - k\vec{v})^{-1} \exp i \left(k\vec{r} - \int_0^t \omega dt' \right), \quad (16.3.8)$$

где $\tilde{\varphi}_0$ — амплитуда $\tilde{\varphi}$.

Подставляя (16.3.3) в (16.3.4), найдем (индекс "0" опустим)

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v_i} D_{ij} \frac{\partial f}{\partial v_j}, \quad (16.3.9)$$

$$D_{ij} = 8\pi G \int dk \frac{k_i k_j}{k^2} \frac{\epsilon_k}{i(k \cdot \vec{v} - \omega)}, \quad (16.3.10)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = 2\gamma_k \epsilon_k. \quad (16.3.11)$$

Спектральная плотность модуля плотности гравитационной энергии возмущений ϵ_k равна

$$\epsilon_k = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{k^2 |\varphi_k(t)|}{64\pi^4 G V}, \quad (16.3.12)$$

где V — объем, по которому производится усреднение.

Из (16.3.9) — (16.3.11) следует ряд общих выводов:

1. Поскольку выражения (16.3.9) — (16.3.11) справедливы асимптотически по времени, то изменение невозмущенной функции распределения происходит только под влиянием неустойчивых возмущений с $\gamma_k > 0$.

2. Неустойчивые возмущения могут иметь произвольную природу, так как вид γ_k не конкретизирован. Для нахождения γ_k необходимо ставить конкретную самосогласованную задачу, решение которой даст для γ_k дисперсионное уравнение.

3. Под действием неустойчивых возмущений произвольной природы возникает термодинамическая необратимость: система стремится к стационарному состоянию с максимумом энтропии.

Умножая (16.3.9) на f и интегрируя, найдем

$$\frac{\partial}{\partial t} \int f^2 d\vec{v} = - \int D_{ij} \frac{\partial f}{\partial v_i} \frac{\partial f}{\partial v_j} d\vec{v}. \quad (16.3.13)$$

Так как $\gamma_k > 0$, то при $t \rightarrow \infty$ левая часть (16.3.13) стремится к нулю. Используя H -теорему Больцмана, найдем с учетом (16.3.9), (16.3.10)

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \int D_{ij} \frac{\partial f}{\partial v_i} \frac{\partial f}{\partial v_j} f^{-1} d\vec{v} > 0, \quad (16.3.14)$$

где S — энтропия.

4. В процессе релаксации растет дисперсия скоростей с течением времени. Умножая (16.3.9) на $v^2/2$ и интегрируя, с учетом (16.3.10), найдем

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \frac{v^2}{2} f d\vec{v} > 0. \quad (16.3.15)$$

5. В области малых скоростей (независимо от природы неустойчивых возмущений) под действием адиабатического механизма устанавливается максвелловское распределение (по данной координате). В области больших скоростей функция распределения должна располагаться выше максвелловской. Действительно, проинтегрируем предварительно (16.3.9) по v_x, v_y и обозначим

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t, \vec{v}) dv_x dv_y = f(t, v).$$

Разлагая (16.3.10) в ряд по v и ограничиваясь первым членом, находим асимптотическое по времени решение (16.3.9) в виде максвелловской функции

$$f \approx (4\pi\tau)^{-1/2} \exp(-v^2/4\tau), \quad (16.3.16)$$

где $\tau = \int_0^t D dt'$.

В области больших v величина D мала. Поэтому в правую часть (16.3.9) вместо f можно вставить $f(0, v) = f^0$. Интегрируя (16.3.9) по времени, получим

$$f(\infty, v) = f^0 + 8\pi G \int_{-\infty}^{\infty} dk (\epsilon_{\infty} - \epsilon_0) \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{\frac{\partial f^0}{\partial v}}{\gamma^2 + (\omega' - kv)^2} \right], \quad (16.3.17)$$

где $\epsilon_{\infty} = \epsilon(k, \infty)$, $\epsilon_0 = \epsilon(k, 0)$. Если f^0 — максвелловская функция, то $f(\infty, v)$ в области больших v пройдет выше f^0 .

Устанавливающееся под действием адиабатического механизма распределение с вышеупомянутыми свойствами по-видимому, не противоречит наблюдениям (Шацова, 1965).

До сих пор предполагалось, что за характерное время звезда проходит большое число флуктуаций ($\lambda \ll L$), по которым производилось усреднение.

Неустойчивость в другом предельном случае $\lambda \sim L$, по-существу означает, что система сжимается как целое. Если сжатие адиабатично (в указанном раньше смысле) по отношению к звезде, совершающей финитное движение в поле системы, то сохраняется адиабатический инвариант:

$$J = 1/2\pi \oint p dq, \quad (16.3.18)$$

где p, q — обобщенные импульс и координата, \oint — означает интегрирование по полному изменению координаты q . В частности, движение звезды по z -координате есть колебания около галактической плоскости. Очевидно, в этом случае адиабатический инвариант J есть

$$J = \bar{v}_z^2 / \omega_z, \quad (16.3.18a)$$

где \bar{v}_z — усредненная за период z -составляющая скорости звезды, ω_z — собственная частота ее колебаний. Адиабатическая инвариантность (16.3.18a) означает, что при медленном изменении поля системы (частоты колебаний) \bar{v}_z^2 меняется пропорционально собственной частоте, так что с уменьшением гравитационной энергии при сжатии кинетическая энергия звезд растет. Итак, при адиабатическом нарастании гравитационного поля возмущений происходит увеличение дисперсии скоростей звезд — идет релаксация.

СПИРАЛЬНАЯ СТРУКТУРА

§ 17. Проблема спиральной структуры

Загадка спиральной структуры галактик интригует исследователей более полувека. Она является объектом острых дискуссий, вызывая к жизни смелые гипотезы, а иногда и радикальные идеи, затрагивающие фундаментальнейшие основы физической картины мира. В 1928 г. необычайность феномена спиральной структуры заставила Джинса написать: "Каждая неудача при попытках понять происхождение спиральных ветвей делает все более и более трудным делом противостоять подозрению, что в спиральных туманностях действуют совершенно неизвестные нам силы, быть может, отражающие новые и неожиданные метрические свойства пространства.

Предположение, которое действительно возникает, состоит в том, что центры туманностей имеют характер "сингулярных точек". В этих точках материя втекает в наш мир из некоторого иного и совершенно постороннего пространства. Тем самым обитателю нашего мира сингулярные точки представляются местами, где непрерывно рождается материя." (Джинс, 1928). Воронцов-Вельяминов (1964) пришел к выводу, что все наблюдаемое многообразие структурных особенностей галактик не может быть объяснено на основе гравитационных, электромагнитных и других известных взаимодействий. Хойл не исключал возможности образования спиральных ветвей в результате рождения материи в ядрах галактик и последующего истечения ее из центра. С попыткой решения проблемы спиральной структуры связаны работы Гейзенберга и Вейцеккера (1948), Чандрасекара и Ферми (1953). В последние годы, когда мы значительно продвинулись в понимании процессов, происходящих в звездных системах, когда обнаружилось возможности объяснения образования и существования спиралей, связанные с физическими свойствами таких систем, ситуация в целом еще не до конца ясна и оставляет простор для неортодоксальных гипотез. Тем не менее интенсивно развиваемые в последние годы теоретические исследования физических свойств звездных систем позволяют оптимистически смотреть на возможность объяснения феномена спиральности галактик в рамках известных физических законов.

Оказывается, принципиальные трудности теории разрешаются, если учесть возможность коллективных возбуждений в звездных системах. Здесь в первую очередь имеется в виду свойство вращающихся дискообразных галактических, заключающееся в возможности существования в последних спиральных волн звездной плотности.

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

1. Наблюдательные данные о строении спиральных галактик

О Галактике во многом мы судим по строению других спиральных галактик. Поэтому настоящий раздел мы начинаем с краткой сводки наблюдательных данных, относящихся к внешним галактикам.

1) *Морфология и физические свойства спиральных галактик.* Крупномасштабная картина распределения яркости большинства наблюдаемых спиральных галактик имеет много общих черт. Это позволяет построить некоторую морфологическую классификацию, группирующую галактики на основе видимых (оптических) признаков. Первой классификацией такого рода явилась хорошо известная последовательность Хаббла (1936), сохраняющая центральное значение вплоть до наших дней (рис. 77). Эта последовательность разбивает все галактики на три больших типа — тип E, тип S и тип SB. Первый включает в себя сферические и эллиптические галактики, второй — так называемые нормальные спирали, третий — спирали с центральной перемычкой (баром). Второй и третий типы разбиты на три подтипа: Sa, Sb, Sc и SBa, SBb, SBc, соответствующие переходу от сильно закрученных спиралей (закрытых) к слабо закрученным (открытым).

Эта простая классификация является очень удобной во многих отношениях. Главное ее достоинство, благодаря которому она сохраняет и сейчас свое значение, состоит, по-видимому, в том, что в большинстве случаев она отражает не только видимые черты галактик, но в значительной мере и их физические свойства.

Широко используется классификация, предложенная Вокулером (1962) (рис. 78). Она также построена на основе видимых (оптических) признаков и по сравнению с хаббловской классификацией более детально учитывает различия в картине спиральных узоров галактик. Используются и другие классификации (см., например, Унзольд, 1974; Сандидж, 1975).

Говоря о видимых особенностях глобальной структуры, которые как у Хаббла, так и у Вокулера классифицированы как разные типы спиралей (и колец), следует иметь в виду, что существует ряд галактик с регулярной крупномасштабной структурой, которая имеет мало общего со спиральной. Воронцовым-Вельяминовым (1964), например, приведено значительное число галактик такого типа, не укладывающихся в рамки известных морфологических классификаций. Рольфс (1980) приводит таблицу данных о встречаемости различных типов галактик (см. таблицу 23). Как видим, спиральных галактик ~ 70%, т.е. больше всего. Следовательно, это обычное свойство галактик и теория должна объяснить его.

2) *Связь между видимым узором и физическими свойствами галактик.* Во многих случаях удается выявить зависимость характера спирального узора, а именно степень закрученности спиральных ветвей (основа хаббловской классификации) и их мощность, от глобального распределения массы в галактике. Так, Sa-галактики, характеризующиеся сильно закрученными спиральными, имеют, как правило, сильную концентрацию массы к центру. Здесь подавляющая часть общей массы находится в централь-

Таблица 23. Частота встречаемости галактик различных типов

Тип	E	S0	SBO	Sa	Sb	Sc	SBa	SBb	SBc	Ir
Относительное число (%)	14	9	4	8	18	33	3	6	2	3

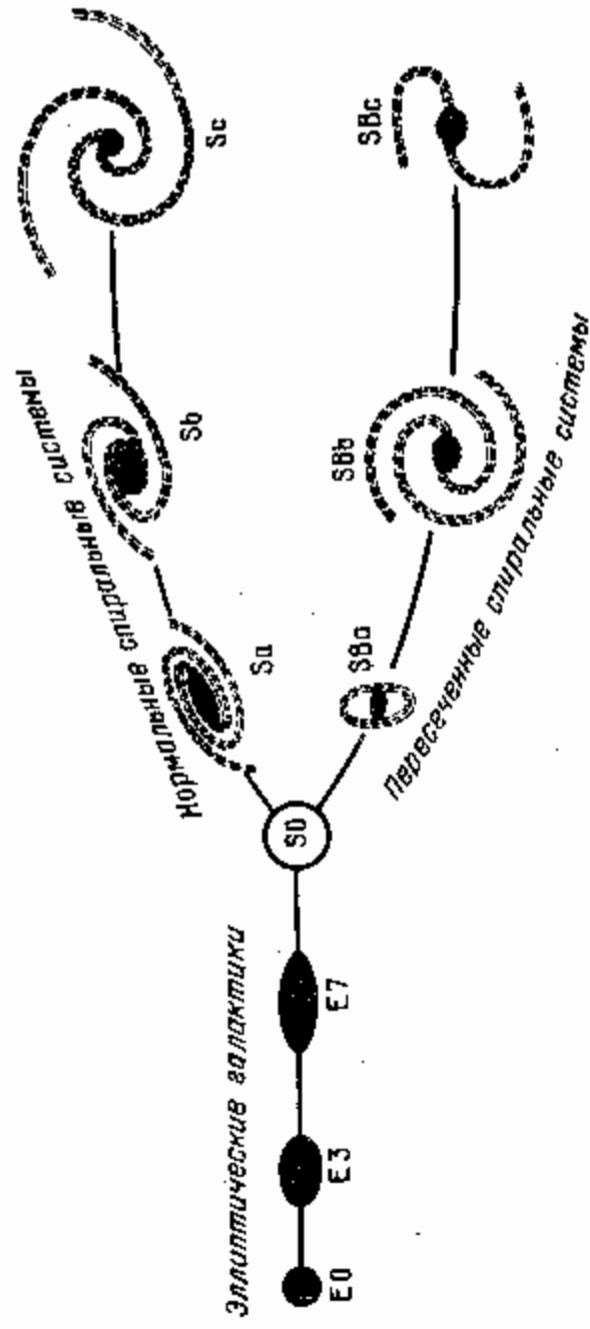


Рис. 77. "Камертонная диаграмма" Хаббла.

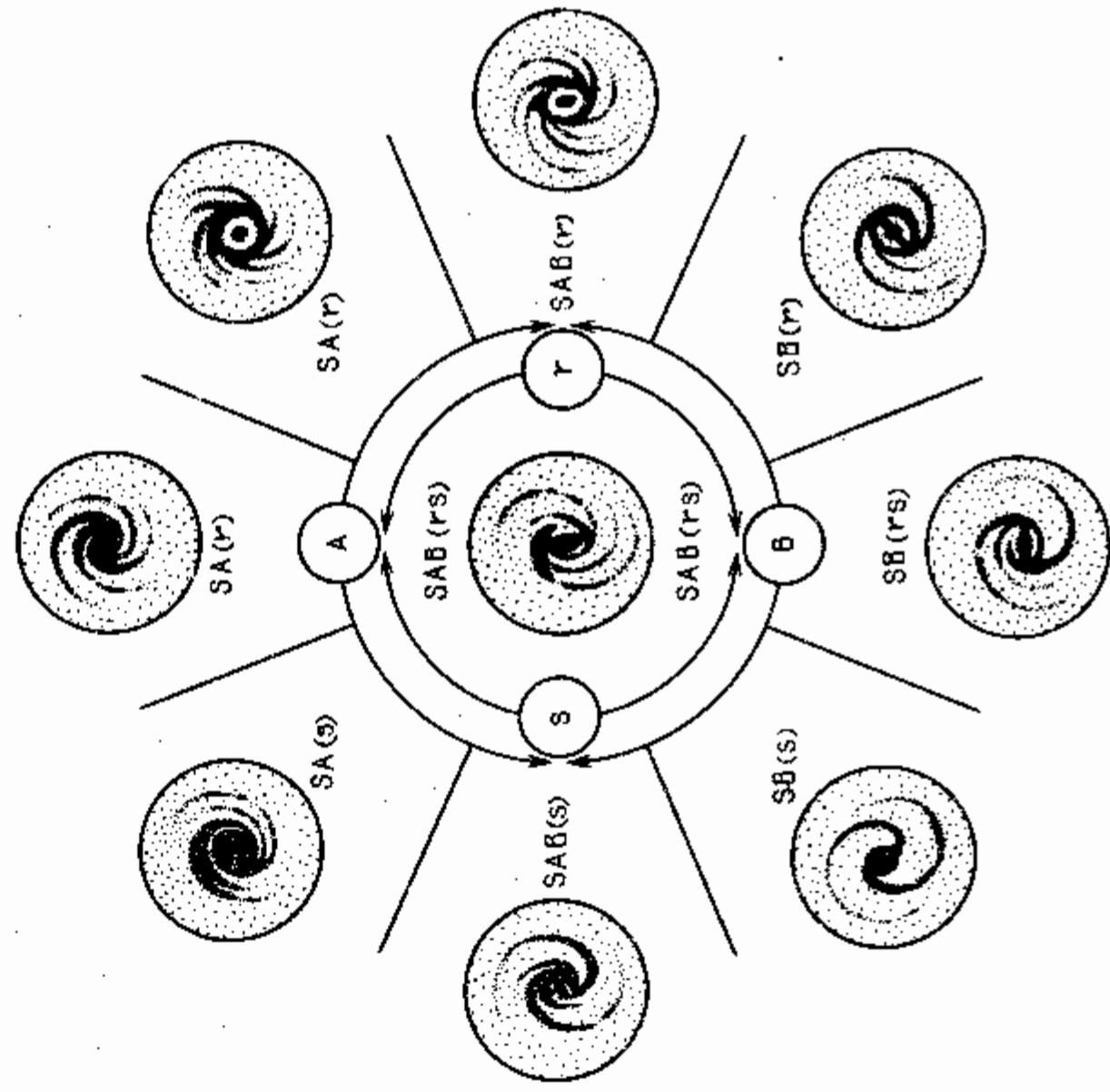


Рис. 78. Классификация спиральных галактик по Вокулеру (1962).

ной области и образует внутреннее гало и балдж. Сильная концентрация массы к центру в Sa-галактиках связана с мощной сферической подсистемой, звезды которой обладают большой дисперсией скоростей и имеют малое систематическое (вращательное) движение. Переход к более открытым спиральям, т.е. от Sa к Sb, Sc сопровождается уменьшением роли центрального тела. Спирали типа Sc имеют значительно меньшую концентрацию массы к центру. В их динамике значительную роль играет плоская подсистема. Для этой подсистемы важна роль вращения; дисперсия же скоростей звезд мала.

Ван ден Берг (1970) привлек внимание к тому факту, что, как правило, сверхгигантские галактики имеют протяженную мощную, хорошо развитую спиральную структуру. Нормальные галактики обычно имеют лишь рудиментарную структуру. И, наконец, карликовые галактики позднего типа вообще не имеют спиральной структуры. Таким образом, между массой галактики и мощностью ее спиральной структуры имеется вполне определенная связь.

Корменди и Норман (1979) специально исследовали вопрос, в каких случаях галактика имеет правильную, регулярную спиральную структуру. Проанализировав выборку из 54 галактик с такой структурой, они сделали вывод, что она реализуется или когда имеется центральная перемычка (бар) (25 галактик), или, если нет бара, когда галактика вращается почти твердотельно (21 галактика), или когда у галактики есть близкий спутник (8 галактик). Этот результат важен в связи с вопросом о природе спиральной структуры.

3) *Закручивающиеся и раскручивающиеся спирали.* В проблеме спиральной структуры важным является вопрос о направлении закрученности спиральных ветвей. Являются ли спиральные ветви закручивающимися, т.е. раскручиваются они против направления вращения, или они раскручиваются в направлении вращения, т.е. являются раскручивающимися? Паша и Смирнов (1982) проанализировали большую выборку спиральных галактик и показали, что почти все из них имеют закручивающиеся ветви; но у некоторых, возможно, ветви раскручиваются. Ряд теоретических соображений в пользу преимущественности закручивающихся ветвей привел Лин (1975). Воронцов-Вельяминов (1964) обнаружил так называемые γ -формы: в ряде галактик наблюдается сосуществование спиральных ветвей противоположной закрутки, которые, пересекаясь, образуют структуру, внешне напоминающую букву γ . Исходя из того, что вероятность существования в галактике подсистем, вращающихся в противоположные стороны, весьма мала. Воронцов-Вельяминов пришел к выводу, что спирали в галактике в принципе могут быть как закручивающиеся, так и раскручивающиеся, а в γ -формах мы наблюдаем их сосуществование. К этому же результату он пришел, анализируя структуру тесных пар спиральных галактик (Воронцов-Вельяминов, 1968).

4) *Физический состав и свойства спиральных ветвей.* Когда спиральная структура внешних галактик наблюдается в оптическом диапазоне, мы видим в первую очередь распределение яркости, которое, вообще говоря, не отражает общего распределения массы. Высокая светимость спиральных ветвей обусловлена тем, что в них концентрируются наиболее яркие объекты галактики — гигантские звезды ранних спектральных классов OB и скопления облаков ионизованного водорода HII, имеющих высокую светимость в линиях эмиссии.

В некоторых галактиках удалось наблюдать спиральную структуру по звездам более поздних спектральных классов, принадлежащих к более старому населению диска. Это явление было обнаружено Цвикки (1957)

в галактике M51, в которой существуют мощные спиральные ветви желтых звезд. Позднее аналогичную картину удалось выявить для некоторых других галактик (Швейцер, 1976).

Данные о составе спиральных ветвей говорят о том, что в оптическом диапазоне существуют в основном четыре типа индикаторов спиральной структуры: а) HII-области, б) полосы пыли (облака поглощающей материи), в) голубые сверхгиганты (с некоторой примесью красных сверхгигантов) и г) неглубокие звезды. Морган (1970) привлек внимание к тому, что каждый из четырех типов индикаторов по-разному определяет строение спиральных ветвей. Он отмечает, что HII-области определяют сегменты рукава, являющиеся узкими, заметно иррегулярными по форме образованиями. Рукава, вырисовывающиеся по пылевым дорожкам, также узки, но довольно регулярны в внутренних областях спиральных ветвей. Часто картина, определяемая по пыли, совпадает с получаемой по HII-областям. Голубые сверхгиганты образуют спиралеподобные сегменты, форма которых определена менее резко, чем объектами а) и б). Наиболее гладкий и правильный вид имеют спиральные ветви по "неглубоким звездам" во внутренних частях галактики. Локальная ширина ветви также различна для разных объектов: она увеличивается от HII-областей (наиболее узкие ветви) к "неглубоким звездам" (самые широкие). Часто указанные индикаторы дают совершенно разную картину спиральной структуры во внешних и внутренних областях галактики. Так, в M 38 во внутренней области имеются две главные спиральные ветви звезд: во внешней области структура является сложной, многорукавной и в значительной степени не зависит от двух главных рукавов (Морган, 1970).

Замечательным является существенно различное пространственное расположение молодых и более старых объектов (Цвикки, 1957). Соответствующие ветви оказываются заметно смещенными друг относительно друга по азимуту. Это обстоятельство должно играть важную роль в теории происхождения спиральных ветвей, в попытках объяснить явление спиральной структуры.

Поскольку спиральная структура и во внешних галактиках наблюдается как область повышенной концентрации ярких молодых объектов и газа, то складывалось впечатление, что она является в каком-то смысле эфемерной, обусловленной не всем звездным диском галактики, а только газом и этими немногочисленными молодыми звездами. Однако исследование последних лет изменили это представление. "Анализ цвета рукавов показывает, что после вычитания вклада от осесимметричного диска остающийся свет есть смесь, состоящая на 20—45% из вклада старого диска и 80—55% — молодого населения I. Этот смешанный свет и широкий синусоидальный профиль яркости, по-видимому, указывает, что диск на самом деле не осесимметричен, но имеет волны, которые дают вклад в амплитуду от 10 до 20% от среднего диска" (Швейцер, 1975). Таким образом оказалось, что спиральная структура представляет собой существенные отклонения в распределении плотности основного диска галактики от осевой симметрии; в отличие от "визуальных" спиралей молодых звезд и газа, эту структуру можно назвать "фундаментальной", так как именно с возмущениями плотности диска связаны возмущения гравитационного поля галактики в целом. При этом молодое население I и газ являются лишь индикаторами гравитационного поля, не давая в него практически никакого вклада.

Характер спиральных ветвей, образуемых звездами диска, существенно отличается от "визуальных" спиральных ветвей молодого населения I. Если последние представляют из себя яркие полосы, так что профиль

яркости, например, в радиальном направлении имеет вид всплесков, разделенных широкой областью пониженной светимости, то профиль яркости "фундаментальных" ветвей оказывается значительно более гладким, близким к синусоидальному (Швейцер, 1975; 1976).

По-видимому, впервые существование мощных гладких спиральных ветвей, образованных предположительно более старым населением диска, было обнаружено Цвикки (1957) в галактике M 51. Цвикки полагал, что рукава "старых" звезд в галактике M 51 имеют красный цвет, в то время как "молодые" звезды образуют рукава зелено-голубого цвета. Однако Симкин и Уэст (см. Швейцер, 1975) определяли спектр рукавов в M 51 и нашли, что на самом деле спектр "зелено-голубых" рукавов есть F0, а "красные" рукава дают спектр F8, т.е. они вовсе не являются "красными", а похожи по спектру на остальной диск. Это свидетельствует о том, что спектр "красных" рукавов обусловлен гигантами, т.е. более старым населением диска, а не сверхгигантами, т.е. молодым населением (Швейцер, 1975).

Существование "фундаментальной" спиральной структуры, т.е. заметных отклонений плотности и гравитационного поля от осевой симметрии, должно приводить к появлению систематических некруговых движений. По-видимому, такие движения были действительно обнаружены в M 31 (Рубин и др., 1975), в M 51 и NGC 2903 (Симкин, 1975). Они скорее всего являются малыми отклонениями от круговых; например, в M 51 они в основном не превышают 20 км/с (Тулли, 1974). Такие же движения найдены и в нашей Галактике (см. § 21).

В 70-х годах спиральную структуру в ближайших галактиках удалось наблюдать также в радиодиапазоне, в непрерывном спектре (синхротронное излучение). Повышенная напряженность магнитного поля и концентрация космических лучей в спиральных ветвях должны приводить к усиленному синхротронному излучению из области ветвей (подробнее см. § 21), так что карта интенсивности такого излучения должна обрисовывать спиральные ветви. Это действительно было обнаружено в галактике M 51, причем удалось показать, что всплески интенсивности совпадают с пылевыми дорожками, проходящими по внутреннему краю спиральных ветвей (Мэтьюсон и др., 1972). В галактике M 33 спиральных ветвей в тепловом радиоизлучении не было найдено (ван дер Круит и др., 1973), в галактиках M 81 и M 101 "радиоветви" оказались очень слабыми (ван дер Круит и др., 1973; Израэль и др., 1975), намного слабее, чем в M 51. Слабые "радиоветви" были найдены у ряда других галактик. Особенно интересна галактика NGC 4258, в которой две мощные "радиоветви" совершенно не совпадают с оптическими рукавами — в отличие от других упомянутых галактик (ван дер Круит и др., 1972). Подробный обзор наблюдений спиральных галактик в радиодиапазоне можно найти у ван дер Круита и Аллена (1976).

Наблюдательные данные, относящиеся к спиральной структуре нашей Галактики изложены в § 21.

2. Проблемы и идеи в теории спиральной структуры

Главной задачей теории спиральной структуры является объяснение следующих моментов: 1) почему некоторые галактики имеют отчетливо выраженный спиральный узор, простирающийся по всему диску галактики и 2) почему этот узор существует на протяжении многих оборотов галактики, несмотря на разрушающее действие дифференциального вращения?

Эту проблему прекрасно сформулировал Оорт (1962). "В системах с сильным дифференциальным вращением, какое наблюдается во всех спиральных галактиках без перемычек, спиральные черты совершенно естественны. Любая структурная неоднородность, вероятно, закрутится, образуя часть спирали. Но не это явление мы должны рассмотреть. Мы должны объяснить спиральную структуру, охватывающую всю галактику от ее ядра до самой внешней части и состоящую из двух рукавов, выходящих из двух диаметрально противоположных точек. Хотя эта структура часто бывает безнадёжно иррегулярна и клочковата, общая картина крупномасштабного явления может быть прослежена во многих галактиках." Последний этап развития исследований спиральной структуры добавил к указанным выше вопросам по крайней мере еще три фундаментальных факта, которые должна объяснить теория: 3) существование спиральной структуры поля скоростей звезд и газа; 4) существование спиральной структуры по старому населению диска; 5) градиент возраста объектов поперек спиральных рукавов.

Первую часть проблемы, т.е. вопрос (1), иногда называют проблемой существования глобальной структуры, вторую часть — вопрос (2) — проблемой "выживания" или поддержания ее в стационарном или квазистационарном виде.

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

На решение упомянутой трудности в проблеме спиральной структуры было потрачено много усилий. Предлагались различные варианты стабилизации спиральных ветвей против разрушающего действия дифференциального вращения. Например, систематические движения звезд вдоль рукавов (описание действия такого механизма можно найти в книге Рольфа, 1980). Другим стабилизирующим фактором долгое время считали магнитное поле, локализованное в спиральных рукавах. Этот подход в целом не оправдал себя, хотя и сейчас есть сторонники "магнитной" теории спиральной структуры (см., например, Пиддингтон, 1978).

Трудности с решением проблемы стабилизации спиральных ветвей вызвали к жизни многочисленные гипотезы, в которых спиральная структура рассматривается как преходящее явление, когда спиральные ветви постоянно уничтожаются дифференциальным вращением и вновь возрождаются, причем сами ветви представляют собой лишь короткоживущие области интенсивного звездообразования. Эту идею, по-видимому, впервые детально рассмотрели Голдрейх и Линден-Белл (1965), она лежит в основе гипотез Яанисте, Саара (1976), Геролы и Сейдена (1979). Развивалась также гипотеза о том, что спиральные рукава образуются при выбросе газа из центра галактик (см., например, Шмидт-Калер, 1975, 1979).

Однако только волновая теория, несмотря на имеющиеся в ней трудности, одновременно объяснила все указанные выше факты, причем последние три из них были сначала предсказаны ею, и уже потом обнаружены.

Волновая теория спиральной структуры на протяжении многих лет развивалась Линдбладом (1941, 1942, 1963), которому принадлежит и сама идея о спиральных волнах плотности в Галактике. Однако его работы не получили широкого признания. Главная причина этого, по-видимому, состоит в том, что его теорию, построенную в терминах орбит и привлекающую множество предположений и приближений, трудно проследить в деталях. Но, пожалуй, для астрономов было более важно, что Линдблад настаивал на раскручивающихся спиралях, что противоречило общепринятому мнению.

Новый этап в понимании природы спиральной структуры связан, как уже упоминалось, с работами Лина и Шу (1964, 1966), которые показали, что коллективные движения в самогравитирующем дифференциально вращающемся диске, состоящем из звезд и газа, могут распространяться в виде твердоотельно вращающихся спиральных волн плотности. Уже Линден-Беллу (19626) было известно, что во вращающихся бесстолкновительных самогравитирующих звездных системах в плоскости, перпендикулярной оси вращения, могут распространяться волны звездной плотности. Но это были плоские волны и, хотя природа их та же, что и природа спиральных волн Лина и Шу (волн, распространяющихся, благодаря упругости, связанной с действием кориолисовых сил), лишь последние сыграли свою роль в решении проблемы спиральной структуры.

Сейчас волновая природа глобальной спиральной структуры галактик практически не вызывает сомнений. Теория волн плотности за два десятилетия своего развития сделала огромные успехи. При этом, естественно в ней возникло множество своих проблем, ко многим из которых, как будет видно из дальнейшего, пока не видно даже подступов. До сих пор нет полной ясности в вопросах об источниках и стоках энергии волн плотности, механизмах их возбуждения и поддержания в течение длительного времени, природе локальных отклонений от глобального спирального узора. Это совсем не полный перечень остающихся неясными проблем (см. далее). Очень ярко по этому поводу высказался Тоомре (1977), написавший, что "старая загадка спиральных рукавов продолжает насмехаться над теоретиками. Чем больше они думают, что объясняют ее, тем больше упрямятся оставшиеся проблемы. Правда, сейчас чувство неудовлетворенности кажется наибольшим, по-видимому, именно в той части предмета, которая продвинулась наиболее внушительно в течение последнего десятилетия. Речь идет об идее Линдблада и Лина о том, что большие биссимметричные спиральные узоры, такие как в M 51 и M 81, есть в основе своей волны сжатия, ощущаемые особенно сильно газом в дисках таких галактик. Недавние наблюдения оставляют мало сомнений в том, что такие спиральные "волны плотности" действительно существуют и являются общим явлением, но никто пока не знает почему". К этой цитате, быть может, стоит добавить один из эпиграфов, которыми Тоомре (1977) начинает свою статью — слова, принадлежащие Фейнману (1963): "Между прочим, если Вы ищите хорошую проблему..."

После первых работ Лина и Шу (1964, 1966) следующий шаг в развитии теории волн плотности был сделан в работах Калнайса (1965, 1970), Лина и др. (1969), Тоомре (1969), Марочника и Сучкова (1969а), Контопулоса (1970) и др. авторов. В это же время от нее ответвилось новое чрезвычайно плодотворное направление — теория галактических ударных волн (ГУВ). Протекание межзвездного газа через звездную волну плотности должно приводить к сильному сжатию газа и образованию глобальной, простирающейся по всему диску так же, как волны плотности, галактической ударной волны, наблюдательным проявлением которой являются

темные пылевые полосы на ее фронте, усиленное звездообразование в ней, усиленное синхротронное излучение из области фронта и т.д. (см. § 21). Эта совершенно новая область физики межзвездной среды, возникшая на "гребне" теории волн плотности, была заложена в работах Фуджимото (1968), Робертса (1969), Пикельнера (1970) и др. авторов.

С начала 70-х годов теория волн плотности, как упоминалось, достигла новых серьезных успехов, несмотря на множество оставшихся и вновь возникших в ней проблем. Однако это предмет дальнейшего изложения.

3. Волны плотности в модели бесконечно тонкого диска. Элементарная теория

1) *Уравнения для малых возмущений.* Идея Лина и Шу (1964) заключалась в том, что спиральные волны плотности (если они существуют, что нам еще предстоит показать) в первом приближении можно рассматривать как малые возмущения основного осесимметричного состояния галактики. Основанием для этого предположения служит уже не раз упоминавшееся обстоятельство, согласно которому видимые, например, в оптическом диапазоне спиральные рукава на самом деле динамически "невесомы", так как масса их мала по сравнению с массой, определяющей кривую вращения, а их заметное свечение обусловлено тем, что в них концентрируются яркие молодые объекты.

Для того чтобы рассматривать малые возмущения, необходимо иметь модель основного осесимметричного состояния Галактики. Наша Галактика так же, как и другие спиральные галактики, является крайне сложным организмом, состоящим из гинетически и динамически связанных друг с другом подсистем. Построение адекватной модели такой системы — непростая задача (§ 11).

Вместе с тем, мы увидим далее, что определяющий вклад в волны плотности дает лишь подсистема, которую можно было бы назвать активным диском. Ее масса, как показывают исследования окрестности Солнца, значительно меньше общей массы диска Галактики (см. § 21.7). Это означает, что из условий равновесия, определяющих основное состояние системы, параметры активного диска практически выпадают, и могут, в частности, задаваться из наблюдений, если, конечно, такие данные имеются.

Другой, с нашей точки зрения менее адекватный подход заключается в том, чтобы моделировать систему бесконечно тонким диском с поверхностной плотностью, равной полной проективной плотности галактики. Именно таким путем пошли Лин и др. (1969), использовав модель Галактики по Шмидту (1965). В получающейся модели бесконечно тонкого диска кривая вращения $\Omega(R)$ и поверхностная плотность диска $\mu(R)$, конечно, связаны. Марочник и Сучков (1981) назвали такую модель "микромастером". Этот термин заимствован из космологии, где он означает "перемешанный мир" (см., Мизнер и др., 1977). Здесь он используется, чтобы подчеркнуть то обстоятельство, что в подходе Лина и др. (1969) все подсистемы "перемешаны" и "спрессованы" в один бесконечно тонкий диск, характеристики которого являются в каком-то смысле усредненными по этим подсистемам.

С чисто математической точки зрения равновесное состояние бесконечно тонкого самогравитирующего дифференциально вращающегося диска исследовалось многими авторами (см. Рольфс, 1980). Поляченко и Фридман (1981) нашли условия, при которых диск можно считать бесконечно тонким, рассматривая неустойчивые возмущения в нем.

Рассмотрим малые возмущения в бесконечно тонком диске. Поскольку дисперсия скоростей звезд мала по сравнению с линейной скоростью вращения, то можно воспользоваться бесстолкновительной звездной гидродинамикой. Мы поступим еще проще — в качестве исходных возьмем уравнения обычной гидродинамики, которые отличаются от уравнений бесстолкновительной гидродинамики лишь тем, что тензор дисперсии скоростей изотропен, т.е.

$$P_{ij} = p \delta_{ij},$$

где p — скалярное давление (см. § 14). Гидродинамическое описание быстровращающихся систем, как говорилось в гл. V, справедливо, когда размер эписцикла мал по сравнению с характерным размером задачи. В случае малых возмущений гидродинамический подход будет справедлив для пространственных масштабов λ и временных τ таких, что

$$\tau > \kappa^{-1}, \quad \lambda > \frac{2a}{\kappa}, \quad (17.3.1)$$

где σ — дисперсия скоростей звезд. В (17.3.1) справа стоит величина, равная среднему диаметру эписцикла.

В векторной форме исходная система уравнений есть

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho V) = 0, \quad (17.3.2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V \nabla) V = \nabla(\varphi + \psi_0 - \bar{h}), \quad (17.3.3)$$

$$\Delta \psi_0 = -4\pi G \rho_0, \quad (17.3.4)$$

$$\Delta \varphi = -4\pi G \rho, \quad (17.3.5)$$

где \bar{h} — энтальпия, ψ_0 — гравитационный потенциал той части массы, которая не участвует в возмущениях, ρ_0 — ее плотность, φ и ρ — гравитационный потенциал и плотность той части массы, которая подвержена возмущениям.

Далее следуя Лину и Лау (1979), преобразуем (17.3.2) к виду

$$\frac{d}{dt} \ln \rho + \operatorname{div} V = 0. \quad (17.3.6)$$

Вводя энтальпию $\bar{h} = \int \frac{dp}{\rho}$, находим

$$\frac{1}{c_s^2} \frac{d\bar{h}}{dt} + \operatorname{div} V = 0, \quad (17.3.7)$$

где скорость звука c_s^2 равна

$$c_s^2 = \rho \frac{d\bar{h}}{d\rho}.$$

Введем цилиндрические координаты R, ϑ, z и компоненты гидродинамической скорости V в этих же координатах $V_R(R, \vartheta, t)$ и $V_\vartheta(R, \vartheta, t)$ в R и ϑ — направлениях соответственно. Поскольку будет рассматриваться бесконечно тонкий диск, то введем поверхностную плотность $\mu(R, \vartheta, t)$.

Расписав (17.3.2) — (17.3.5) в компонентах, находим

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \mu V_R) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\mu V_\vartheta) = 0, \quad (17.3.9)$$

$$\frac{\partial V_R}{\partial t} + V_R \frac{\partial V_R}{\partial R} + \frac{V_\vartheta}{R} \frac{\partial V_R}{\partial \vartheta} - \frac{V_\vartheta^2}{R} = \frac{\partial}{\partial R} (\varphi + \psi_0 - \bar{h}), \quad (17.3.10)$$

$$\frac{\partial V_\vartheta}{\partial t} + V_R \frac{\partial V_\vartheta}{\partial R} + \frac{V_\vartheta}{R} \frac{\partial V_\vartheta}{\partial \vartheta} + \frac{V_\vartheta V_R}{R} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\varphi - \bar{h}), \quad (17.3.11)$$

$$\Delta \varphi = -4\pi G \mu \delta(z), \quad (17.3.12)$$

где $\delta(z)$ — дельта-функция Дирака,

$$d\bar{h} = c_s^2 \frac{d\mu}{\mu}, \quad (17.3.13)$$

$$\Delta \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \vartheta^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}. \quad (17.3.14)$$

Полагаем, что равновесное состояние осесимметрично. Тогда имеем для равновесных величин

$$\text{гравитационный потенциал} = \varphi_0(R, z) + \psi_0(R, z), \quad (17.3.15)$$

$$\mu = \mu(R), \quad (17.3.16)$$

$$V_R = 0, \quad V_\vartheta = V_0(R). \quad (17.3.17)$$

Уравнение непрерывности (17.3.9) и θ — компонента уравнения движения удовлетворяются автоматически, R — компонента (17.3.10) — дает условие баланса сил

$$-\frac{V_0^2}{R} = \frac{\partial}{\partial R} (\varphi_0 + \psi_0 - \bar{h}). \quad (17.3.18)$$

Здесь φ_0 и ψ_0 берутся в плоскости $z = 0$. Вместо линейной скорости вращения V_0 можно ввести угловую скорость $\Omega(R)$, где

$$\Omega(R) = \frac{V_0}{R}.$$

Равновесное состояние может быть устойчивым только при $\kappa^2 > 0$ (14.5.8). Из (17.3.18) видно, что когда гравитация активного диска (в котором возникают возмущения) мала, т.е. $\varphi_0 \ll \psi_0$, и дисперсия скоростей мала по сравнению с линейной скоростью (условие применимости бесстолкновительной звездной гидродинамики), т.е. мала энтальпия, то кривая вращения определяется массой, не участвующей в возмущениях, так что параметры активного диска "выпадают" из условия баланса сил. В этом случае

$$-\Omega^2 R \approx \frac{\partial \psi_0}{\partial R}. \quad (17.3.19a)$$

В случае, когда на плоскость диска проецируется полная плотность системы, не имеет смысла, конечно, разделение потенциала на φ и ψ , так что в (17.3.18) следует писать полный потенциал φ_0 :

$$-\Omega^2 R = \frac{\partial (\varphi_0 - \bar{h})}{\partial R}. \quad (17.3.19b)$$

Это — первоначальный вариант теории Лина и Шу (1964, 1966), Лин и др. (1969).

На невозмущенное состояние (17.3.15) — (17.3.17) накладываем малые возмущения, так что

$$\mu = \mu_0(R) + \tilde{\mu}(R)e^{i(\omega t - m\vartheta)}, \quad (17.3.20a)$$

$$\tilde{h} = h_0(R) + \tilde{h}(R)e^{i(\omega t - m\vartheta)}, \quad (17.3.20б)$$

$$\varphi = \varphi_0(R) + \tilde{\varphi}(R)e^{i(\omega t - m\vartheta)}, \quad (17.3.20в)$$

и аналогично для V_R и V_ϑ . Здесь гравитационный потенциал φ_0 и $\tilde{\varphi}$ берутся в плоскости $z = 0$. В случае спиральных возмущений m равно числу рукавов (m — целое), амплитудные функции $\tilde{\mu}, \tilde{h}, \dots$ — комплексны, частота ω в общем случае, комплексна

$$\bar{\omega} = \text{Re } \bar{\omega} + i \text{Im } \bar{\omega} \equiv \omega + i\omega_i = \omega - i\gamma. \quad (17.3.21)$$

Общее решение задачи, поскольку она линейна (произведениями малых амплитуд пренебрегаем), есть суперпозиция нормальных мод типа (17.3.20), скомбинированная так, чтобы удовлетворить начальным условиям. С учетом (17.3.21) экспоненты в (17.3.20) можно записать в форме

$$e^{i(\omega t - m\vartheta)} = e^{\gamma t} e^{im(\Omega_p t - \vartheta)}, \quad (17.3.22)$$

т.е.

$$\bar{\omega} = m\Omega_p - i\gamma. \quad (17.3.23)$$

Таким образом, возмущения неустойчивы, если $\gamma > 0$, затухают при $\gamma < 0$ и нейтральны при $\gamma = 0$. Как видно из (17.3.22), Ω_p есть угловая скорость волнового узора.

Связь между \tilde{h} и $\tilde{\mu}$ следует из (17.3.13):

$$\tilde{h} = c_{S0}^2(R) \frac{\tilde{\mu}}{\mu_0}, \quad (17.3.24)$$

где $c_{S0}^2(R)$ считаем данным, определенным по равновесному состоянию.

Решение уравнения Пуассона для гравитационного потенциала в плоскости бесконечного тонкого диска (17.3.12) записывается в виде (Лин и Лау, 1979):

$$\tilde{\varphi} = 2\pi G \int_0^\infty K(R, R') \tilde{\mu}(R') R' dR', \quad (17.3.25)$$

где ядро $K(R, R')$ известно. Согласно Шу (1970a),

$$K(R, R') = \frac{R'}{R+R'} P_m(R, R'), \quad (17.3.26)$$

где

$$P_m(R, R') = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos 2mx dx \sqrt{1 - \xi \cos^2 x}, \quad (17.3.27)$$

$$\xi = \frac{4RR'}{(R+R')^2}.$$

Исключая \tilde{V}_R и \tilde{V}_ϑ из линейризованных уравнений (17.3.9) — (17.3.12), находим дифференциальное уравнение второго порядка, связывающее $\tilde{\varphi}$ и \tilde{h} :

$$\hat{L}(\tilde{\varphi} + \tilde{h}) = -C\tilde{h}, \quad (17.3.28)$$

где оператор \hat{L} равен

$$\hat{L} = \frac{d^2}{dR^2} + A \frac{d}{dR} + B. \quad (17.3.28)$$

Коэффициенты A, B и C равны

$$A = -\frac{1}{R} \frac{d \ln A_1}{d \ln R}, \quad A_1 = \frac{\kappa^2(1-\nu^2)}{\mu_0 R}, \quad (17.3.30a)$$

$$B = -\frac{m^2}{R^2} - \frac{4m\Omega(R\tilde{\nu})}{\kappa R^2(1-\nu^2)} + \frac{2m\Omega}{R^2 \kappa \tilde{\nu}} \frac{d \ln(\kappa^2/\mu_0 \Omega)}{d \ln R}, \quad (17.3.30б)$$

$$C = -\frac{\kappa^2(1-\nu^2)}{c_{S0}^2}. \quad (17.3.30в)$$

В (17.3.30) введена безразмерная частота $\tilde{\nu}$, равная

$$\tilde{\nu} = \frac{\omega - m\Omega}{\kappa}. \quad (17.3.31)$$

Действительная и мнимая части $\tilde{\nu}$ записываются как

$$\nu = \frac{m(\Omega_p - \Omega(R))}{\kappa}, \quad \nu_i = -\frac{\gamma}{\kappa}. \quad (17.3.32)$$

Очевидно ν по смыслу есть безразмерная частота, с которой материал дифференциально вращающегося диска встречается с волновым узором на том или ином расстоянии R от центра, ν_i — безразмерный инкремент.

Уже из вида коэффициентов уравнения (17.3.28) A, B, C видно, что имеются три особые области в диске, где

$$\nu = 0, \pm 1. \quad (17.3.33)$$

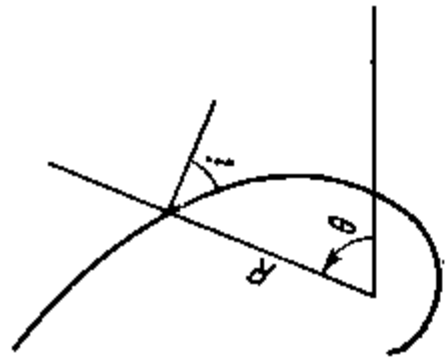
Окружность $R = R_c$, на которой $\nu(R_c) = 0$, называют коротационной, так как на ней происходит синхронное вращение волнового узора с материей диска. Окружности с радиусами R_{iL} и R_{oL} , где $\nu(R_{iL}) = -1$ и $\nu(R_{oL}) = 1$ называют внутренним и внешним резонансами Линдблада соответственно.

Как видно из определения (17.3.32), в резонансах частота волны равна эциплической частоте κ , и здесь требуется точное исследование с помощью бесстолкновительного уравнения Больцмана.

2) *Асимптотическая теория (приближение "тугой закрутки")*. Проще всего получить решение задачи о поведении малых возмущений в диске, если использовать разложение системы уравнений (17.3.24), (17.3.25), (17.3.28), по малому параметру. В случае нормальных спиральных галактик малым параметром может быть угол закрутки спирали i_0 .

В цилиндрических координатах на плоскости соотношение $R = f(\vartheta)$ описывает спираль, если $f(\vartheta)$ достаточно гладкая функция. Из рис. 79 видно,

Рис. 79. Раскручивающаяся спираль: с ростом угла ϑ растет R , вращение происходит в положительном направлении угла ϑ .



что угол i_0 определяется как

$$\operatorname{tg} i_0 = \frac{1}{R} \frac{\partial f}{\partial \vartheta} \quad (17.3.34)$$

далее будет использоваться уравнение спирали в виде

$$\vartheta - \vartheta_0 = \Phi(R) \quad (17.3.35)$$

где $\vartheta_0 = \text{const}$. Тогда имеем

$$\operatorname{tg} i_0 = \left(R \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right)^{-1} \quad (17.3.36)$$

Спираль называют закручивающейся, если R увеличивается с уменьшением ϑ , т.е. если

$$\frac{d\vartheta}{dR} = \frac{\partial \Phi}{\partial R} < 0, \quad (17.3.37)$$

в противоположном случае спираль называют раскручивающейся. Далее, для краткости первые будем называть t -, а вторые l -спиралями от английских слов "trailing" и "leading".

Будем искать решения уравнений (17.3.24), (17.3.25), (17.3.28) в виде

$$\tilde{\mu} = \mu_1(R) e^{i f k d R}, \quad \tilde{h} = h_1(R) e^{i f k(R) d R}, \quad \tilde{\varphi} = \varphi_1(R) e^{i f k(R) d R}, \quad (17.3.38)$$

где μ_1, h_1, φ_1 — плавные, медленно меняющиеся по R функции, $|k|$ — новое число, причем $|\int k d R| \gg 1$. Последнее условие как раз и означает малость i_0 (или тугую закрутку). Действительно, при такой форме амплитудных функций (17.3.38), выражение, например, для возмущенного гравитационного потенциала, есть

$$\tilde{\varphi} = \varphi_1(R) e^{i(\bar{\omega} t - m \vartheta + f k d R)} = \varphi_1(R) e^{\gamma t + i[m(\Omega_p t - \vartheta) + f k d R]}, \quad (17.3.39)$$

Пренебрегая слабой зависимостью φ_1 от R , находим согласно (17.3.39), что линии постоянства φ в фиксированный момент времени t есть спирали с уравнением

$$m(\vartheta - \vartheta_0) = \int_{r_0}^R k(R) dR. \quad (17.3.40)$$

Из (17.3.36) находим угол закрутки такой спирали

$$|\operatorname{tg} i_0| = \left| \frac{m}{k R} \right|. \quad (17.3.41)$$

Очевидно, t -спиралям соответствует $k < 0$ и l -спиралями $k > 0$. В Галактике

$i \approx 7^\circ$ и, скорее всего, $m = 2$. Тогда $|k R| \approx 16,3$, а малый параметр $|k R|^{-1} = 0,06$.

Существуют ли решения исходных уравнений для возмущений в бесконечно тонком диске в виде (17.3.39)? Если да, то, очевидно, — это спиральные волны плотности, вращающиеся с угловой фазовой скоростью $\Omega_p = \omega/m$ и распространяющиеся в радиальном направлении с фазовой скоростью ω/k ; энергия в них переносится с групповой скоростью $c_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$. Найдем условия существования решений исходных уравнений (17.3.24), (17.3.25), (17.3.28), т.е. дисперсионное уравнение, в старшем порядке по малому параметру.

Решение (17.3.25) выпишем для справок во втором порядке по $|k R|^{-1}$ (вывод см., например, у Лина и Лау, 1979):

$$\tilde{\mu} = - \frac{|k| \tilde{\varphi}}{2\pi G} \left\{ 1 - \frac{i}{k R} \frac{d \ln [R^{1/2} \varphi_1(R)]}{d \ln R} \right\}. \quad (17.3.42)$$

В старшем порядке из (17.3.42) следует

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial R} = -i \frac{2\pi G \mu_0}{c_{S0}^2} \tilde{h} \operatorname{sgn} k = -i \Sigma(R) \tilde{h} \operatorname{sgn} k. \quad (17.3.43)$$

Эту формулу можно переписать в виде

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial R} = \begin{cases} i \Sigma(R) \tilde{h} & \text{для } t\text{-волн,} \\ -i \Sigma(R) \tilde{h} & \text{для } l\text{-волн.} \end{cases} \quad (17.3.44)$$

Для определенности рассмотрим t -волны (чтобы перейти к l -волнам в результатах нужно будет заменить $\Sigma \rightarrow -\Sigma$). Тогда, подставляя (17.3.38) и (17.3.43) в (17.3.24), (17.3.25), (17.3.28), находим квадратное уравнение для волнового числа k ($k < 0$):

$$(\bar{\omega} - m \Omega)^2 = \kappa^2 + c_{S0}^2 k^2 - 2\pi G \mu_0 |k|. \quad (17.3.45a)$$

Решая его относительно k , найдем

$$k = -k_0 \{ 1 \pm \sqrt{1 - Q^2 (1 - v^2)} \}, \quad (17.3.46)$$

$$k_0 = \frac{\pi G \mu_0}{c_{S0}^2}, \quad \lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0}, \quad (17.3.47)$$

где

$$Q = \frac{c_{S0}^2}{c_T}, \quad c_T = \frac{\pi G \mu_0}{\kappa}. \quad (17.3.48)$$

Запишем (17.3.45a) еще в двух эквивалентных видах:

$$|k| = \frac{\kappa^2 - (\omega - m \Omega)^2}{2\pi G \mu_0 F_v^h(x)}, \quad (17.3.45b)$$

$$D_{v,Q}^h(x) \equiv \frac{|k_*| F_v^h(x)}{1 - v^2} = 1, \quad (17.3.45b)$$

где

$$F_v^h(x) = \frac{1}{1 + x/(1 - v^2)}, \quad k_* = \frac{k}{k_{cr}}, \quad (17.3.45a)$$

$$x = \frac{k^2 c_{S0}^2}{\kappa^2}, \quad k_{cr} = \frac{2\pi}{\lambda_{cr}}, \quad (17.3.45b)$$

$F_v^h(x)$ — называется редуцированным фактором в гидродинамическом приближении (о смысле $F_v^h(x)$ см. далее), λ_{cr} определена формулой (17.3.49). В (17.3.45b), (17.3.45в), (17.3.46), полагаем $\bar{v} = v$.

Кроме малого параметра i_0 в теории существует еще один малый параметр (14.8.1), соответствующий малости пеккулярных скоростей звезд по сравнению с линейной скоростью вращения. Дисперсионное уравнение (17.3.45) первыми получили Лин и Шу (1964), в нулевом приближении по этому параметру. Оно означает, что дисперсия скоростей звезд равна нулю. В этом случае гидродинамический и кинетический подход точно эквивалентны (5.14) и результат Лина и Шу (1964) следует из (17.3.45a) при $c_{S0} = 0$.

3) *Свойства волн плотности в приближении тугой закрутки.* Вопрос о неустойчивости волн плотности должен решаться на основе уравнения (17.3.45a). Другими словами, считая величину k фиксированной, т.е. беря ее значение в фиксированной области $R = R_0$ ищем условие, при котором $\gamma > 0$. Таким образом, в рамках асимптотической теории это можно сделать только локально.

Конечно, локальный анализ не может дать исчерпывающего ответа на вопрос о том, растет ли с течением времени амплитуда спирального узора во всех его точках, т.е. глобально. Для ответа требуется анализ глобальных мод (см. § 18.3), что является сложной, нерешенной до сих пор задачей. Вполне возможно, что неустойчивость волн плотности действительно, как считают Лин и Шу (1966), способна довести их амплитуду до малой, но конечной величины, а также каким-то образом выделить t -или l -волны (см. § 18).

Дисперсионное уравнение (17.3.45a) качественно правильно описывает основные черты спиральных волн плотности (вдали от резонансов). Оно подробно анализировалось Хантером (1972), Капланом и Пикельнером (1974).

Осесимметричные возмущения ($m = 0$) в холодном диске ($c_{S0} = 0$) устойчивы, согласно (17.3.45), при

$$\lambda > \lambda_{crit} \equiv \lambda_{cr} = \frac{4\pi^2 G \mu_0}{\kappa^2}. \quad (17.3.49)$$

(Тоомре, 1964). При $c_{S0} \neq 0$ области устойчивости и неустойчивости согласно (17.3.46) изображены на рис. 80 в зависимости от величины Q . Как видим, неустойчивость не может развиваться лишь в достаточно горячем диске, в котором скорость звука превышает критическую, т.е. неустойчивость подавляется при $Q \geq 1$ или $c_{S0} > c_T$. Диск, в котором выполняется условие $Q = 1$, называется маргинально устойчивым для всех длин волн. Кривая, изображенная на рис. 80 называется маргинальной кривой. При $Q < 1$ неустойчивы короткие и длинные волны (см. рис. 80). Эти результаты были получены Тоомре (1964) для звездного диска и Линден-Беллом (1967) для гидродинамического. Приведем для справок дисперсионное уравнение (17.3.45a) в следующем приближении по параметру асимпто-

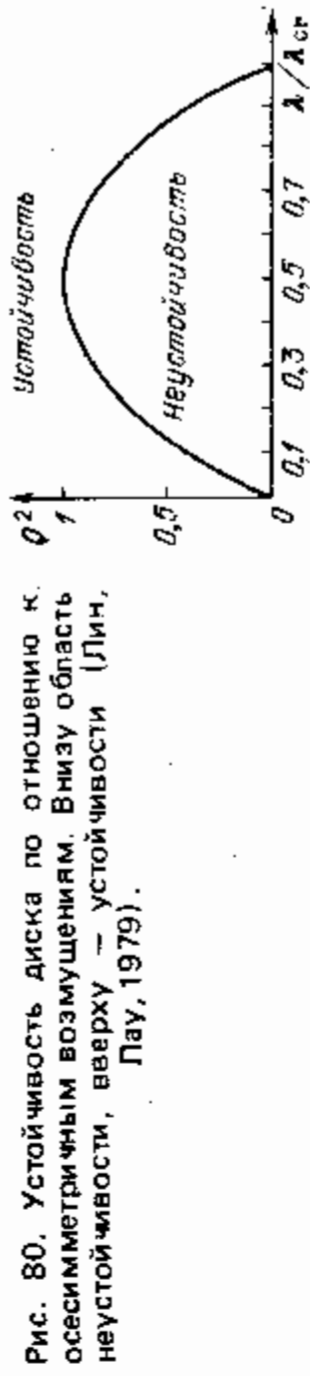


Рис. 80. Устойчивость диска по отношению к осесимметричным возмущениям. Внизу область неустойчивости, сверху — устойчивости (Лин, Пау, 1979).

ческого разложения и некоторых дополнительных упрощениях (Лин и Пау, 1979):

$$\begin{aligned} (\omega - m\Omega)^2 &= \kappa^2 + \left(k^2 + \frac{m^2}{R^2}\right) c_{S0}^2 (1 + \chi) - \\ &- 2\pi G \mu_0 \left(k^2 + \frac{m^2}{R^2}\right)^{1/2} (1 + \chi), \\ \chi &= g^2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2, \quad \lambda = \frac{2\pi}{(k^2 + m^2/R^2)^{1/2}}, \\ g &= \frac{m\pi G \mu_0}{\kappa^2 R} \frac{4\Omega}{\kappa} \sqrt{-\frac{d \ln \Omega}{d \ln R}}. \end{aligned} \quad (17.3.45г)$$

Требую неотрицательности правой части (17.3.45г), находим критерий устойчивости диска против неосесимметричных возмущений:

$$Q^2 \geq 4 \left[\frac{\lambda}{\lambda_{cr}} - \frac{(\lambda/\lambda_{cr})^2}{1 + g^2 (\lambda/\lambda_{cr})^2} \right].$$

На рис. 81 (Лин и Пау, 1979) даны кривые маргинальной устойчивости в этом случае. Видно, что при $m = g = 0$ кривая маргинальной устойчивости совпадает с кривой, приведенной на рис. 80. Таким образом, чем больше параметр g , тем шире область неустойчивых длин волн при одном и том же значении Q .

Вернемся к решению (17.3.46). Оно описывает возможные типы спиральных волн, обладающих фиксированной частотой $\omega = \text{const}$ и вращающихся с постоянной угловой скоростью $\Omega_p = \omega/m$. Таких типов волн — четыре: две t -волны, соответствующие знакам "+" и "-" в (17.3.46), и две l -волны, получающиеся заменой $k_0 \rightarrow -k_0$. Решение, отвечающее знаку "-" в (17.3.46), называют длинноволновой модой, а знаку "+" — коротковолновой. Обозначим их индексами L и S — соответственно. Для маргинально устойчивого диска ($Q = 1$) и t -волн решение (17.3.46) можно записать в виде

$$\frac{k_L}{k_0} = -1 + |\nu|, \quad (17.3.50a)$$

$$\frac{k_S}{k_0} = -1 - |\nu|. \quad (17.3.50b)$$

Названия "коротковолновая" и "длинноволновая" связаны с поведением этих

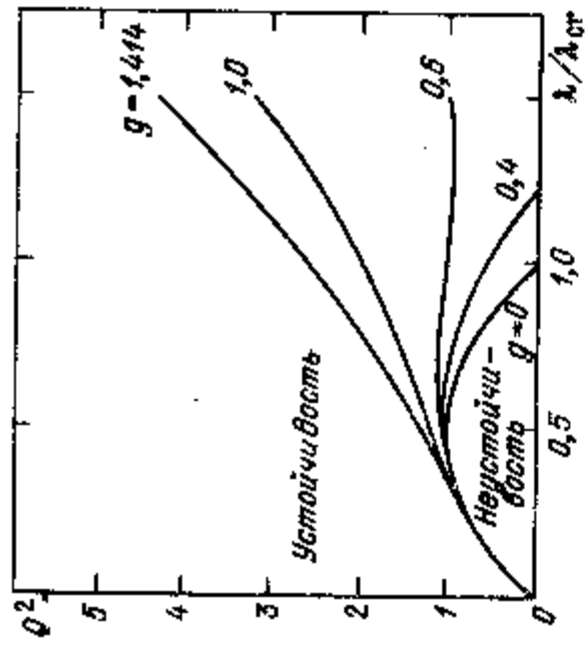


Рис. 81. Устойчивость диска по отношению к неосесимметричным возмущениям. Смысл параметра g см. (17.3.45г). Кривая $g = 0$ соответствует осесимметричному случаю рис. 80 (Лин, Пау, 1979).

мод в линдбладовских резонансах. Как видно из (17.3.46) — (17.3.50), при $|\nu| \rightarrow 1$ $k_L \rightarrow 0$ ($\lambda_L \rightarrow \infty$) и $|k_S| \rightarrow 2k_0 \left(\lambda_S \rightarrow \frac{\lambda_0}{4\pi} \right)$. Мы уже

отмечали, что при $\lambda < 2\sigma/k$ гидродинамическое приближение несправедливо. Поэтому вблизи резонансов Линдблада следует использовать кинетическое уравнение Больцмана. Отметим, что точный анализ показывает, что при $|\nu| \rightarrow 1$ $\lambda_S \rightarrow 0$ (в старшем порядке по малому параметру $(kR)^{-1}$).

Энергия в волне переносится, как известно, с групповой скоростью c_g . Тоомре (1969) рассмотрел вопрос об энергии волн плотности в кинетическом приближении. В гидродинамическом приближении вычисления проще, а качественно ситуация не меняется (за исключением, конечно, особых точек). Для t -волн имеем, используя (17.3.45) — (17.3.48):

$$c_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = - \frac{c_{S0}^2 (k + k_0)}{k\nu} \quad (17.3.51)$$

Для L -моды $k + k_0 > 0$, для S -моды $k + k_0 < 0$. Для наглядности свойства волны приведены в таблице 24 (Лин и Пау, 1979). Из определения ν (17.3.32) видно, что внутри коротационного круга $\nu < 0$, вне его $\nu > 0$. Поэтому оказывается, что для t -волн групповая скорость S -моды направлена от коротации к центру галактики и наружу, а для L -волн — наоборот. Все эти обстоятельства удобно выразить формулой (см., например, Бертин, 1980):

$$\text{sgn } c_g = s_k s_b s_\nu, \quad (17.3.52)$$

где

$$s_k = \text{sgn } k = \begin{cases} -1 & \text{для } t\text{-волн,} \\ +1 & \text{для } L\text{-волн,} \end{cases} \quad (17.3.53)$$

$$s_b = \begin{cases} -1 & \text{для } S\text{-моды,} \\ +1 & \text{для } L\text{-моды.} \end{cases} \quad (17.3.54)$$

$$s_\nu = \text{sgn } \nu = \begin{cases} -1 & \text{внутри коротационного круга,} \\ +1 & \text{вне коротационного круга.} \end{cases} \quad (17.3.55)$$

Сейчас существуют две точки зрения на то, какая из t -волн (S или L) ответственна за наблюдаемую спиральную структуру Галактики: если S -мода (Лин и др., 1969), то источник ее энергии, должен находиться во внешних областях Галактики, питающий ее энергией, должен находиться (Марочник и др., 1972), то источник энергии находится, как видно из таблицы 23, в центральных областях Галактики, что, конечно, естественнее. Однако вопрос не так прост (см. §§ 18, 19).

Таблица 24. Направление групповой скорости четырех типов волн плотности

$k < 0$ закручивающиеся (t)	Короткие (S)	Длинные (L)
$k > 0$ раскручивающиеся (l)	Длинные (L)	Короткие (S)
Направление Распространения	От коротации внутрь и наружу	К коротации изнутри и извне

Расчет Тоомре (1969) показал, что групповая скорость S -моды порядка $c_g \approx 10$ км/с в окрестности Солнца. По порядку величины в этом легко убедиться из (17.3.51). Например, для "маржинального диска" находим (17.3.56)

$$|c_g| = c_T = c_{S0}.$$

Локальная скорость звука в гидродинамическом подходе порядка дисперсии скоростей молодых звезд, которая действительно близка к 10 км/с. Отсюда ясно, что расстояние порядка 10 кпк волна пройдет по радиусу за время $\sim 10^9$ лет, после чего ее энергия диссипирует во внутреннем линдбладовском резонансе (Тоомре, 1969; Марк, 1971). Есть и другие причины диссипации. Например, энергия волн плотности уменьшается за счет возбуждения ударных волн в межзвездном газе. Этот механизм диссипации обсуждали Колнайс (1972), Робертс и Шу (1972), Шу и др. (1973), Тоомре (1977). Он приводит, по-видимому, к еще более быстрому затуханию волн плотности — за 2–3 галактических года. Ниже мы вернемся к вопросу об источниках энергии и механизмах поддержания волн плотности.

Согласно (17.3.45), (17.3.46) в системе могут существовать как t -, так и L -волны с одним и тем же законом дисперсии. Это обстоятельство послужило основой для формулировки так называемой антиспиральной теоремы (Линден-Белл и Острайкер, 1967), согласно которой в бесконечно тонком диске (без диссипации) должны существовать оба типа волн (t и L), что приведет не к спиральному узору, а к узору типа "тележного колеса". В этом легко убедиться, складывая фазовые экспоненты для этих волн

$$e^{i(\omega t - m\vartheta + \int k dR)} + e^{i(\omega t - m\vartheta - \int k dR)} = 2e^{i(\omega t - m\vartheta)} \cos \left(\int k dR \right). \quad (17.3.57)$$

Действительно, (17.3.57) имеет линиями постоянства фазы не спирали (17.3.40), а "тележное колесо" $\cos(m\vartheta) \cos(\int k dR) = \text{const}$.

Этот парадокс разрешается, если учесть начальные условия, диссипацию и другие обстоятельства, приближающие нас к реальности (Прендергаст, 1970).

Марочник и Сучков (1968а, 1969б) обратили внимание на то, что приближение тугой закрутки, использованное Лином и Шу (1964, 1966), соответствует приближению ВКБ. Они указали, что если в диске есть точки поворота, R_1 и R_2 , то, согласно идее ВКБ-подхода должны выполняться условия квантования

$$\int_{R_1}^{R_2} k(R, \omega) dR = \left(n + \frac{1}{2} \right) \pi, \quad (17.3.58)$$

где n — целое число. Из (17.3.58) следует, что в диске в этом случае существует дискретный набор мод — обстоятельство, которое позднее, не зная, по-

Таблица 25. Параметры Галактики в модели Шмидта (1965)

R , кпк	μ , $M_{\odot} \text{ кпк}^{-2}$	M , $10^9 M_{\odot}$	$\lambda_T = 4\pi^2 (\mu_s + \mu)/k^2$, кпк	R , кпк	μ , $M_{\odot} \text{ кпк}^{-2}$	M , $10^9 M_{\odot}$	$\lambda_T = 4\pi^2 (\mu_s + \mu)/k^2$, кпк
1	1097,0	11	3,1	11	86,0	117	20,7
2	817,0	20	7,5	12	65,9	123	21,5
3	646,0	31	10,4	13	51,8	127	22,1
4	521,0	44	12,3	14	41,5	131	22,5
5	421,0	57	13,6	15	33,7	135	22,8
6	338,0	70	14,5	16	27,8	138	23,0
7	267,0	82	15,3	17	23,2	140	23,2
8	206,0	93	16,0	18	19,5	143	23,4
9	155,0	103	17,1	19	16,6	145	23,5
10	114,0	111	19,3	20	14,2	147	23,7

видимому, о цитированной работе авторов, "еще раз" обнаружили Лау и др. (1976). Условие квантования частот, как выяснилось, оказывается весьма существенным в моделях Галактики, в которых Q увеличивается к центру. Мы вернемся к этому вопросу в § 18.

4) *Следствия теории*. Обратимся к (17.3.45б). Уже упоминалось, что в первой работе Лина и Шу (1964), рассматривался холодный диск ($c_{S0} = 0$), для которого $F_{\nu}^h(x) = 1$. Таким образом, величина $\mu_{\text{eff}} = \mu_0 F_{\nu}^h(x)$ играет роль как бы эффективной поверхностной плотности диска, "исправленной" за учет ненулевой температуры газа или дисперсии скоростей звезд. Очевидно, при $c_{S0} \neq 0$, $\mu_{\text{eff}} < \mu_0$, так как $F_{\nu}^h(x) < 1$. Согласно (17.3.45б, в), $\nu^2 < 1$, откуда следует

$$\Omega(R) - \frac{\kappa(R)}{m} < \Omega_p < \Omega(R) + \frac{\kappa(R)}{m} \quad (17.3.59)$$

Волны могут существовать в той области диска, где выполняется условие (17.3.59).

На рис. 82 приведены функции $\Omega(R)$, $\kappa(R)$, $\Omega(R) - \frac{\kappa(R)}{2}$, $\Omega(R) + \frac{\kappa(R)}{2}$ для модели Галактики Шмидта (1965) (табл. 25), заимствованные из работы Лина и др. (1969). Величина $\Omega(R) - \frac{\kappa(R)}{2}$, как видно из рис. 82, приблизительно постоянна почти во всем галактическом диске. Это крайне интересное обстоятельство впервые обнаружил Линдبلاد (1958, 1961), который, конечно же, понимал его значение*).

*) Как сказал Оорт (1966): "... большая серия работ (Линдبلاد — П.М., А.С.), начавшаяся еще в Уппсале в 1927 г. и продолжавшаяся вплоть до его смерти, является свидетельством его борьбы со спиральной проблемой". В течение многих лет считалось, что феномен спиральной структуры обусловлен межзвездным газом и магнитными полями в нем. Все это время работы Линдبلاد стояли особняком; пожалуй, он был единственным, кто считал, что спиральная структура галактик имеет гравитационное происхождение и обладает волновой природой. Линдبلاد обнаружил, что в Галактике возможно распространение (вращение) волн звездной плотности с угловой частотой, как раз равной $\Omega - \kappa/2$. Постоянство этой величины могло означать, что такие волны не искажаются дифференциальным вращением Галактики. Такие волны содержатся, конечно, и в теории Лина и др. (1969). Они могут быть получены из (17.3.45) при $d_0 = 0$. Поэтому их можно назвать кинематическими. Линдبلاد полагал, что спиральный узор галактики не только имеет волновую природу, но и должен быть квазистационарным. Именно он ввел термин "квазистационарная спиральная структура", который затем использовали Лин и Шу (1964).

Согласно Вандервоорту (1970), конечное (ненулевое) значение толщины диска может быть учтено введением еще одного редуцирующего фактора

$$F_r = (1 + k |z_0|)^{-1} < 1, \quad (17.3.60)$$

где $z_0(R)$ можно определить формулой (Шу и др., 1971):

$$z_0(R) = \sigma_z^2(R)/\pi G \mu_0(R). \quad (17.3.61)$$

Здесь z_0 — характерная шкала распределения массы по z -координате, принятого в виде $\text{sech}^2(z/z_0)$.

При $z_0 \neq 0$ следует в (17.3.45 б, в) заменить $F_{\nu} \rightarrow F_{\nu} F_r$. Порядок величины редукции в окрестности Солнца, например, можно оценить, принимая $z_0 \approx 400$ пк и $k \approx 2\pi/(4 \text{ кпк})$ (длина волны принята равной $\lambda = 4 \text{ кпк}$, т.е. приблизительно равной расстоянию по радиусу между рукавами Персея и Стрельца в Галактике). Отсюда находим

$$F_r \approx 0,5. \quad (17.3.62)$$

5) *Гипотеза о квазистационарной спиральной структуре (КССС-гипотеза), возбуждение и поддержание спиральных волн*. Все, что мы до сих пор смогли показать, сводится к тому, что в быстровращающемся тонком диске с дисперсией скоростей звезд (или скоростью звука в гидродинамическом подходе), малой по сравнению с линейной скоростью вращения, могут существовать неискажаемые дифференциальным вращением диска волны с геометрией фронта в виде тугозакрученных спиралей и со свойствами, определенными дисперсионными уравнениями (17.3.45), (17.3.46). Из того, что они могут существовать, не следует, что они должны существовать. Поэтому один из фундаментальных вопросов теории волн плотности заключается в том, чтобы, во-первых, установить механизмы возбуждения и поддержания волн в галактиках, определяющие при этом главные черты глобального спирального узора, такие, например, как двухрукавность (или многорукавность) в зависимости от начальных и (или) граничных условий.

Во-вторых, наблюдаемые черты спиральной структуры в нашей и других галактиках весьма многообразны (спирали не всегда двухрукавные, часто имеют сложную вторичную структуру и т.д.) (§ 17.1) и не могут быть, конечно, объяснены в рамках теории, оперирующей "единичным спиральным узором" (Лин и Пау, 1979), т.е. "монокроматической" спиральной волной, с фиксированными частотой и зависимостью $\lambda(R, \omega)$. Многообразие "спиральных черт" можно пытаться объяснить, например, нелинейными волновыми явлениями (Шу и др., 1973) или ветвлением линейных решений (Мишуров и Сучков, 1976б). Однако достаточно доказательных результатов по-

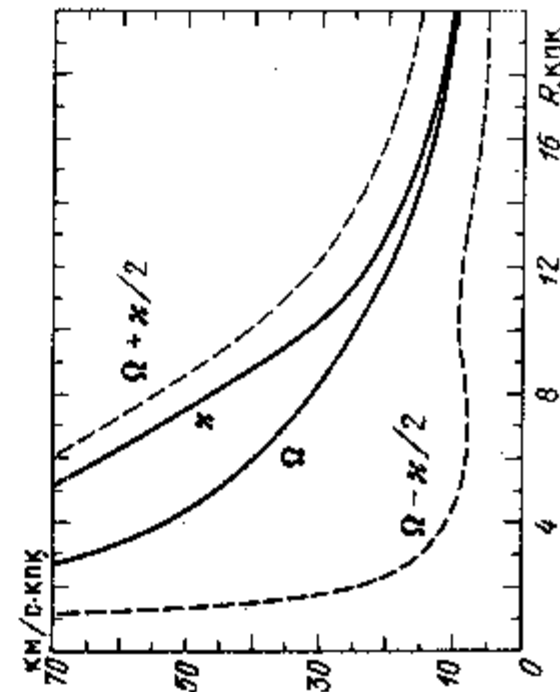


Рис. 82. Угловая скорость вращения Ω и эписицилическая частота κ как функции галактоцентрического расстояния в модели Шмидта (1965). По распределению величин $\Omega \pm \kappa/2$ можно определить положение внутреннего и внешнего линдبلادовского резонансов для данного значения Ω_p (Лини др., 1969).

ка не существует, поскольку все они также скорее говорят о том, что может быть, чем о том, что должно быть.

В-третьих, необходим ответ на вопрос о физической природе волнового узора. Нужно понимать с чем он связан: со старыми звездами, молодыми звездами, газом? Необходимо иметь ответ на вопрос о том, можно ли объяснить существование такого волнового узора целым комплекс астрономических явлений (или хотя бы части его) таких, как расположение ярких молодых звезд вдоль спиральных рукавов, геометрию и протяженность по радиусу зон HII, наличие градиентов возрастов звезд поперек рукавов и др. (§ 21).

Лин и Шу (1964) для объяснения феномена спиральной структуры предложили КССС-гипотезу, которая сводится к следующему. Постулируется, что может существовать стационарная спиральная структура как волновой узор, покрывающий значительную часть поверхности галактического диска. Поскольку наблюдаемая картина слишком сложна, то допускается одно-временное сосуществование многих "спиральных черт", т.е. множественность нормальных мод, переходных видов волновых узоров и даже отдельные структурные образования в форме материальных ветвей (Лин и Шу, 1979). Далее постулируется, что волновой узор существует в более старых звездах так же, как и в молодых объектах. На самом деле, предполагается, что большая часть неосесимметричного спирального гравитационного потенциала связана с распределением плотности более старых звезд, хотя такие вариации плотности трудно наблюдать, и они наблюдались лишь в последние годы (см. Швейцер, 1976, Стром и др., 1976а). Проявляется спиральная структура в расположении ярких молодых звезд и газа, чье поведение определяется спиральным гравитационным полем более старых звезд. Тогда локальное дисперсионное уравнение (17.3.45), (17.3.46) может быть основой для обсуждения наблюдательных данных.

Итак, в тонком быстровращающемся звездном или (и) газовом диске могут существовать глобальные волны плотности спиральной формы, не искажаемые дифференциальным вращением. При протекании через волну звездной плотности межзвездный газ, вращающийся вместе с диском, ускоряется в ее гравитационном поле — возникает галактическая ударная волна (ГУВ), геометрия которой близка к форме фронта волны плотности (§ 20). Вследствие сжатия газа в ГУВ должно происходить усиление звездообразования, магнитного поля, уплотнение пыли, усиление радио- и гамма-излучения. Многие из этих выводов теории проверены и подтверждены наблюдательно.

Таким образом, волновая теория вообще и КССС-гипотеза, в частности, содержат ключ к пониманию целого комплекса явлений в Галактике. Вместе с тем в этой теории, но вне рамок КССС-гипотезы, остаются важные вопросы, не решенные до сих пор общепризнанного решения, такие, как возбуждение и поддержание спиральных волн.

Двухрукавная структура, казалось бы, может быть объяснена, если она возбуждается, например, твердотельно вращающейся, симметричной относительно центра диска перемычкой или каким-либо овальным искажением плотности в центре.

Имеются указания на то, что даже в случае нормальных спиральных галактик в их центральных частях встречается слабое овальное искажение или слабая бароподобная структура. Применительно к Галактике этот вопрос обсуждали Вокулер (1964, 1970), Керр (1967). Обзор численных экспериментов (по отклику газа на слабую бароподобную структуру в центре) и наблюдательных прогнозов дал Робертс (1979). Линден-Белл (1979а) привел теоретические соображения в пользу того, что в Галактике, возмож-

но, существует слабая бароподобная структура в центральной области, где кривая вращения снова поднимается вверх. Такая концепция кажется привлекательной и потому, что она решает проблему источника энергии волн. Если волны плотности возбуждаются в центре звездной системы, то их групповая скорость должна быть положительна ($c_g > 0$). Для t -волн это будет L -мода. Для нашей Галактики L -мода хорошо согласуется с наблюдениями при низкой поверхностной плотности активного диска (Марочник и др., 1972, Марочник и Сучков, 1981). В подходе Лина и др. (1969) используется S -мода t -волн, которая имеет $c_g < 0$, т.е. распространяется от коротации к центру и непосредственно, следовательно, не может генерироваться центральным баром или каким-либо другим процессом в центре Галактики. Поэтому здесь необходимо, чтобы источник энергии волн плотностности находился в области коротации. Таким источником по предположению Лина (1970, 1975) может быть развивающаяся в коротации неустойчивость. Схема рассуждений приблизительно такова. Центральная бар "гонит" наружу волны плотности L -типа, но они не видны из-за малой интенсивности. В коротации происходит трансформация L -моды в S -моду, которая излучается назад с большей интенсивностью и, возможно, поглощается затем во внутреннем линдбладовском резонансе. Позднее появилась модификация этой схемы, основанная на идее обратной связи (Лау и др., 1976), согласно которой волны S -моды могут отражаться во внутренних областях от "точек поворота" (см. (17.3.58)), если таковые имеются, и в виде волн L -моды снова направляться наружу, так что возникает стоячая волна. В этом случае волновой узор располагается в диске между внутренней (ближней к центру) "точкой поворота" и коротационным кругом, находящимся в нашей Галактике, например, на ее краю. Такие моды усиливаются в коротации вследствие неустойчивостей; они дискретны из-за условий квантования (17.3.58), отбирающих вполне определенные значения комплексной частоты. В §§ 18, 19 рассмотрены трудности, с которыми сталкивается такая концепция. Более естественной и наблюдательно обоснованной представляется модель Марочника и др. (1972), связывающая глобальный спиральный узор Галактики непосредственно с L -модой.

Любопытно, что за истекшие 10–12 лет произошел в каком-то смысле "обмен позициями". Лин и др. (1969) полагали нейтральные волны ($\gamma = 0$), с непрерывной спиральной структурой галактик нейтральные волны ($\gamma = 0$), с непрерывным спектром, хотя и допускали, что в следующих порядках разложения по малому параметру (углу закрутки) может проявляться неустойчивость, доводящая амплитуду волн до малой, но конечной величины и, главное, отличающая t - и L -волны друг от друга, т.е. нарушающая антиспиральную теорему (Лин и Шу, 1966). Марочник и Сучков (1968а, б, в, г), напротив полагали ответственными за спиральный узор галактик неустойчивые ($\gamma > 0$) волны плотности с дискретным спектром частоты, определяемым из условия квантования (17.3.58). Это как раз те представления, которые затем легли в основу более поздних воззрений Лина и его сотрудников (Лау и др., 1976). (За 8 лет до того, как Лау и др. (1976) обратились к дискретным модам, Марочник и Сучков (1968а, 1969, 1971) поняли, что дискретный спектр тугозакрученных спиральных волн мало отличается от сплошного, так как для них $n \gg 1$).

Марочник и Сучков (1968б, 1969б, 1971) рассмотрели возбуждение волн плотности вследствие их неустойчивости в линдбладовских резонансах и вообще вследствие взаимодействия со звездами балдж-гало-подсистемы. Они же первыми поняли, что неустойчивость волн плотности приводит к отбору ими углового момента у звезд диска внутри коротационного круга (1968в, 1969в, 1971). Через несколько лет к подобным идеям пришли Линден-Белл

и Калнайс (1972), рассмотревшие уже в общей форме проблему переноса углового момента в активном диске волнами плотности. Позднее Марк (1975, 1976) вновь обратил к обнаруженной Марочником и Сучковым (1968б, 1969б) неустойчивости волн плотности, обусловленной взаимодействием звезд диска со звездами гало, и также нашел эффект переноса углового момента, связанный с нею. Теперь, правда, эта неустойчивость изучалась в области коротации так как именно здесь должна, по идее Лина возбуждаться и излучаться к центру S-мода волн плотности. Марк (1976) сформулировал также общее положение, согласно которому потеря углового момента звездами диска (вследствие разных причин) приводит к усилению волн плотности внутри радиуса коротации и затуханию снаружи от него. Эти результаты, конкретно для потери углового момента звездами активного диска из-за взаимодействия со звездами гало, получили значительно раньше Марочник и Сучков (1968в, 1969в); возлагавшие надежды на то, что именно неустойчивости волн плотности ответственны за возбуждение и долговременное, квазистационарное существование наблюдаемого спирального узора.

Позднее эти авторы разочаровались в этих надеждах, и пришли к заключению, что ответственной за глобальный волновой узор, по крайней мере в нашей Галактике, следует считать L-моду нейтральных волн плотности (Марочник и др., 1972; Марочник и Сучков, 1981). В то же время, как отмечалось, Лин и его сотрудники наоборот обратились к концепции неустойчивости и усиления волн, к дискретным модам.

§ 18. Теория волн плотности

1. Волны плотности в модели бесконечно тонкого звездного диска

Следуя программе, изложенной выше, покажем, что волны плотности спиральной формы существуют в бесстолкновительном звездном диске (так же, как в гидродинамическом) и исследуем их свойства. Эта программа впервые была реализована Лином и Шу (1966). Однако в дальнейшем изложении будем следовать работе Марочника и Сучкова (1968а, 1971), в которой дисперсионное уравнение волн плотности было получено для произвольной функции распределения звезд диска по скоростям.

В теории, основанной на кинетическом уравнении Больцмана, вместо уравнений (17.3.9) — (17.3.12) следует за исходные взять (14.3.12), (14.3.13) и применить их к бесконечно тонкому диску. Располагая бесконечно тонкий диск в плоскости $z = 0$ цилиндрической системы координат (R, ϑ, z) с началом в его центре, найдем из (14.3.12), (14.3.13)

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + v_R \frac{\partial f}{\partial R} + \frac{v_\vartheta}{R} \frac{\partial f}{\partial \vartheta} + \left(\frac{v_z^2}{R} + \frac{\partial \varphi}{\partial R} \right) \frac{\partial f}{\partial v_R} + \\ + \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} - \frac{v_R v_\vartheta}{R} \right) \frac{\partial f}{\partial v_\vartheta} = 0, \end{aligned} \quad (18.1.1)$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \varphi}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \vartheta^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -4\pi G \delta(z) \int f dv_R dv_\vartheta, \quad (18.1.2)$$

где двумерная функция распределения $f(R, \vartheta, v_R, v_\vartheta, t)$, входящая в (18.1.1), (18.1.2), получается интегрированием $f(R, \vartheta, z, v_R, v_\vartheta, v_z, t)$,

входящей в (14.3.12), (14.3.13), по схеме

$$f(R, \vartheta, v_R, v_\vartheta, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(R, \vartheta, z, v_R, v_\vartheta, v_z, t) dz dv_z. \quad (18.1.3)$$

Поверхностная плотность звездного диска при этом равна

$$\mu_d(R, \vartheta, t) = \int f(R, \vartheta, v_R, v_\vartheta, t) dv_R dv_\vartheta. \quad (18.1.4)$$

а объемная плотность $\rho_d = \delta(z) \mu_d(R, \vartheta, t)$. Невозмущенное состояние полагается осесимметричным. К нему следует применить все рассуждения раздела 17.3, касающиеся невозмущенного состояния. Гравитационные ускорения $\frac{\partial \varphi}{\partial R}$ и $\frac{1}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta}$, входящие в (18.1.1), берутся в плоскости $z = 0$. Поэтому решение (18.1.2) необходимо также иметь лишь в плоскости $z = 0$.

Предварительно в (18.1.1) необходимо перейти от компонент полной скорости звезды (v_R, v_ϑ) к компонентам пекулярной скорости (u_R, u_ϑ) по формулам раздела 14.1:

$$v_R = v_{R0} + u_R, \quad (18.1.5)$$

$$v_\vartheta = v_{\vartheta 0} + u_\vartheta, \quad (18.1.6)$$

где средние скорости звезд диска равны:

$$v_{R0} = \int v_R f dv_R dv_\vartheta,$$

$$v_{\vartheta 0} = \int v_\vartheta f dv_R dv_\vartheta.$$

Невозмущенное движение звезд полагается чисто круговым и осесимметричным, т.е. $v_{R0} = 0$, $v_{\vartheta 0} = \Omega(R)R$. Тогда линеаризованная система уравнений (18.1.1), (18.1.2) принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial t} + u_R \frac{\partial \tilde{f}}{\partial R} + \left(\frac{u_\vartheta}{R} + \Omega \right) \frac{\partial \tilde{f}}{\partial \vartheta} + \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial R} \frac{\partial f_0}{\partial u_R} + u_\vartheta \left(\frac{u_\vartheta}{R} + 2\Omega \right) \frac{\partial \tilde{f}}{\partial u_R} + \\ + \frac{1}{R} \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \vartheta} \frac{\partial f_0}{\partial u_\vartheta} + u_R \left(\frac{u_\vartheta}{R} - \frac{\kappa^2}{2\Omega} \right) \frac{\partial \tilde{f}}{\partial u_\vartheta} = 0, \end{aligned} \quad (18.1.7)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial \vartheta^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial z^2} = -4\pi G \delta(z) \int \tilde{f} du_R du_\vartheta. \quad (18.1.8)$$

где $f = f_0(R, u_R, u_\vartheta) + \tilde{f}(t, R, \vartheta, u_R, u_\vartheta)$, $\varphi|_{z=0} = \varphi_0(R) + \tilde{\varphi}(t, R, \vartheta)$, $\tilde{f}, \tilde{\varphi}$ — малые возмущения. Решения (18.1.7), (18.1.8) ищем в виде, аналогичном (17.3.39), т.е. полагая

$$\tilde{\varphi} = \varphi_1(R) e^{i(\omega t - m\vartheta + \int k dR)}, \quad (18.1.9a)$$

$$\tilde{f} = f_1(R, u_R, u_\vartheta) e^{i(\omega t - m\vartheta + \int k dR)}, \quad (18.1.9b)$$

где φ_1 и f_1 функции, слабо зависящие от R , а $|\int k dR|$ — большой параметр. Линии постоянного фазы решений (18.1.9) есть снова спирали (17.3.40), которые при $k < 0$ соответствуют t -волнам и при $k > 0$ — l -волнам. Используя разложение системы уравнений (18.1.7), (18.1.8) по малому параметру $(kR)^{-1}$, будем, как в разделе 17.3, искать их асимптотическое решение, т.е. условие существования тугозакрученных спиралей с углом закрутки, определяемым формулой (17.3.41).

В первом приближении ВКБ (старший порядок по малому параметру) решение уравнения Пуассона (18.1.8) находим непосредственно из (17.3.42):

$$\tilde{\mu}_d \equiv \int \tilde{f} du_R du_\theta = - \frac{|k|}{2\pi G} \tilde{\varphi} = -s_k \frac{k\tilde{\varphi}}{2\pi G} \quad (18.1.10)$$

или

$$\frac{\partial \varphi}{\partial R} = 2\pi i G s_k \int \tilde{f} du_R du_\theta. \quad (18.1.11)$$

Разложение (18.1.7) произведем по двум малым параметрам — по (14.8.1) и (17.3.41), т.е. используя малость пекулярных скоростей по сравнению с линейной скоростью вращения и малость угла закрутки спиралей. Введем новые переменные

$$w_R = \left(\frac{\kappa}{2\Omega}\right)^2 u_R, \quad w_\theta = \frac{\kappa}{2\Omega} u_\theta$$

и перейдем к цилиндрическим координатам (w_1, ψ) в пространстве скоростей по формулам

$$w_R = w_1 \cos \psi, \quad w_\theta = w_1 \sin \psi. \quad (18.1.12)$$

Далее предположим, что невозмущенная функция распределения f_0 не зависит от угла ψ в пространстве скоростей. Если при этом f_0 — шварцшильдская, то последнее требование эквивалентно следующему соотношению между R - и θ -дисперсиями пекулярных скоростей звезд

$$\sigma_R = \frac{2\Omega}{\kappa} \sigma_\theta. \quad (18.1.13)$$

При этих условиях и с учетом (18.1.9а, б) уравнение (18.1.7), примет следующий вид:

$$ik \frac{\partial \tilde{f}}{\partial \psi} + \left[\left(\frac{2\Omega}{\kappa} \right)^2 k w_1 \cos \psi + (\omega - m\Omega) \right] \tilde{f} + \left(\frac{\kappa}{2\Omega} \right)^2 k \tilde{\varphi} \cos \psi \frac{\partial f_0}{\partial w_1} = 0, \quad (18.1.14)$$

Периодическое по углу ψ решение (18.1.14) есть

$$\tilde{f} = \tilde{\varphi} ik \left(\frac{\kappa}{2\Omega} \right)^2 \frac{\partial f_0}{\partial w_1} \frac{e^{i\alpha \sin \psi}}{e^{2\pi i \nu - 1}} \int_0^{2\pi} e^{i[\nu \psi' - \alpha \sin(\psi + \psi')] } \cos(\psi + \psi') d\psi', \quad (18.1.15)$$

где

$$\alpha = \left(\frac{2\Omega}{\kappa} \right)^2 \frac{k w_1}{\kappa}, \quad \nu = \frac{\omega - m\Omega}{\kappa} = \nu_r + i\nu_i. \quad (18.1.16)$$

$\nu_i = -\gamma/\kappa$.

Вставляя (18.1.16) в (18.1.10), находим дисперсионное уравнение для произвольной функции $f_0(w_1)$:

$$1 = s_k \frac{4\pi^2 G \mu_d^0}{k} \frac{\kappa}{2\Omega} \frac{\partial f_0}{\partial w_1} \int_0^\infty \frac{dw_1}{\partial w_1} \sum_{n=-\infty}^\infty \frac{n J_n^2(\alpha)}{n - \nu}, \quad (18.1.17)$$

где функция $f_0(w_1)$ нормирована теперь на единицу, μ_d^0 — невозмущенная

поверхностная плотность звездного диска, $J_n(\alpha)$ — функция Бесселя n -го порядка, n — целое. Далее индекс "0" у невозмущенных величин будем опускать.

Дисперсионное уравнение (18.1.17) справедливо в верхней полуплоскости комплексного переменного ω , т.е. при $\gamma \geq 0$. Для исследования поведения возмущений во всей плоскости ω (или ν) необходимо (18.1.17) аналитически продолжить в полуплоскость $\gamma < 0$ (Гросс, 1951).

Таким образом, тугозакрученные спиральные волны плотности могут существовать в звездном (бесстолкновительном) диске с малой по сравнению с линейной скоростью вращения дисперсией пекулярных скоростей, если волновое число k и частота этих волн ω связаны дисперсионным уравнением (18.1.17). Оно в общем случае определяет бесконечное число независимых ветвей решений.

Как следует из (18.1.17), особыми являются целые значения частоты ν . Условие $|\nu| = |n|$ или

$$m|\Omega_p - \Omega| = |\omega - m\Omega| = |n|\kappa \quad (18.1.17a)$$

имеет ясный физический смысл: резонансы наступают, когда частота волны (с учетом эффекта Доплера) равна целому кратному от эллиптической частоты. Эта ситуация похожа на возникающую в плазме при расфокусировании в ней продольных электростатических волн полерек магнитного поля (резонирует волна с электронами, вращающимися по ларморовским окружностям). Соответствующие моды колебаний в плазме называются модами Бернштейна, и их дисперсионное уравнение аналогично уравнению (18.1.17).

Если $f_0(w_1)$ — шварцшильдская функция, то (18.1.17) приводится к виду, аналогичному (17.3.45в):

$$D_{\nu, Q_s}(x) = 1, \quad D_{\nu, Q_s}(x) = \frac{|k_*| F_\nu(x)}{1 - \nu^2}, \quad (18.1.18)$$

где редуцирующий фактор $F_\nu(x)$ был получен в двух эквивалентных формах Лином и Шу (1966):

$$F_\nu(x) = \frac{1 - \nu^2}{x} \left[1 - \frac{\nu\pi}{\sin \nu\pi} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-x(1+\cos s)} \cos \nu s ds \right] \quad (18.1.19)$$

и Марочником и Сучковым (1968а, 1969а)

$$F_\nu(x) = \frac{1 - \nu^2}{x} \frac{2e^{-x} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 I_n(x)}{n^2 - \nu^2}}{2\pi G \mu_d}, \quad (18.1.19a)$$

где

$$|k_*| = \frac{|k|}{k_{cr}}, \quad k_{cr}^2 = \frac{\kappa^2}{2\pi G \mu_d}, \quad (18.1.20)$$

$$x = k^2 \sigma_R^2 \kappa^{-2}. \quad (18.1.21)$$

Как видим, в точной теории появляются те же величины, что и в элементарной, но с заменой $s_0 \rightarrow \sigma_R$ в (17.3.45в) и $\mu_0 \rightarrow \mu_d$ в (17.3.49).

Приведем значения $F_\nu(x)$ для $\nu = 0, \pm 1$. Легко видеть из (18.1.19), что

$$F_0(x) = \frac{1}{x} [1 - e^{-x} I_0(x)], \quad (18.1.22)$$

$$F_1(x) = F_{-1}(x) = \frac{2}{x} e^{-x} I_1(x). \quad (18.1.23)$$

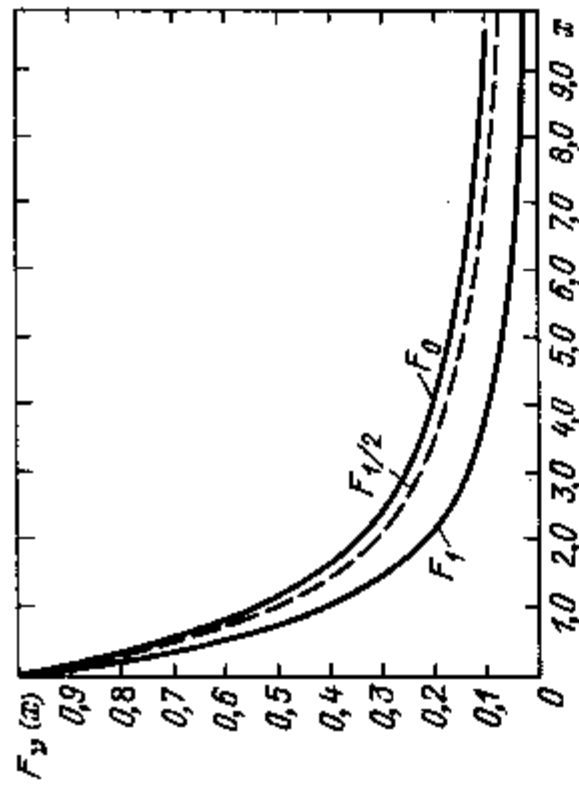


Рис. 83. Редуцирующий фактор $F_v(x)$ (Лин, 1967).

На рис. 83 даны графики $F_0(x)$, $F_{1/2}(x)$, $F_1(x)$ (Лин, 1967). Для учета конечной толщины диска (18.1.18) следует дополнить вторым редуцирующим фактором (17.3.60).

Величина (и смысл) критического волнового числа k_{cr} такая же, как в элементарной теории, поскольку оно определяет границу устойчивости холодного (дисперсия скорости = скорости звука = 0) диска. Напомним, что при $\sigma_R = c_{s0} = 0$, кинетическое описание и гидродинамическое (элементарное) тождественно совпадают (§ 14, 15).

Вместе с тем, при кинетическом рассмотрении звездного диска меняются значения маргинальной дисперсии скоростей, хотя сам смысл этого понятия, введенного в элементарной теории, сохраняется. Действительно, полагая $m = 0$ и $\nu = \omega = 0$, находим условие маргинальной устойчивости звездного диска по отношению к осесимметричным возмущениям из (18.1.18) и (18.1.20):

$$\frac{k_{cr}}{|k|} = F_0(x). \quad (18.1.24)$$

Уравнение (18.1.24) получил Тоомре (1964). Как видим, оно похоже на уравнение (15.3.20), полученное Линден-Беллом (1962) также для определения критического волнового числа, но для малых возмущений в трехмерной геометрии. Из (18.1.24) можно найти критическую длину волны как функцию σ_R , k , μ_d , а затем ту величину дисперсии скоростей, которая стабилизирует все длины волн возмущений в диске (маргинальная дисперсия скоростей). Кривая маргинальной устойчивости звездного диска показана на рис. 86. Величина маргинальной дисперсии скоростей равна

$$\sigma_R^m = 3,36 G \mu_d / k \quad (18.1.25)$$

и условие устойчивости имеет вид (критерий Тоомре, 1964)

$$Q_s \equiv \sigma_R / \sigma_R^m \geq 1. \quad (18.1.26)$$

Условие маргинальной устойчивости для всех длин волн есть

$$Q_s = 1. \quad (18.1.27)$$

Обобщение критерия устойчивости на случай диска конечной толщины дал Вандервоорт (1970), а на случай $m \neq 0$ — Морозов (19816).

Дисперсионное уравнение спиральных волн плотности в функции от Q_s и k_* получаем из (18.1.18) — (18.1.20), вставляя в них $\sigma_R = \sigma_R^m Q_s$ по формуле (18.1.25). Очевидно,

$$x = Q_s^2 (\sigma_R^m)^2 k^2 / k^2 = 0,2857 k^2 Q_s^2, \quad (18.1.28)$$

а вместо (18.1.18) имеем

$$D_\nu Q_s(k_*) \equiv |k_*| F_\nu(0,2857 k_*^2 Q_s^2) / (1 - \nu^2) = 1. \quad (18.1.29)$$

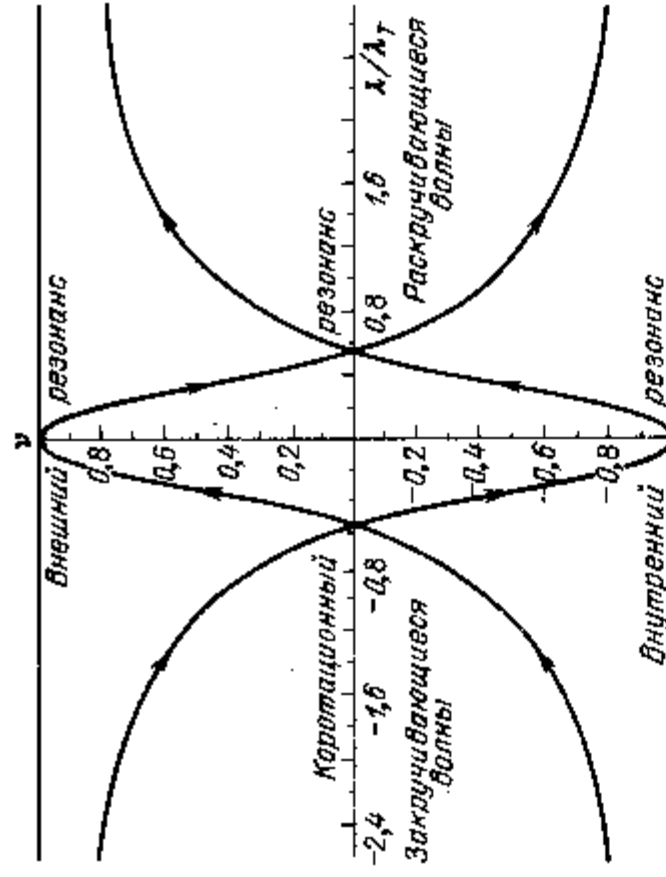


Рис. 84. Решение дисперсионного уравнения (18.1.12) для маргинального диска с $Q_s = 1$ (Шу, 1970 б).

Решение дисперсионного уравнения (18.1.29) для $Q_s = 1$ изображено на рис. 84 (Шу, 1970б), для значений $Q_s \neq 1$ — на рис. 85 (Тоомре, 1969, 1977). Учет конечной толщины диска производится заменой F_0 в (18.1.29) на $F_0 F_1$, где F_1 дается формулой (17.3.60).

Остановимся подробнее на случае маргинально устойчивого диска, $Q_s = 1$. По определению, левая полуплоскость рис. 84 дает дисперсионную кривую для t -волн, правая — для l -волн. На внутреннем линдбладовском резонансе ($\nu = -1$) длинноволновая мода ведет себя качественно так же, как в элементарной теории, т.е. $k_l \rightarrow 0$ ($\lambda_l \rightarrow \infty$). Коротковолновая мода ведет себя не так, как в элементарной теории: при $\nu \rightarrow -1$ $k_s \rightarrow 0$ ($\lambda_s \rightarrow 0$). Уже по этой причине ясно, что пользоваться гидродинамическим приближением в областях диска, где $\nu \rightarrow \pm 1$ (на внешнем линдбладовском резонансе ситуация, как видно из рис. 84, аналогичная), нельзя: гидродинамическое приближение нарушается из-за нарушения условия (17.3.1), и результаты точной и элементарной теории перестают совпадать даже качественно.

Верхняя полуплоскость рис. 84 соответствует области диска, расположенной между короткой и внешней линдбладовским резонансом. Нижняя относится к области между короткой и внутренним линдбладовским резонансом. В каждом квадрате рис. 84 существуют обе моды — длинноволновая и коротковолновая (l и s). В области короткой длины волн обеих мод совпадают.

Из рис. 85 видно, что для сверхустойчивого диска ($Q_s > 1$) нейтральные волны не могут дойти до коротационного круга, так как вблизи области, где $\nu = 0$, (18.1.18) не имеет действительных решений для k . При $Q_s < 1$ в

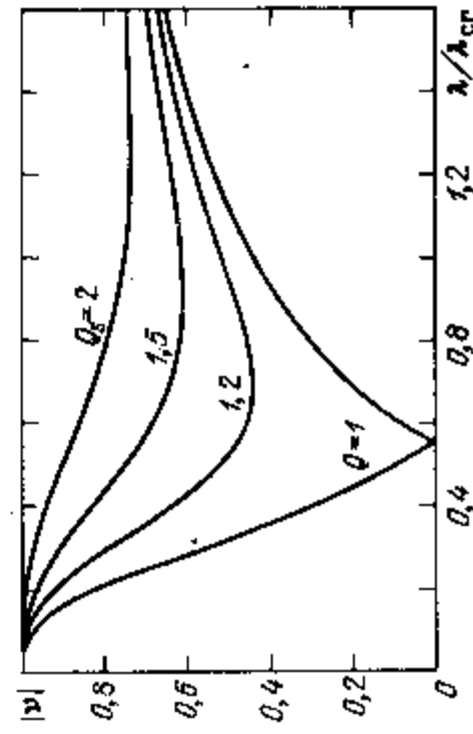


Рис. 85. Решение дисперсионного уравнения (18.1.29) для различных Q_s (Тоомре, 1977).

области $\nu = 0$ в зависимости от длины волны λ имеются как нейтральные так и усиливающиеся волны.

Используя определение групповой скорости (17.3.51), найдем из (18.1.18)

$$c_g = -\frac{\partial \omega}{\partial k} = \kappa \frac{\partial D_\nu Q_s / \partial k}{\partial D_\nu Q_s / \partial \nu}. \quad (18.1.30)$$

Из (18.1.30) следует снова (17.3.52). Этот результат для звездного диска получил Тоомре (1969), который, как уже говорилось, при этом отметил, что вычисленная для окосолненной окрестности групповая скорость волны в модели Лина и др. (1969) порядка 10 км/с, что приводит к затуханию S-моды во внутреннем линдбладовском резонансе за время порядка нескольких оборотов Галактики (см. раздел 17.3).

Дисперсионное уравнение (18.1.29) является асимптотическим. Асимптотическая теория несправедлива в резонансных областях $\nu = 0, \pm 1$. Это — следствие обстоятельства, легко усматриваемого из (17.3.30). Коэффициенты A и B неасимптотического дифференциального уравнения, описывающего волны плотности в элементарной теории, расходятся при $\nu = 0, \pm 1$. Однако сами эти коэффициенты имеют второй порядок малости по ВКБ-параметру $(kR)^{-1}$. Поэтому при выводе асимптотического дисперсионного уравнения (17.3.45), (17.3.46) они, естественно, были опущены. При $\nu \rightarrow 0, \pm 1$ эти коэффициенты не малы, а наоборот велики, так что (17.3.45), (17.3.46), полученные путем пренебрежения этими членами, становятся несправедливыми. В линдбладовских резонансах $k \rightarrow 0$, и нарушается ВКБ-приближение. Шу (19706) рассмотрел систему уравнений (18.1.7), (18.1.8) во втором порядке по малым параметрам (14.8.1) и (17.3.41) (он получил также точное интегральное уравнение, описывающее малые возмущения в бесконечно тонком звездном диске, без использования малости параметра $(kR)^{-1}$).

Решение уравнения Пуассона в этом приближении есть (17.3.42), где $\tilde{\mu}_d$ следует заменить на $\tilde{\mu}_d$ согласно (18.1.10). Решение кинетического уравнения (18.1.7) в этом приближении дает

$$\tilde{\mu}_d = -\frac{k^2 \tilde{\varphi}_d F_\nu(x)}{\kappa^2(1-\nu^2)} \left\{ 1 - \frac{i R_\nu^*(x)}{kR} \frac{d}{d \ln R} \ln \left[\frac{k \mu_d F_\nu R_\nu^* R \varphi_1^2}{\kappa^2(1-\nu^2)} \right] \right\}, \quad (18.1.31)$$

где

$$R_\nu^*(x) = \frac{1}{2} [1 - R_\nu(x)], \quad (18.1.32)$$

$$R_\nu(x) = - \left[1 + 2 \frac{\partial \ln F_\nu}{\partial \ln x} \right]. \quad (18.1.33)$$

Приравняв действительные и мнимые части (17.3.42) и (18.1.31), найдем два уравнения: одно из них есть (18.1.18), т.е. дисперсионное уравнение в старшем порядке. Второе, в соответствии с ВКБ-методом, есть уравнение для амплитуды волны. Оно может быть приведено к виду (Шу, 19706)

$$\frac{d}{dR} [R \varphi_1^2 R_\nu(x)] = 0 \quad \text{или} \quad R \varphi_1^2 R_\nu = \text{const.} \quad (18.1.34)$$

Поскольку при $\nu \rightarrow 0$ $R_\nu \rightarrow 0$, то $\varphi_1 \rightarrow \infty$ и, таким образом, находим, что в области коротации пользоваться дисперсионным уравнением (18.1.18) нельзя.

Если ввести плотность действия волны A (см., например, Бертин, 1980)

$$A = \frac{\kappa}{8\pi G} \varphi_1^2 \frac{\partial D_\nu Q_s(x)}{\partial \omega}, \quad (18.1.35)$$

то из (18.1.34) можно найти, что

$$R \varphi_1^2 R_\nu \sim R c_g A, \quad (18.1.36)$$

$$\text{sgn } A \equiv s_\nu. \quad (18.1.37)$$

Как показал Калнайс (1971), плотность энергии и углового момента волны E^w и J^w в инерциальной системе отсчета, связаны с A соотношениями

$$E^w = \omega A, \quad J^w = m A. \quad (18.1.38)$$

Из (18.1.37), (18.1.38) следует, что внутри коротационного круга плотность энергии волн отрицательна, а вне его положительна. Комбинируя (18.1.36) и (17.3.38), находим (Шу, 19706) законы сохранения:

$$\frac{1}{\omega} R c_g E^w = \text{const.}, \quad (18.1.39)$$

$$\frac{1}{m} R c_g J^w = \text{const.} \quad (18.1.40)$$

Согласно (18.1.36), (18.1.37) и (17.3.52)

$$\text{sgn}(c_g A) = s_k s_\nu, \quad (18.1.41)$$

т.е. поток плотности действия в t -волне и на L -моду направлен к центру, а на S-моду — от центра к коротации. При переходе в систему отсчета, вращающуюся с угловой скоростью Ω , частота ω испытывает доплеровский сдвиг ($\omega' = \omega - m\Omega$), а плотность энергий преобразуется по известной формуле $E' = E^w - \Omega J^w$. Таким образом, из (18.1.39) имеем во вращающейся системе отсчета

$$\frac{R c_g (E^w - \Omega J^w)}{\omega - m\Omega} = \text{const.} \quad (18.1.42)$$

Линден-Белл и Капнайс (1972) привели аргументы в пользу того, что плоские дискообразные галактики должны эволюционировать к конфигурациям, в которых большая часть углового момента связана с их наружными частями, поскольку в таких конфигурациях больше энергии запасено в форме хаотических движений. Согласно (18.1.41) передача наружу углового момента t -волнами плотности осуществляется на S-моду. Поэтому Линден-Белл и Капнайс (1972) считают ее ответственной за спиральную структуру (см., однако, критику этой точки зрения у Бертина, 1980).

2. Волны плотности в модели бесконечно тонкого диска, состоящего из вращающейся и невращающейся подсистем

Как уже отмечалось, "миксмастерная модель" Лина и Шу (1966), не учитывая реальное многоподсистемное строение Галактики (галактик), не может служить, по-видимому, репрезентативной моделью для построения теории спиральной структуры. На это обратили внимание Марочник и Сучков (1968а, 1969б, 1971), которые построили теорию глобального вол-

нового узора в модели двухподсистемного бесконечно тонкого звездного диска, состоящей из быстровращающейся подсистемы ("население I'") и не имеющей вращения подсистемы ("население II'"). Позднее их модель была уточнена путем учета наличия нескольких вращающихся подсистем в Галактике среди населений диска (Сучков, 1979), а также путем учета конечной толщины невращающейся "балдж-гало-подсистемы" (Марк, 1975, Мишуков, Сучков, 1976а).

Введение в теорию волн плотности невращающейся (или слабовращающейся) балдж-гало-подсистемы привело к важным следствиям. Во-первых, как мы видели в § 11, оказалось, что она необходима для подавления неустойчивости, обуславливающей образование бара (неустойчивость Острайкера-Пиблса), т.е. волны плотности не могут образовывать квазистационарный спиральный узор в тонком быстровращающемся диске с малой дисперсией скоростей без балдж-гало-подсистемы, как первоначально предполагалось Лином и Шу (1964, 1966) и Лином и др. (1969). Во-вторых, звезды этой подсистемы, отбирая угловой момент у звезд диска при взаимодействии с волнами плотности, приводят к усилению последних и возможности их генерации во внутреннем линдбладовском резонансе и в коротации. В-третьих, явный учет многоподсистемности Галактики позволяет ввести понятие "активного диска", т.е. той подсистемы, в которой возбуждаются и распространяются волны плотности.

Последовательное проведение в жизнь такой позиции привело к тому, что лучшее согласие с наблюдениями стала "показывать" длинноволновая мода (Марочник и др., 1972). Постепенно к подобной позиции (учету подсистем) стала склоняться и группа исследователей из Массачусетского технологического института (США). Эти авторы вслед за Марочником и Сучковым (1968а, 1968а, 1971) стали вводить также рассмотрение балдж-гало-подсистемы и активный диск (см., например, Марк, 1975, 1977, Лин и Пау, 1979), продолжая, вместе с тем, считать S-моду предпочтительной.

Приведем дисперсионное уравнение для волн плотности в двухподсистемной модели, следуя Марочнику и Сучкову (1968а, 1969б, 1971). Так же, как в 18.1, рассмотрим асимптотическую теорию тугозакрученных спиральных волн плотности. Исходной является система уравнений для возмущений, состоящая из (18.1.7), к которой следует добавить кинетическое уравнение для возмущений функции распределения f_h звезд балдж-гало-подсистемы

$$\frac{\partial \tilde{f}_h}{\partial t} + u_R \frac{\partial \tilde{f}_h}{\partial R} + \frac{u_\theta}{R} \frac{\partial \tilde{f}_h}{\partial \theta} + \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial R} \frac{\partial f_h^0}{\partial R} + \left(\frac{u_\theta^2}{R} + \frac{\partial \varphi_0}{\partial R} \right) \frac{\partial \tilde{f}_h}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \theta} \frac{\partial f_h^0}{\partial u_\theta} - \frac{u_R u_\theta}{R} \frac{\partial \tilde{f}_h}{\partial u_\theta} = 0 \quad (18.2.1)$$

и уравнение Пуассона

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial z^2} = -4\pi G \delta(z) (\tilde{\mu}_d + \tilde{\mu}_h), \quad (18.2.2)$$

где

$$\mu_h = \int \tilde{f}_h du_R du_\theta, \quad (18.2.3)$$

где индекс "0" относится к невозмущенным величинам.

Повторяя те же вычисления, что при выводе (18.1.17), можно получить следующее дисперсионное уравнение:

$$1 = 2\pi G s_k \left[\frac{2\pi\mu_d}{k} \frac{\kappa}{2\Omega} \frac{\partial f_0}{\partial \omega} \int \frac{dw_1}{\partial w_1} + \frac{n J_n^2(\alpha)}{\sum_{n=-\infty}^{\infty} n - \nu} + \mu_h^0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \tilde{f}_h^0 / \partial u_R}{\omega - ku_R} du_R \right] \equiv D^I + D^{II}, \quad (18.2.4)$$

где

$$\tilde{f}_h^0 = \int_{-\infty}^{\infty} f_h^0 du_\theta.$$

Если учесть еще межзвездный газ, сосредоточенный также в бесконечно тонком активном диске, описываемый гидродинамическими уравнениями (см., § 17), то полное дисперсионное уравнение примет вид

$$D^I + D^{II} + D_g = 1, \quad (18.2.5)$$

где

$$D^I = D_{v,Q_s}(x), \quad (18.2.6)$$

$$D^{II} = 2\pi G s_k \mu_h \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \tilde{f}_h}{\partial u_R} \frac{\partial u_R}{\omega - ku_R} du_R, \quad (18.2.7)$$

$$D_g = \frac{2\pi G |k| \mu}{\kappa^2 - (\omega - m\Omega)^2 + k^2 c_s^2}. \quad (18.2.8)$$

Здесь и далее индекс "0" у невозмущенных величин опускается.

Если в уравнении (18.2.5) положить $D^{II} = 0$, то оно перейдет в дисперсионное уравнение Лина и Шу (18.1.18). Далее вклад газа в (18.2.5) рассматриваться не будет, а движение газа будет рассмотрено отдельно в § 20.

Полагая \tilde{f}_h максвелловской и $D_g = 0$, перепишем (18.2.5) в виде

$$D^I + D^{II} \equiv \frac{2\pi G \mu_d}{|k| \sigma_d^2} \left[\frac{x F_v(x)}{1 - v^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{f}_h du}{1 - (\omega/ku_R)} \right] = 1, \quad (18.2.9)$$

где

$$\zeta(R) = \frac{\mu_h \sigma_R^2}{\mu_d \sigma_h^2}; \quad (18.2.10)$$

σ_d и σ_h обозначены дисперсии радиальной компоненты скоростей звезд диска и балдж-гало-подсистемы. Из (18.2.9) следуют, по крайней мере, два вывода: 1) полюс во втором члене левой части показывает наличие резонансных эффектов, связанных с взаимодействием волн плотности со звездами балдж-гало-подсистемы. Резонансы возникают при совпадении радиальных скоростей волны и этих звезд; 2) из (18.2.10) видно, что большая дисперсия скоростей звезд балдж-гало-подсистемы делает ее вклад в динамику волн малой. В модели "миксмастера" корректно этот эффект учесть нельзя. Можно показать, что подобная ситуация имеет место и в том случае, когда кроме звезд балдж-гало-подсистемы учитываются и звезды "неактивной части" галактического диска (Сучков, 1979).

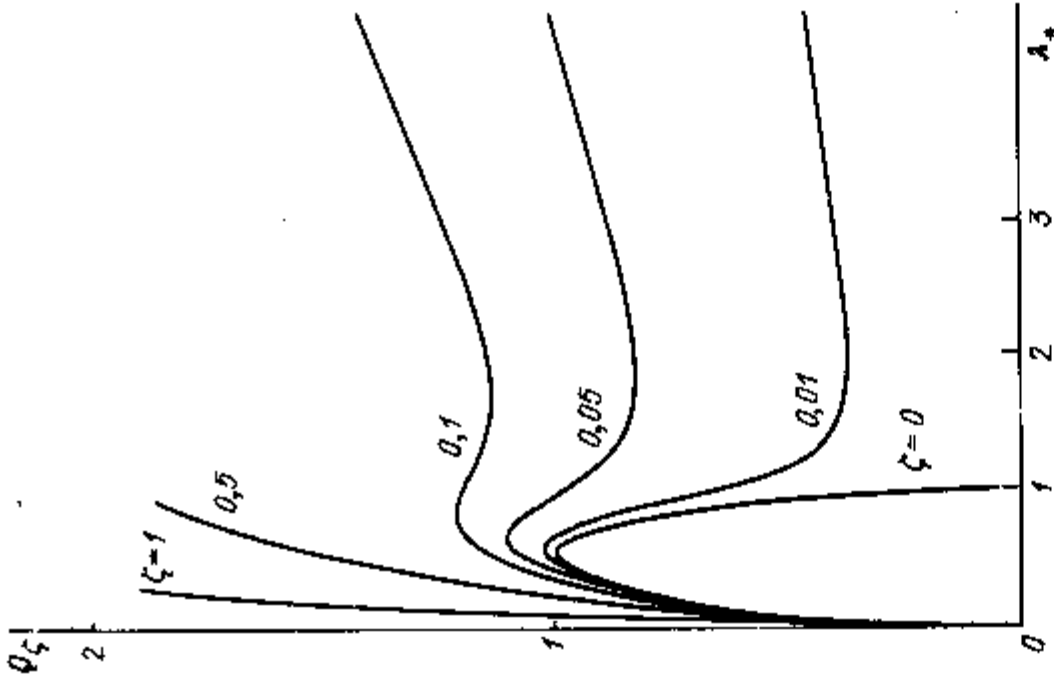


Рис. 86. Устойчивость диска, состоящего из вращающейся и невращающейся подсистем, по отношению к осесимметричным возмущениям.

Важным следствием существования подсистем в галактиках является и то, что в каждой из них должен возбуждаться свой спиральный волновой узор. Насколько такой узор будет "оформленным" зависит от параметра ξ . В подсистемах с большой дисперсией скоростей узора, естественно не будет. В подсистемах с малой дисперсией скоростей должны возникнуть свои собственные узоры, смещенные по фазе и отличающиеся по интенсивности (Марочник и Сучков, 1969а, 1971). Возможным наблюдательным подтверждением такой ситуации являются уже упоминавшиеся наблюдения Цвикки (1957) галактики M51, обнаружившие в ней смещенные друг относительно друга спиральные узоры в красном и голубом цвете. Впрочем, "красные" и "голубые рукава" Цвикки могут иметь и другое объяснение в свете работы Швейцера (1976).

Условие маргинальной устойчивости, аналогичное условию Тоомре, для двухподсистемной модели получается из (18.2.9) при $m = \omega = 0$. Выполнив простые вычисления, можно найти уравнение, аналогичное (18.1.24):

$$Q_{\xi} = 1,87 \frac{1 - e^{-\lambda_*} I_0(x) + \xi}{\sqrt{x}} \quad (18.2.11)$$

Графики функции $Q_{\xi} = Q_{\xi}(\lambda_*, \xi)$ показаны на рис. 86. В отличие от (18.1.24) уравнение (18.2.11) формально имеет решения при любых Q_{ξ} , т.е. с математической точки зрения не существует такой дисперсии скоростей σ_d , которая могла бы стабилизировать систему против неустойчивости возмущений произвольной длины. Фактически же при малых значениях ξ , как видно из рис. 86, кривая маргинальной устойчивости мало отличается от кривой по Тоомре (1964) ($\xi = 0$) везде за исключением больших значений длин волн, которые не могут реализоваться в Галактике. Действительно, при $\xi = 0,1$, например, $\lambda_* = k_*^{-1} \approx 2$, что в окрестности Солнца означает неустойчивость волн с $\lambda > 40$ кпк (см. раздел 18.3). Если исключить из рассмотрения область больших λ_* на рис. 86, то в остальной части возмущения устойчивы при $Q_{\xi} \geq Q_{\xi} = 1$, где $Q(\xi = 0) = Q_0 = 1$, а другие значения Q_{ξ} видны на рис. 86.

Так же как и в случае однокомпонентного диска, условие маргинальной устойчивости (например, для длин волн, меньших диаметра Галактики) в этом случае

$$Q_{\xi} \geq Q_{\xi} \quad (18.2.12)$$

есть локальное условие. Кроме того, нужно помнить, что модель, учитывающая балдж-гало-подсистему, для более точных оценок требует редукции за конечность толщины этой подсистемы.

3. Глобальные моды

Покальная устойчивость диска, например, по Тоомре ($Q_{\xi} \geq 1$) не означает, вообще говоря, его устойчивости в целом, по отношению к глобальным модам. Проблема стала особенно острой после серии работ по численным экспериментам (Хокни и Хол, 1969; Хол, 1971; Миллер и др., 1970), показавших, что локально устойчивые по Тоомре диски могут быть подвержены крупномасштабным неустойчивостям и, в частности, неустойчивости Острайкера-Пиблса (1973), которая уже обсуждалась в § 11.

Наибольший интерес в связи с проблемой спиральной структуры вызывает вопрос о том, могут ли существовать глобальные нейтральные или неустойчивые моды спиральных волн плотности, которые могли бы объяснить спиральную структуру. На сегодняшний день вопрос открыт, хотя в этом направлении предпринимались серьезные попытки прояснить ситуацию. К одной из них мы в дальнейшем еще обратимся (теории дискретных глобальных мод). Здесь же мы ограничимся ссылкой на обзоры Тоомре (1977, 1981б), а также на работы Занга (1979) и Хаасса (1980), которые обнаружили сильную зависимость результатов (и сильную неустойчивость, и удивительную устойчивость глобальных мод) от принятых параметров моделей звездных дисков. Для Галактики подобное исследование выполнили Пау и Хаасс (1979) (см. 19.1). Для газовых дисков неустойчивые глобальные моды в последнее время исследовали Аоки и др. (1979), Айе и др. (1981).

4. Механизмы возбуждения и поддержания волн плотности

Если пытаться апеллировать к S-моду волн плотности для интерпретации глобального спирального узора в Галактике, то возникает ряд проблем. Главная из них в том, что S-мода соответствует волнам, распространяющимся с групповой скоростью $c_g < 0$ внутри коротационного круга, где $v < 0$, если это t-волны (см. (17.3.52)). Как отмечалось, в течение нескольких галактических лет ($\sim 10^9$ лет) весь спиральный узор стянется к внутреннему линдбадовскому резонансу. Здесь спиральные волны поглощаются. Механизм поглощения аналогичен механизму затухания Ландау в электронной плазме для волн с длиной, меньшей дебаевского радиуса, — из-за малой длины волны звезды не удерживаются гравитационным полем возмущения и разносятся со скоростями, близкими к "тепловым". Таким образом, в рамках теории волн плотности необходим механизм, который мог бы поддерживать (и возбуждать) глобальный узор в Галактике.

1) "Приливный механизм" — спиральные волны плотности возбуждаются благодаря галактике — спутнику, или благодаря близкому прохождению галактики. Применительно к Млечному Пути — нашей Галактике — таким механизмом могло бы служить взаимодействие с Большим Магеллановым Облаком (Тоомре, 1970). Теоретическое исследование этого вопроса было сделано Тоомре и Тоомре (1972), Линдсом и Тоомре (1976). Численные эксперименты также показывают принципиальную возможность возбуждения глобального волнового узора таким механизмом (см., например, Знеев и др., 1973). Детальное количественное обсуждение двух таких примеров (NGC 5194/5 и "Колеса" — кольца в кольце, разделенные нечетными спикообразными перекладинами, с двумя сопутствующими меньшими галактиками) провел Тоомре (1981а). Приливный механизм, как пока-

зывает анализ, действительно может быть причиной возбуждения волнового узора.

2) *Локальная неустойчивость Джинса в периферических частях Галактики*, возможная в том случае, если здесь $Q_s < 1$, может приводить, согласно Пину (1970), к гравитационной конденсации. Эти конденсации способны возбуждать спиральные волны в диске, так что угловая скорость этих волн будет близка к угловой скорости вращения возникших конденсаций. Отметим, что в этом случае не может возникнуть, по-видимому, регулярная крупномасштабная спиральная структура, а скорее должна возникнуть хаотическая в целом картина (см. подробнее Марочник и Сучков, 1974).

3) *Механизм обратной связи* (Пау и др., 1976) сводится к тому, что при отсутствии центрального бара, но при наличии "точки поворота" в центральных областях галактик, в системе может установиться стоячая волна между областями короткой и "точками поворота".

4) *Возбуждение центрального бара* — один из наиболее вероятных механизмов генерации волн плотности в галактиках. Работы по анализу теоретической возможности возбуждения волн плотности центральным баром были выполнены Фелдманом и Лином (1973) и Корчагиным и Марочником (1975). Обе работы были выполнены аналитически, в гидродинамическом приближении, т.е. для газовых дисков, и оставляли много неясных вопросов. Достаточно полный анализ возможен здесь лишь численными методами. Обзор проблемы дал Робертс (1979), список работ по ней дали Эйнасто и Кузмин (1982). Общий вывод, по-видимому, сводится к тому, что с теоретической точки зрения бар, или овальная дисторсия в центре диска способны генерировать глобальный спиральный узор. Наблюдательные данные по внешним галактикам свидетельствуют, по-видимому, в пользу явной преимущественности механизма генерации центральными барами, бароподобными образованиями и приливными силами. Приведем в связи с этим результаты Д. и Б. Элмегринов (1982а). Эти авторы проанализировали 305 нормальных пересеченных спиралей (79 изолированных галактик, 52 в двойных системах, 174 — в группах). Среди SA-галактик они нашли $68 \pm 10\%$, имеющих иррегулярную, фрагментарную структуру и лишь $32 \pm 10\%$, имеющих регулярную симметричную спиральную структуру. Ключевые спиралей чаще всего встречаются в галактиках без баров и спутников.

Участие в двойных системах или группах увеличивает вероятность регулярной спиральной структуры у SA-галактик до $67 \pm 6\%$. Наличие баров увеличивает долю таких систем до $71 \pm 7\%$. Эта доля чуть выше для пересеченных спиралей в группах ($72 \pm 4\%$) и много выше для пересеченных спиралей в двойных системах ($93 \pm 5\%$).

Д. и Б. Элмегрины (1982б) проанализировали спиральные галактики в скоплениях с красным смещением $z \approx 0,02 - 0,06$ также на предмет наличия в них глобального спирального узора. Они исследовали 829 галактик в 22 скоплениях. Оказалось, что доля пересеченных спиралей, имеющих регулярный узор, близка к 95% против 67% нормальных спиралей или галактик со слабо выраженным баром.

Корменди и Норман (1979) рассмотрели 54 галактики с известными кривыми вращения и пришли к выводу, что глобальный спиральный узор возникает в галактиках с дифференциальным вращением лишь при наличии бара или спутника.

Таким образом наблюдательные данные упрямо подталкивают к выводу о важности механизмов возбуждения глобального узора центральным баром (центральной асимметрией) или приливными силами.

5) *Усиление волн плотности резонансами* (Марочник и Сучков, 1968б, 1971; Линден-Белл и Капнайс, 1972) связано с процессами обмена энергией и угловым моментом между звездами и волной.

6) *Квазистационарное поддержание спирального узора* как глобальной дискретной неустойчивой моды волн плотности (см. раздел 19.1).

5. Поддержание волн плотности неустойчивостями

Поддержание волн плотности в присутствии диссипации может осуществляться за счет усиления волн в какой-либо области системы, при этом энергия системы перекачивается в энергию волн.

В неоднородном осесимметричном диске длина волны возмущений есть функция координат, т.е. $\lambda = \lambda(R)$. Дисперсионное уравнение в асимптотическом анализе можно рассматривать как уравнение для величины $k = k(R, \omega)$, где ω следует задавать из дополнительных соотношений.

Величина ω , очевидно, определяется условиями генерации спиральных волн, например, скоростью вращения бара, если он ответствен за возбуждение волн. Как сказано выше, в системе, где возбуждаются волны, могут существовать области, где эти волны усиливаются — здесь энергия системы переходит в энергию волн. Механизм усиления можно рассматривать как неустойчивость волн в данной области. Если инкремент неустойчивости мал по сравнению с частотой, то задачу о неустойчивости и усилении можно решить на основе дисперсионного уравнения. Разделив частоту на действительную и мнимую части, $\omega = \text{Re } \omega + i \text{Im } \omega$, $|\text{Im } \omega| \ll |\text{Re } \omega|$, и соответственно разделив дисперсионное уравнение на два, при заданном значении $\text{Re } \omega$ можно найти $k(\omega, R)$, $\gamma = \gamma(\omega, R)$ (здесь и далее для $\text{Re } \omega$ оставим обозначение ω и обозначим $\text{Im } \omega = \gamma$).

Впервые неустойчивость волн плотности во втором порядке ВКБ рассмотрели Лин и Шу (1966). Позднее неустойчивости волн плотности во втором порядке ВКБ были исследованы рядом авторов, результаты которых описаны Лином и Пау (1979). Это в основном неустойчивости гидродинамического типа, т.е. связанные с поведением макроскопических гидродинамических величин, а не с детальным видом функции распределения f в пространстве скоростей (неустойчивости последнего типа называют кинетическими).

Рассмотрим результаты в старшем порядке ВКБ. В однокомпонентной модели диска локальная неустойчивость Джинса вряд ли развивается, так как в Галактике, по-видимому, $Q_s \gg 1$ (Тоомре, 1974). Но локальные неустойчивости, приводящие к возбуждению волн плотности, могут, в принципе развиваться в более реалистической модели диска, состоящего из активной части и звезд балдж-гало-подсистемы. Поскольку неустойчивости гидродинамического типа обычно более мощные, то много усилий было потрачено на их поиск в различного рода сложных, многокомпонентных моделях дисков. Здесь много было сделано А.М. Фридманом и его коллегами, результаты которых изложены в монографии Поляченко и Фридмана (1976).

Неустойчивости в дифференциально вращающихся дисках могут возникать и из-за наличия градиентов невозмущенных величин (дрейфовые неустойчивости). Исследованием таких неустойчивостей занимались М.Н. Макумов (1980), Иванникова и др. (1982).

Мощные неустойчивости несовместимы, по-видимому, с КССС-гипотезой, поскольку галактики устойчивы на своей динамической временной шкале. Лин и Марк (1979) отмечают это в связи с проблемой неустойчивых глобальных мод.

Важную роль в поддержании волн плотности играют, возможно, резонансы (Бертин, 1980). Впервые этот вопрос рассмотрели Марочник и Сучков (1968б, в, 1971), изучив взаимодействие звезд балдж-гало-подсистемы и активного диска в окрестности линдбадовских резонансов и короткой в старшем порядке ВКБ-приближения. Ограничимся приближением тугой закрутки (старшим порядком ВКБ) и найдем решение дисперсионного уравнения (18.2.5) при $D_g = 0$. Предполагая в соответствии с КССС-гипотезой малость инкремента неустойчивости, т.е. $\nu_i \ll 1$, в (18.2.5) сделаем следующие преобразования. Под интегралом производим замену переменных

$$u_R = u' + i \frac{\gamma}{k} \quad (18.5.1)$$

и сместим путь интегрирования так, чтобы он проходил вдоль оси $\text{Re } u'$. Полученный интеграл представляем в виде разности главного значения и поучека в полюсе подынтегральной функции. Затем разлагаем левую часть (18.2.5) в ряд по степеням ν_i и ограничиваемся линейными членами. Разделяя действительную и мнимую части, получим два уравнения для определения ω и γ

$$D^I(\nu_i, \mu_d, x_d) + 2\pi G \mu_d |k|^{-1} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_h' du'}{\omega_r - u'} - \frac{\pi \gamma}{k} f_h'' \left(\frac{\omega_r}{k} \right) \right] = 1, \quad (18.5.2)$$

$$8\pi G \mu_d |k| \nu_i \nu_i \frac{e^{-x}}{k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{I_n(x) n^2}{(n^2 - \nu_r^2)^2} + 2\pi G \mu_d |k|^{-1} \left[\frac{\gamma}{k} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_h'' du'}{\omega_r - u'} - \pi f_h'' \left(\frac{\omega_r}{k} \right) \right] = 0, \quad (18.5.3)$$

где обозначено $\bar{f}_h \rightarrow f_h$, $f_h' = \frac{\partial f_h}{\partial u'}$, $f_h'' = \frac{\partial^2 f_h}{\partial u'^2}$ — главные значения интеграла. Отсюда следует решение в окрестности линдбадовских резонансов (Марочник, Сучков, 1968б, 1971):

$$\nu_r \approx \pm 1, \quad (18.5.4)$$

$$\nu_i \approx \frac{2\pi^3 \mu_d \mu_h G^2 F_\nu(x) f_h' \left(\frac{\omega_r}{k} \right)}{k^2 \nu_r \left[(1 + D^{II}(\omega_r))^2 + 4\pi^2 G^2 \mu_h^2 k^{-2} f_h'' \left(\frac{\omega_r}{k} \right) \right]}, \quad (18.5.5)$$

где $D^{II}(\omega_r)$ описывается формулой (18.2.7), причем входящий в D^{II} интеграл берется в смысле главного значения. Из (18.5.5) следует, что

$$\text{sgn } \nu_i = \text{sgn } (\nu_r f_h'), \quad (18.5.6)$$

а для максвелловской функции

$$\text{sgn } \nu_i = -\text{sgn } \nu_r = \begin{cases} +1 & \text{при } \nu_r < 0, \\ -1 & \text{при } \nu_r > 0. \end{cases} \quad (18.5.7)$$

Из (18.5.7) следует, что волны плотности неустойчивы вблизи внутреннего линдбадовского резонанса $R \rightarrow R_{IL}$ и поглощаются вблизи внешнего $R \rightarrow R_{OL}$. Разумеется, необходимо помнить, что сам асимптотический подход, использующий дисперсионное уравнение (18.2.5), неприменим непосредственно в точках $\nu_r = \pm 1$, так что (18.5.4), (18.5.5) справедливы лишь в окрестности резонансов. Неустойчивость вблизи $R = R_{IL}$ может усиливать волны плотности и служить, таким образом, механизмом поддержания волн. Она связана с резонансным обменом энергией и импульсом между звездами балдж-гало-подсистемы и волной плотности (аналог обратного затухания Ландау в плазме).

Приведем решение (18.5.2), (18.5.3) для произвольного ν_r , считая малым параметр ζ в (18.2.9) (Марочник и Сучков, 1968б, 1969б):

$$D^I(\nu_r, \mu_d, x_d) = 1, \quad (18.5.8)$$

$$\nu_i = \frac{\pi \mu_h f_h'(\omega/k)}{\partial D^I / \partial \nu_r}, \quad (18.5.9)$$

где D^I есть (18.2.6). Из (18.5.9) следует снова (18.5.6), но уже без ограничения на величину ν_r . Из (18.5.6) следует, что волны плотности усиливаются внутри коротационного круга ($\nu_r < 0$) и затухают вне его ($\nu_r > 0$). При $\nu_r \rightarrow 0$ величина ν_i растет, поэтому в области коротации следует ожидать значительного усиления волн плотности. Это обстоятельство позднее детально исследовал Марк (1976б). Он показал, что если на долю гало приходится до 10% общей массы системы, то усиление волн в коротации может достигать порядка величин. Резонансное взаимодействие звезд гало с волнами в диске рассмотрели также Поляченко и Шухман (1980), получив аналогичный результат, т.е. возможность усиления волн.

Полное решение вопроса о неустойчивости и усилении волн плотности требует анализа нелинейной стадии развития возмущений. Не имея возможности глубоко вдаваться в эту проблему, мы отсылаем читателя к работам Михайловского и др. (1979) и Морозова (1981а) и источникам, указываемым в этих работах.

6. Обмен энергией, импульсом и угловым моментом между звездами и волнами плотности

Впервые эти вопросы рассмотрели Марочник и Сучков (1968 в, г, 1971) на примере взаимодействия звезд активного диска и балдж-гало-подсистемы с волнами плотности. Обмен энергией, импульсом и угловым моментом между звездами и волнами плотности происходит, очевидно, когда последние неустойчивы или, наоборот, затухают. При неустойчивости звезды активного диска теряют угловой момент, отдавая его в конечном итоге звездам балдж-гало-подсистемы. Поскольку неустойчивость волн плотности имеет место внутри коротационного круга (§ 18.5), то потеря углового момента звездами активного диска происходит также в этой области диска. Позднее Марк (1976б) сформулировал общее утверждение о том, что механизмы, приводящие к отбору углового момента у звезд активного диска, усиливают волны плотности.

Законы сохранения плотности энергии, импульса и углового момента в системе, состоящей из звезд и волн с медленно растущей амплитудой, могут быть получены в общем виде, вне зависимости от природы волн плотности и механизмов неустойчивости. Пусть звезды какой-либо подсистемы (помеченной индексом α , например) описываются кинетическим уравне-

нием Больцмана (14.1.6), т.е.

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \nabla f_\alpha + \nabla \varphi \nabla_{\vec{v}} f_\alpha = 0, \quad (18.6.1)$$

а гравитационный потенциал удовлетворяет уравнению Пуассона (14.3.4), т.е.

$$\Delta \varphi = -4\pi G \sum_\alpha \int f_\alpha d\vec{v}. \quad (18.6.2)$$

Производим разбиение функций f_α и φ на две части:

$$f_\alpha(t, r, \vec{v}) = f_\alpha^0(t, r, \vec{v}) + \tilde{f}_\alpha(t, r, \vec{v}), \quad (18.6.3a)$$

$$\varphi(t, r) = \varphi^0(t, r) + \tilde{\varphi}(t, r), \quad (18.6.3b)$$

где f_α^0, φ^0 — медленно меняющиеся под влиянием возмущений в пространстве и времени функции, которые будем называть фоновыми, $\tilde{f}_\alpha, \tilde{\varphi}$ — функции, быстро осциллирующие в пространстве и во времени (по сравнению с изменениями фона), которые описывают малые возмущения. Для средних значений функций имеем

$$\langle f_\alpha \rangle = f_\alpha^0, \quad \langle \varphi \rangle = \varphi^0, \quad (18.6.4)$$

$$\langle \tilde{f}_\alpha \rangle = \langle \tilde{\varphi} \rangle = 0, \quad (18.6.5)$$

где усреднение можно производить по начальным фазам возмущений или по объему системы.

Вставляя (18.6.3a, б) в (18.6.1), (18.6.2), производя операцию усреднения, находим с учетом (18.6.4), (18.6.5)

$$\frac{\partial f_\alpha^0}{\partial t} + \vec{v} \nabla f_\alpha^0 + \nabla \varphi^0 \nabla_{\vec{v}} f_\alpha^0 = -\nabla_{\vec{v}} \langle \nabla \tilde{\varphi} \tilde{f}_\alpha \rangle \equiv S_\alpha. \quad (18.6.6)$$

В силу линейности (18.6.2) имеем

$$\Delta \tilde{\varphi} = -4\pi G \sum_\alpha \int \tilde{f}_\alpha d\vec{v}. \quad (18.6.7)$$

Появление шосс-члена S_α в правой части (18.6.6) означает учет "столкновений" звезд второй подсистемы с волнами, точнее, влияние на фоновую функцию распределения f_α^0 медленно растущих со временем средних квадратов амплитуд возмущений. С помощью процедуры, использованной в разделе 14.3, перейдем от (18.6.6), (18.6.7) к уравнениям, аналогичным (14.3.5), (14.3.6), для суммарной функции распределения звезд всех подсистем

$$f = \sum_\alpha f_\alpha. \quad (18.6.8)$$

Тогда вместо (18.6.6), (18.6.7) находим

$$\frac{\partial f^0}{\partial t} + \vec{v} \nabla f^0 + \nabla \varphi^0 \nabla_{\vec{v}} f^0 = -\nabla_{\vec{v}} \langle \nabla \tilde{\varphi} \tilde{f} \rangle \equiv S, \quad (18.6.9)$$

$$\Delta \tilde{\varphi} = -4\pi G \int \tilde{f} d\vec{v}. \quad (18.6.10)$$

Наконец, вводя пеккулярную и гидродинамическую скорости в соответствии

с определением (см. разделы 14.1 и 14.7)

$$u = \vec{v} - V(r, t)$$

вместо (18.6.8) получим (14.7.2), но с S -членом и в инерциальной системе отсчета

$$\begin{aligned} \frac{\partial f^0}{\partial t} + (u + V) \nabla f^0 + \left(\nabla \varphi^0 - \frac{dV^0}{dt} \right) \nabla_{\vec{u}} f^0 - (u \nabla) V^0 \nabla_{\vec{u}} f^0 = \\ = -\frac{1}{2} \nabla_{\vec{u}} \langle \nabla \tilde{\varphi} \tilde{f} \rangle \equiv S. \end{aligned} \quad (18.6.11)$$

Из (18.6.9), (18.6.10) следуют законы сохранения (14.7.4) — (14.7.7), но с дополнительным членом, учитывающим обратное влияние возмущений. В системе состоящей из ряда подсистем действуют законы сохранения массы, импульса, момента, энергии. Найдём с помощью (18.6.10), (18.6.11) вклад возмущений в законы сохранения массы и импульса.

Очевидно, вклад в закон сохранения массы отсутствует, так как при интегрировании по всему пространству скоростей

$$\int S d^3u = 0. \quad (18.6.12)$$

Поэтому снова имеем (14.7.4), где $\rho = \sum_\alpha \rho_\alpha$ и $V = \frac{1}{\rho} \sum_\alpha \rho_\alpha V_\alpha$. Вклад в закон сохранения импульса получим, вычислив первый момент S , который дает силу, действующую на единичный объем системы со стороны возмущений (обратное влияние):

$$\vec{F} = \int S u d^3u = -\frac{1}{2} \int u \nabla_{\vec{u}} \langle \nabla \tilde{\varphi} \tilde{f} \rangle d^3u. \quad (18.6.13)$$

Интегрируя правую часть (18.6.13) по частям в пространстве скоростей и используя (18.6.10), находим плотность силы:

$$\vec{F} = -\frac{1}{4\pi G} \langle \nabla \tilde{\varphi} \Delta \tilde{\varphi} \rangle. \quad (18.6.14)$$

Можно показать (Линден-Белл и Калнайс, 1972), что

$$\frac{\nabla \varphi \Delta \varphi}{4\pi G} = \text{div } T, \quad (18.6.15)$$

где T — тензор гравитационных натяжений. Используя выражение для T , найдем для \vec{F} следующую формулу

$$\vec{F} = -\langle \text{div } T \rangle = -\left\langle \text{div} \left[\frac{\nabla \tilde{\varphi} \nabla \tilde{\varphi}}{4\pi G} - \frac{\langle \nabla \tilde{\varphi} \rangle^2}{8\pi G} \cdot 1 \right] \right\rangle, \quad (18.6.16)$$

где 1 — единичная диада, в первом члене правой части (18.6.16) умножение диадное.

Таким образом, к правой части (14.7.5) добавляется (18.6.16) — сила, изменяющая систематические движения звезд, благодаря наличию возмущений. Отсюда ясно, что первоначальные распределения энергии, импульса и момента под влиянием возмущений должны изменяться.

§ 19. Теоретические модели спиральной структуры

Геометрия спирального узора описывается уравнением (17.3.40), в котором функция $k(R)$ является решением дисперсионного уравнения (18.1.18). Это решение, как уже говорилось, является двузначным, каждому значению частоты ν соответствуют два значения k : длинноволновая (L) и коротковолновая (S) моды. Если известны структурные функции галактики (распределение плотности, кривая вращения, дисперсия скоростей) и скорость вращения спирального узора Ω_p , то функции $k(R)$ полностью определены, и соответствующая мода (или их комбинация) полностью определяют геометрию спирального узора.

Однако в такой непосредственной форме приложение результатов волновой теории к галактикам не может быть реализовано. Во-первых, получаемые из наблюдений структурные функции чрезвычайно неопределенны. Во-вторых, отсутствуют сколь-нибудь надежные данные о величине Ω_p (лишь для Галактики, а также туманности Андромеды ее удается оценивать из наблюдений). В-третьих, заранее не очевидно, какая из мод (или какая их комбинация) ответственна за наблюдаемую спиральную структуру. И, наконец, несоответствие модели однокомпонентного тонкого диска (даже с учетом редуцирующих факторов F_p и F_r) реальным галактикам может быть столь значительным, что уравнение (18.1.18) не сможет дать адекватного описания спиральной структуры конкретной галактики.

В то же время волновую теорию можно использовать как раз для того, чтобы в какой-то степени снять указанные неопределенности, и в этом отношении теория волн плотности может служить, в принципе, инструментом для изучения свойств галактик. Проиллюстрируем это простым примером. Зададимся какой-нибудь достаточно правдоподобной моделью данной галактики, т.е. распределением плотности и дисперсии скоростей, а также кривой вращения. Варьируя величину Ω_p , получим для этой модели по формулам (17.3.40) и (18.1.18) различные спиральные узоры в зависимости от Ω_p . То значение Ω_p , при котором теоретический спиральный узор наилучшим образом согласуется с наблюдаемым, можно будет считать тогда соответствующим истинному значению Ω_p для данной галактики. Таким образом, это, по существу, есть метод оценки величины Ω_p . В рамках этого же метода можно, в принципе, установить, какая мода ответственна за спиральную структуру.

Такую программу для нашей Галактики реализовали Лин и др. (1969) и Мароник и др. (1972), причем первые пришли к выводу, что спиральная структура связана с S -модой при $\Omega_p \approx 13$ км/с · кпк, вторые связали ее с L -модой (при $\Omega_p \approx 23$ км/с · кпк, дополнительно рассмотрев различные варианты моделей Галактики).

1. Коротковолновая мода

Выбирая S -моду для интерпретации спиральной структуры Галактики, Лин и др. (1969) основывались на модели Галактики Шмидта (1965). Как следует из таблицы 24, λ_{st} в окосолнечной окрестности, т.е. при $R_0 = 10$ кпк, порядка $\lambda_{st} \approx 19,3$ кпк. В таблице 24 при вычислении λ_{st} в качестве плотности μ использовалась полная проективная поверхностная плотность массы по модели Шмидта. Поэтому в таблице 24 использовано обозначение $\lambda_{tot} \equiv \lambda_t$ для величины λ_{st} . При $\Omega_p \approx 11$ км/с · кпк, $k_0 = 31,6$ км/с · кпк, $m = 2$, $\Omega_0 = 25$ км/с · кпк находим вблизи Солнца $\nu_0 \approx 0,886$.

Для маргинально устойчивого диска ($Q_s = 1$) при $\nu_0 \approx 0,886$ решение дисперсионного уравнения (18.1.29) согласно рис. 84 дает $(\lambda_s^*)^0 \approx 0,18$, $(\lambda_L^*)^0 \gg 1$. Это означает, что вблизи Солнца $\lambda_s^* \approx 3,5$ кпк и $\lambda_L^* > 20$ кпк (если учесть редуцирующий фактор F_r в (18.1.29)), то значение $\Omega_p \approx 13,5$ км/с · кпк приводит к тем же значениям λ_s^* и λ_L^* . Если считать, что расстояние между рукавами Персея и Стрельца, равное примерно 3,5 кпк, совпадает с длиной спиральной волны в окрестности Солнца, то получается, что при $\Omega_p \approx 13$ км/с · кпк отождествление спиральной структуры с волной плотности возможно лишь на S -моду. При этом значении Ω_p короткая находится на расстоянии $R_c \approx 16 \div 17$ кпк от галактического центра, внутренний линдбладовский резонанс — на расстоянии $R_{1L} \approx 3-4$ кпк, внешний на расстоянии $R_{0L} \approx 20$ кпк. При $m = 2$ уравнение, описывающее геометрию спиральных рукавов согласно (17.3.40) есть

$$\vartheta' - \vartheta_0 = -\frac{1}{2} \int_{R_0}^R k[\Omega_p, \Omega(R), \kappa(R), \mu_d(R), \sigma_d(R)] dR. \quad (19.1.1)$$

Для маргинально устойчивого диска в (19.1.1) дисперсия скорости σ_d не входит. Вычисленный (теоретический) для этого случая узор изображен сплошной кривой на рис. 87.

Каковы теоретические соображения, с помощью которых можно было бы попытаться обосновать выбор S -моды для объяснения спиральной структуры в нашей и других галактиках? Как упоминалось, S -мода соответствует волнам плотности, обладающим групповой скоростью $c_g < 0$ (при $R < R_c$). Поэтому, полагая ее ответственной за спиральную структуру, необходимо дать теорию механизма, направляющего волну плотности из периферических областей звездной системы к ее центру. Мы уже говорили о гипотезе "обратной связи" Лина (1970) и о его же гипотезе возбуждения L -моды центральным баром следующей ее трансформацией в S -моду в области коротации. Не отрицая этих возможностей, Лин, Шу и их коллеги в последние годы (см. обзоры Лина и Пау, 1979, Бертина, 1980), разработали теорию, которая по их мнению достаточно хороша, чтобы объяснить существование глобальных спиральных узоров в галактиках, не имеющих спутников, или заметных центральных баров. Пау и Хаасс (1979) попытались объяснить спиральную структуру Галактики также в рамках этих идей.

Суть дела сводится к тому, что предполагается наличие двух "точек поворота" в активном диске. Тогда возникающая в силу каких-либо причин L -мода усиливается в коротации, отражается от нее, трансформируясь в S -моду. Последняя отражается от внутреннего точки поворота, трансформируется в идущую снова к ко-

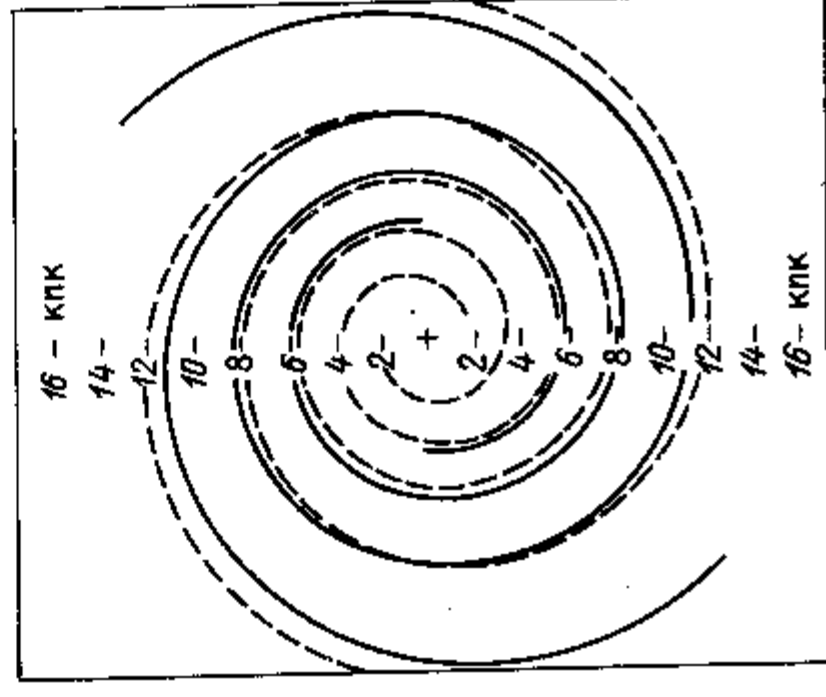


Рис. 87. Волновой узор Галактики по Лину и др. (1969) (сплошная кривая) и по Марошнику и др. (1972) (пунктирная кривая).

ротации L -моду и т.д. Возникает нечто похожее на стоячую волну, или, во всяком случае, квазистационарная картина во всем диске. Все это можно понимать как неустойчивую глобальную моду. Набор возможных частот будет дискретным, так как волны плотности в таком подходе находятся в резонаторе.

Рассмотрим это количественно на простом примере бесконечно тонкого дифференциального вращающегося диска в гидродинамическом приближении, следуя Лау и др. (1976), Лау и Лину (1979). Исходной является система дифференциальных уравнений, описывающих спиральные волны плотности в таком диске. Во втором порядке ВКБ-приближения решение уравнения Пуассона можно записать в виде

$$\frac{d\varphi}{dR} = -\frac{\varphi}{R} - i \sum (R) h s_k, \quad (19.1.2)$$

Взяв для определенности t -волны, имеем $s_k = +1$. Исключая с помощью (19.1.2) φ и φ'' из (17.3.28) и пренебрегая малыми величинами, находим

$$\frac{d^2 u}{dR^2} + k_3^2 u = 0, \quad (19.1.3)$$

где

$$h = u \exp \left\{ -\frac{i}{2} \int \sum (R) dR \right\} \left(\frac{\kappa^2 (1 - v^2)}{\mu R} \right)^{1/2}, \quad (19.1.4)$$

$$k_3^2 = \left(\frac{\kappa}{c_{S0}} \right)^2 (Q^{-2} - 1 + v^2). \quad (19.1.5)$$

Функция $k_3^2(R)$ изображена на рис. 88. Она имеет нуль в области короткой волны (это означает, что здесь диск считается маргинальным) и меняет знак в некоторой точке R_{ce} . Последнее означает, что функция $Q(R)$ предполагается растущей с уменьшением R . Это — предположение о росте дисперсии скоростей в активном диске по мере приближения к центру, причем таким, чтобы у функции $k_3^2(R)$ "образовался нуль" вблизи центра диска. Например, в двух моделях, численно рассчитанных Марком (1977), принималось $Q = 1 + 0.75e^{-R^2}$, где R измеряется в кпк, т.е. $Q = 1$ практически во всем диске, за исключением малой области в его центральной части, где $Q(R) > 1$.

Из вида $k_3^2(R)$ следует, что при $R < R_{ce}$ $k_3^2 < 0$, т.е. происходит поглощение волн плотности, проникающих в эту область. При $R > R_{ce}$ волны плотности могут распространяться, т.е. в области $R = R_{ce}$ может происходить отражение и "преломление" волн с трансформацией мод друг в друга. Рассмотрим эти процессы. В окрестности "точек поворота", решение находится так же, как в квантовой механике при анализе движения частицы в потенциальных ямах различных форм. В окрестности $R = R_{ce}$ решение

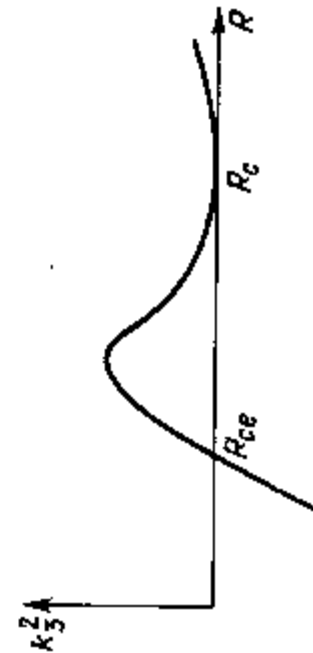


Рис. 88. Схематическое изображение функции $k_3^2(R)$ по Лину и Лау (1979). Она имеет нуль в "точке поворота" R_{ce} и в короткости $R = R_{sc}$.

(19.1.3) есть

$$u_{ce} = \left(\frac{\xi}{k_3} \right)^{1/2} Z_{1/3}(\xi), \quad (19.1.6)$$

где

$$\xi = \int_{R_{ce}}^R k_3 dR \quad (19.1.7)$$

$Z_{1/3}(\xi)$ — функция Бесселя порядка $1/3$, затухающая в области $\xi < 0$, и описывающая стоячую волну в интервале $R_{ce} < R < R_c$. В этой области $\text{Re } \xi > 0$. Для больших значений решение (19.1.6) имеет амплитудную зависимость $k_3^{-1/2}$.

В окрестности $R = R_c$ решение (19.1.6) есть

$$u_c = \left(\frac{z}{k_3} \right)^{1/2} Z_{1/4}(z), \quad (19.1.8)$$

где

$$z = - \int_{R_c}^R k_3 dR. \quad (19.1.9)$$

В (19.1.8) $Z_{1/4}(z) = H_{1/4}(z)$, где $H_{1/4}$ — функция Ганкеля порядка $1/4$; в области $R > R_c$ она ведет себя как e^{-iz} и, таким образом, удовлетворяет условию затухания на бесконечности (так называемое "условие излучения").

В области $R_{ce} < R < R_c$ $\text{Re } z > 0$ и для больших $|z|$ амплитудная зависимость есть $k_3^{-1/2}$.

В интервале (R_{ce}, R_c) оба решения можно записать в терминах функций Ганкеля в следующем виде:

$$u_{ce} = u_{ce}^+ + u_{ce}^-, \quad (19.1.10)$$

где

$$u_{ce}^- = e^{-\frac{1}{6}\pi i} \left(\frac{\xi}{k_3} \right)^{1/2} H_{1/3}^{(2)}(\xi), \quad (19.1.11a)$$

$$u_{ce}^+ = e^{\frac{1}{6}\pi i} \left(\frac{\xi}{k_3} \right)^{1/2} H_{1/3}^{(1)}(\xi), \quad (19.1.11b)$$

$$u_c = u_c^+ + u_c^-, \quad (19.1.12)$$

где

$$u_c^- = \sqrt{2} e^{\frac{3}{4}\pi i} \left(\frac{z}{k_3} \right)^{1/2} H_{1/4}^{(1)}(z), \quad (19.1.13a)$$

$$u_c^+ = e^{\frac{1}{4}\pi i} \left(\frac{z}{k_3} \right)^{1/2} H_{1/4}^{(2)}(z). \quad (19.1.13b)$$

Индексы "+" и "-" — "поменяют волны, распространяющиеся наружу и внутрь соответственно. Асимптотическое поведение (19.1.13b) при

$|z| \gg 1$ ($\arg z = 0$): есть

$$u_c^+ \approx \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} z^{-1/4} e^{-i\left(z - \frac{3\pi}{8}\right)} \quad (19.1.14)$$

Из вида (19.1.14) ясно, почему выбрана функция $H_{1/4}^{(2)}(z)$ для описания волн, идущей от коротации наружу. Это S-мода t-волны, которая должна затухать на внешнем резонансе Линдблада. Это может быть и L-мода t-волны, но она не затухает в области $R = R_0 L$. Поэтому, основываясь на требовании, чтобы выполнялось "условие излучения", Лин (1975) делает вывод о преимущественности закручивающихся волн плотности (t-волн) по сравнению с раскручивающимися (l-волнами) (напомним, что в природе иногда наблюдаются γ-формы, которые можно рассматривать как сосуществование t- и l-волн; как правило, они наблюдаются во внешних областях галактик).

Внутри круга коротации асимптотический вид решения (19.1.12) есть (Лин, 1975)

$$u_c \approx \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} |z|^{-1/4} \left\{ \sqrt{2} e^{i\left(z + \frac{3\pi}{8}\right)} + e^{-i\left(z + \frac{7\pi}{8}\right)} \right\}. \quad (19.3.15)$$

В (19.3.15) первый член правой части описывает S-моду t-волны, распространяющейся внутрь, второй — L-моду t-волны, распространяющейся наружу. Амплитуда первой в $\sqrt{2}$ раза больше амплитуды второй (соответственно, энергия первой в 2 раза больше энергии второй), т.е. в области коротации происходит усиление. Отсюда следует, что к коротационному кругу изнутри подходит L-мода t-волны, которая трансформируется в две t-волны, но уже на S-моду: одна из них распространяется наружу, а вторая с удвоенной (по отношению к падающей волне) интенсивностью уходит к центру диска. Таким образом, "убиваются" два зайца" сразу: обосновывается преимущественность t-волн по сравнению с l-волнами и преимущественность S-моды t-волны плотности по сравнению с L-модой. Такова качественная сторона вопроса.

В действительности, подобное усиление "отраженной" назад от коротации S-волны может быть более, чем в два раза превышать интенсивность падающей на область коротации L-волны в зависимости от параметров диска в этой области.

Полное исследование этого вопроса для бесконечно тонкого звездного диска, при наличии балдж-гало-подсистемы, межзвездного газа и резонансов выполнил Марк в серии из нескольких интересных работ, краткое изложение которых дано им (1975) и более полное Бертином (1980). В работах Марка и обзоре Бертина можно найти соответствующую библиографию.

Приведем основные результаты Марка. Вместо (19.1.3), полученного в гидродинамическом приближении, при использовании кинетических уравнений для активного диска и балдж-гало-подсистемы, гидродинамических для межзвездного газа, в окрестности коротации получается дифференциальное уравнение

$$\frac{d^2 w(z)}{dz^2} + [z^2 + 1,322(q_d + q_h) + b(z)] w = 0, \quad (19.1.16)$$

где z — безразмерное расстояние от коротации, $w(z)$ — безразмерная функция, характеризующая поведение волн, параметр усиления волн

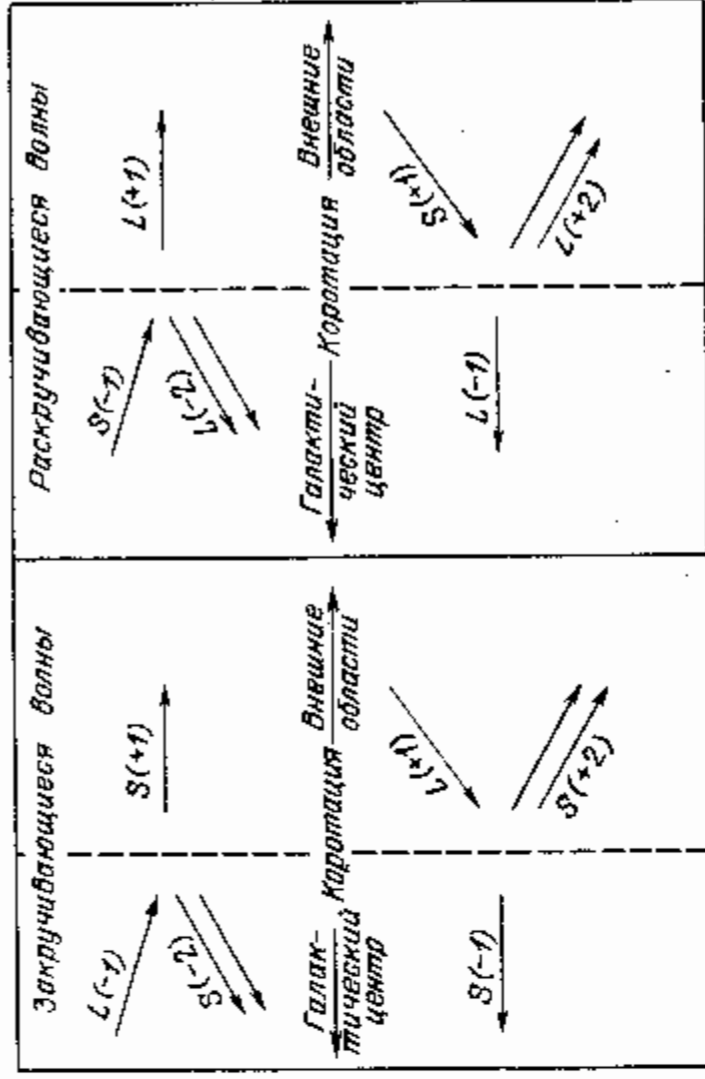


Рис. 89. Схема трансформации волн в области коротации (Марк, 1975).

плотности за счет диска

$$q_d = \left[\frac{\kappa^2/m}{\sigma_d (\partial\Omega/\partial R)} \left(1 - Q_s + \frac{1,822 \mu \mu_d}{1 + 0,8481 c_{s0}^2 / \sigma_d^2} \right) \right]_{R=R_c} \quad (19.1.17)$$

Параметр усиления волн плотности за счет взаимодействия звезд активного диска и балдж-гало-подсистемы есть

$$q_h = \left[\frac{3\kappa^2 \rho_h}{m \mu_d k^2 \sigma_h^2 (\partial\Omega/\partial R)} \right]_{R=R_c} M^h(\nu_{hc}), \quad (19.1.18)$$

где

$$\nu_{hc} = \left(\frac{3}{2} \right)^{1/2} \frac{m \Omega_p}{\sigma_h(R_c) |k(R_c)|}, \quad (19.1.19)$$

M^h — комплексная функция такая, что при $\eta \ll 1$ $M^h(\eta) \approx 1 - \frac{i8\eta}{3\sqrt{\pi}} \cdot \rho_h -$

объемная плотность звезд балдж-гало-подсистемы. Функция $b(z)$ учитывает взаимодействие волн плотности с резонансными звездами в коротации. Простой случай $q_d = q_h = b = 0$ схематически изображен на рис. 89. Он, по существу, соответствует (19.1.14), (19.1.15). Из рис. 89 видно, что только t-волны соответствуют идущей наружу от коротации и затухающей (в соответствии с "условием излучения") S-моду. В этом случае также, при возбуждении L-моды в наружных частях галактики, внутрь от коротации идет S-мода, но меньшей интенсивности.

При $q_h = b = \mu = 0$ из (19.1.16) и (19.1.17) следует, что дополнительное усиление отраженной внутрь S-моды имеется в локально (в коротации) неустойчивом в смысле Джинса диске, т.е. при $Q_s < 1$. При $Q_s > 1$ наоборот, волна, подходящая к коротации, ослабляется. Формально, дисперсионное уравнение (неприменимое, конечно, при $R = R_c$) (18.1.29) не имеет при этом в области $\nu = 0$ действительных решений, как это видно из рис. 85. Вероятно, при $Q_c > 1$ все же через область коротации возможен аналогичный квантомеханическому туннельный переход (Тоомре, 1977),

но волна должна при этом ослабляться. Усиление волн плотности в случае $q_d \neq 0$ ($q_h = b = 0$) связано с обменом угловым моментом между волнами и звездами, так что полный угловой момент сохраняется. При $q_d = q_h = 0$ происходит обмен угловым моментом волны плотности с резонансными звездами, и усиление в среднем увеличивается на 30%, если использовать модель Шмидта (1965) для нашей Галактики и $\Omega_p = 13,3$ км/с · кпк. О величине вклада q_h говорилось в § 18.5 — при массе балдж-гало-подсистемы порядка 10% от полной, усиление может происходить до порядка величины.

Процесс усиления волн плотности в коротации Марк (19766) назвал "вазерным" — по аналогии с лазерным — (Wave Amplification by the Stimulation of Emission of Radiation — WASER). Суть дела в следующем. Внутри круга коротации ($\nu < 0$) энергия волн плотности отрицательна (см. § 18.1), вне его ($\nu > 0$) положительна. Поэтому волна, уходящая наружу от коротационного круга (по соображениям, приведенным выше, это S-мода t-волны), уносит положительную энергию, отнимая ее у волн отрицательной энергии внутри коротационного круга, т.е. увеличивая ее абсолютную величину и, следовательно, амплитуду (усиление).

Вернемся к вопросу о возможности установления в системе дискретной неустойчивой глобальной моды. Продолжим анализ в гидродинамическом приближении, основываясь на решениях (19.1.10) и (19.1.12). Очевидно нужно попытаться "сшить" эти решения. Если это возможно, то результат даст ответ на вопрос. Предварительно заметим, что для $|z| \gg 1$ и $|\xi| \gg 1$ оба решения имеют вид L- и S-мод. Действительно, переходя от u к h по (19.1.4), можно записать

$$h = A_S e^{i \int k_S dr} + A_L e^{i \int k_L dr}, \quad (19.1.20)$$

где

$$k_S = -k_0 - k_3, \quad k_L = -k_0 + k_3, \quad (19.1.21)$$

где k_0 описывается формулой (17.3.47), индексы S и L помечают S- и L-моду соответственно. Таким образом, действительно асимптотически $k = -k_0 \pm k_3$ удовлетворяет дисперсионному уравнению (17.3.46).

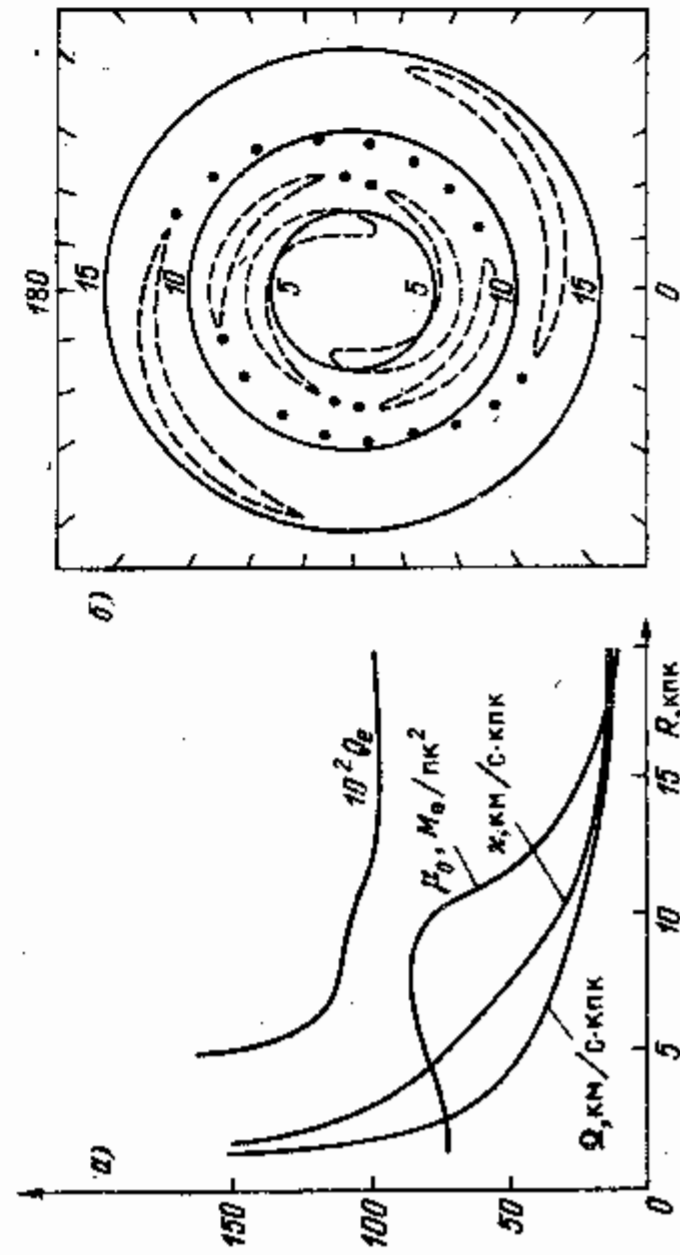


Рис. 90. Численный расчет неустойчивых глобальных мод для Галактики по Лау и Хаассу (1979). а) Распределение параметров. б) Полученный узор.

"Сшивку" решений, оказывается, возможна. Реальная часть частоты определяется условием (в k_3 входит $\text{Re } \omega$):

$$\int_{R_{ce}}^{R_c} k dr = \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (19.1.22)$$

Оно в точности совпадает с условием, полученным Марочником и Сучковым (1968а, 1969г).

Мнимая часть частоты γ такова, что увеличение амплитуды происходит в $\sqrt{2}$ раза в соответствии с (19.1.15).

Такова идейная сторона вопроса. Сейчас имеется детальная кинетическая теория, доказывающая таким же способом возможность существования в различных моделях галактик глобальных дискретных неустойчивых мод. Имеются численные расчеты таких мод для различных моделей. Подробности можно найти в обзоре Бертина (1980). Подобный расчет (в гидродинамическом приближении) для Галактики, как упоминалось, сделали Лау и Хаасс (1979). Принятые ими распределения поверхностной плотности активного диска, параметров кривой вращения $\Omega(R)$, $k(R)$ величины $Q_0(R)$ показаны на рис. 90а. На рис. 90б показан полученный ими дискретный глобальный узор, угловая скорость которого $\Omega_p = 13,6$ км/с · кпк. Контур возмущенной плотности соответствует 1/5 от максимального. Отмечается, что кроме показанной на рис. 90б, существуют и другие неустойчивые дискретные моды. Они чувствительны к виду зависимости $Q_0(R)$.

2. Длинноволновая мода

Мы уже указывали на то, что отказ от "микмастера" и введение в рассмотрение многоподсистемных моделей галактик приводят к радикальным последствиям в теории волн плотности (§ 18.2). Важнейшим из них, по нашему мнению, является доказательство того, что волны плотности существуют лишь в активном диске, параметры которого резко отличаются от параметров "микмастера".

Безусловно, Лин и Шу (1966) понимали, что вклад галактических подсистем в динамику волн тем меньше, чем больше соответствующая данной подсистеме дисперсия скоростей и учитывали это обстоятельство введением редуцирующего фактора $F_\nu(x)$ в дисперсионное уравнение (18.1.18).

Действительно, поверхностную плотность "микмастера" μ_d можно заменить согласно (18.1.18) и (18.1.20) на $\bar{\mu}_d = \mu_d F_\nu(x)$. Поскольку $F_\nu(x)$ убывает с ростом x (ростом σ_d), то введение $F_\nu(x)$ эффективно уменьшает поверхностную плотность с ростом дисперсии скоростей σ_d (см. графики $F_\nu(x)$ на рис. 83).

Однако прямое решение задачи о поведении волн плотности в двухподсистемной модели галактики (Марочник и Сучков, 1968а–г, 1971), показывает, что вклад в динамику волн плотности подсистем, обладающих разными плотностями, дисперсиями скоростей и угловыми скоростями вращения не может быть сведен просто к введению редуцирующего множителя $F_\nu(x)$.

Он не учитывает, в частности, уменьшения скорости вращения при переходе к подсистемам с большей дисперсией скоростей (асимметрия звездных движений), а роль этого эффекта значительна и очень быстро растет к центру Галактики. Его действие проявляется в дополнительном уменьшении вклада таких подсистем в волны плотности, так что редукция должна быть гораздо больше, чем следует из величины F_ν . Редукция F_ν не

учитывает также эффектов конечной толщины системы. Соответствующий дополнительный фактор F_r не может описать эти эффекты адекватно, поскольку уже на расстояниях $R \sim 5 - 7$ кпк большая часть массы Галактики сосредоточена в подсистемах, толщина которых сравнима с длиной волны λ . Последнее же делает несправедливым приближение бесконечно тонкого диска. Это в свою очередь уменьшает вклад подсистем с большой дисперсией скоростей. В итоге есть основания считать, что принятая в подходе Лина и его коллег редукция сильно занижена, а тогда полученный ими спиральный узор с $\Omega_p = 11 - 13$ км/с · кпк не соответствует реальной физической ситуации в Галактике.

В итоге оказывается необходимым в явном виде учитывать многоподсистемность Галактики. Рассмотрим на простом примере (Марочник, Сучков, 1968а-г, 1971), что нового вносит такой подход.

Исходным для анализа служит дисперсионное уравнение (18.2.9). Из него следует, что когда параметр ξ , описываемый формулой (18.2.10), мал ($\xi \ll 1$), то дисперсионное уравнение волн плотности есть формально снова (18.1.18), но с крайне существенным изменением: вместо параметров "миксмастера" в него теперь входят только параметры "населения". Поскольку в этом случае вклад в динамику волн плотности дает только эта подсистема, то ее естественно назвать активным диском — термином, которым мы уже пользовались ранее.

Дисперсионное уравнение (18.2.9) соответствует, конечно, очень грубой модели, состоящей из одной вращающейся и одной невращающейся подсистем, и следует рассматривать более реалистические модели Галактики. Но можно предложить следующий подход (Марочник и др., 1972, Сучков, 1979). Будем считать, что вклад в волны плотности дает только одна подсистема с малой толщиной и дисперсией скоростей (активный диск), а вклад других подсистем, пропорциональный параметрам, аналогичным параметру ξ , мал. Тогда, варьируя параметры активного диска наряду с величиной Ω_p , можно по формулам (17.3.40) и (18.1.18) подобрать спиральный узор, наилучшим образом согласующийся с наблюдаемым. Это дает, таким образом, не только оценку для Ω_p , но и для параметров активного диска. Далее, правдоподобность последних можно проверить, анализируя всю совокупность данных о подсистемах Галактики.

Марочник и др. (1972) решили эту задачу, считая активный диск маржально устойчивым по Тоомре (1964). Дисперсия скоростей звезд активного диска связана тогда с поверхностной плотностью формулой (18.1.25). Полагая, что максимальный вклад в динамику волн плотности дает подсистема с минимальной дисперсией скоростей, т.е. экстремально плоская, у которой концентрация плотности к центру Галактики мала даже по сравнению с подсистемой более старого населения диска, можно в первом приближении считать $\mu_d \approx \text{const}$. Тогда в (19.1.1) появляется два свободных параметра Ω_p и μ_d , которые необходимо подобрать так, чтобы глобальный спиральный узор наилучшим образом согласовывался с наблюдаемым. Оказалось, что такое согласие достигается, если $\Omega_p \approx 23$ км/с · кпк, $\mu_d \approx 40$ $M_\odot/\text{пк}^2$ и реализуется длинноволновая мода. Соответствующий спиральный узор показан на рис. 87 и 91.

При $\Omega_p = 23$ км/с · кпк короткая расположена приблизительно на $R = R_c \approx 11$ кпк. Уже упоминалось, что в окрестности $R \approx R_c$ нельзя пользоваться дисперсионным уравнением, а следует находить решение дифференциальных уравнений и "сшивать" их, как в разделе 19.1. Как следует из 19.1, корректное рассмотрение трансформации волн друг друга в окрестности $R \approx R_c$ приводит к выводу, что приходящая к области коротации L-мода трансформируется, в частности, в уходящую наружу

рис. 91. Волновой узор Марочника и др. (1972), наложенный на картину распределения нейтрального водорода в Галактике по Керру (1969). Точка указывает положение Солнца.

S-моду, которая затем должна закручиваться в кольцо при $R \rightarrow R_{0L}$. На рис. 91 кривые, изображающие спиральный узор на L-моду внутри коротационного круга показаны непрерывно проходящими через область коротации и переходящими в уходящую за коротацию S-моду при тех же параметрах активного диска и волны плотности.

Отметим, что при фиксированном μ_d отклонения Ω_p от 23 км/с · кпк более, чем на 5 км/с · кпк приводят к неприемлемой геометрии узора так же, как отклонения от $\mu_d \approx 40$ $M_\odot/\text{пк}^2$ более чем на 10 $M_\odot/\text{пк}^2$. В то же время одновременное варьирование обоих параметров создает "ящик" возможных значений μ_d и Ω_p , который можно записать в виде:

$$\Omega_p = (23 \pm 5) \text{ км/с} \cdot \text{кпк}, \quad \mu_d = (40 \pm 20) M_\odot/\text{пк}^2.$$

В этих пределах узор меняется мало, если увеличение Ω_p сопровождается соответствующим увеличением μ_d .

Как видно из сравнения спиральных узоров Лина и др. (1969) и Марочника и др. (1972), они практически неотличимы в той области, где имеют сравнительно надежные данные о спиральной структуре.

В окосолнечной окрестности обе картины точно совпадают, как видно из рис. 87. В этом можно убедиться прямым вычислением. Действительно, при принятых значениях Ω_p, μ_d и $\Omega_0 = 25$ км/с · кпк находим $\lambda_0 \approx 0,126$ и $\lambda_0^* \approx (\lambda_0^*)^0 \approx (\lambda_L^*)^0 \approx 0,5 - 0,6$ согласно рис. 84, изображающему решение дисперсионного уравнения (18.1.29) для маржального диска. Поскольку при этом $\lambda_{cr} \approx 7$ кпк, то $\lambda_S^0 \approx \lambda_L^0 \approx 3,5$ кпк, что приблизительно соответствует расстоянию по радиусу между рукавами Персея и Стрельца вблизи Солнца. Неудивительно, что в отличие от картины Лина и др. (1969), в окосолнечной окрестности Галактики в картине Марочника и др. (1972), получилось $\lambda_S^0 \approx \lambda_L^0$, поскольку найденное значение $\Omega_p \approx 23$ км/с · кпк показывает, что Солнце расположено вблизи области коротации. Это следует из того, что Ω_p близко к Ω_0 , причем точность определения Ω_p не исключает того, что солнечная система может находиться в непосредственной близости от коротационного круга.

При найденных значениях Ω_p и μ_d внутренний линдбадовский резонанс оказывается на расстоянии $R_{1L} \approx 2$ кпк от центра Галактики, внешний — на $R_{0L} \approx 14$ кпк. Маржальная дисперсия активного диска, вычисленная по (18.1.25), равна вблизи Солнца

$$(\sigma_d^m)_0 \approx 19 \text{ км/с.} \quad (19.2.1)$$

Для S-моды, используя (18.1.25) и модель "миксмастера" Лина и др. (1969), найдем $\mu_0 = 114 M_\odot/\text{пк}^2$ и, соответственно, маржальная дисперсия

$$(\sigma^m)_0 \approx 54 \text{ км/с.} \quad (19.2.2)$$

Рассмотренная выше грубая качественная модель, состоящая из двух подсистем ("населений I и II"), была позднее уточнена и подвергнута более детальному анализу. В действительности, Галактика "устроена" намного сложнее. Различные модели Галактики и распределения параметров в них по подсистемам мы описывали в § 11. Анализ вклада различных (в том числе вращающихся) подсистем в динамику волн плотности в модели Галактики дал Сучков (1978, 1979). Он проанализировал, в частности, вклад в динамику волн плотности дисковой и плоской подсистем (распределение параметров в этих подсистемах показано на рис. 63). Относительный вклад этих подсистем характеризуется параметром ξ_1 , аналогичным (18.2.10):

$$\xi_1 = \frac{\mu_d \sigma_F^2}{\mu_F \sigma_d^2}, \quad (19.2.3)$$

где μ_d , μ_F — поверхностные плотности дисковой и плоской подсистем, σ_d , σ_F — соответствующие дисперсии скоростей. В окрестности Галактики как \bar{z}^{-1} , где $\bar{z}(R)$ — толщина подсистемы диска в функции от галактоцентрического расстояния R . Если считать, что дисперсия в каждой из подсистем маржинальна, т.е. $\sigma_d \propto \mu_d$ и $\sigma_F \propto \mu_F$, то приведенная оценка для ξ_1 даже завышена. В этом случае

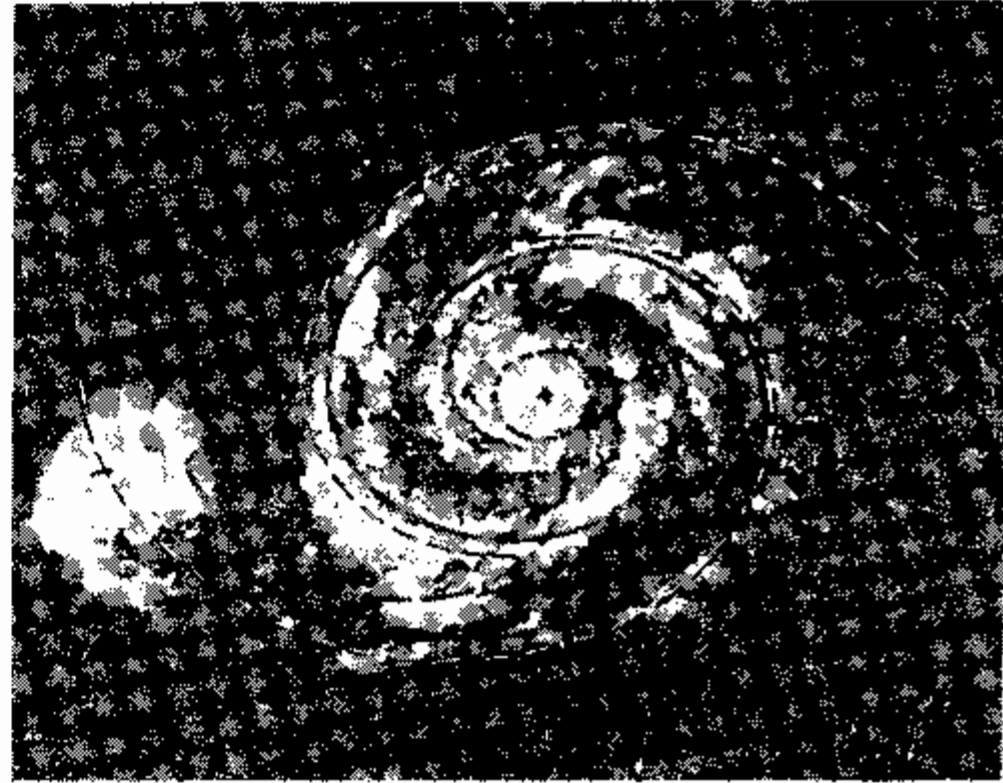
$$\xi_1 = \mu_F / \mu_d, \quad (19.2.4)$$

и это дает "согласно" рис. 63, $\xi_1 \approx 0,1$.

Эти соображения обосновывают введение понятия "активного диска" и отказ от модели "миксмастера".

Что можно сказать о внешних галактиках? Программа по построению волновых узоров для других галактик с известными кривыми вращения и определению Ω_p для них с использованием S-моды t-волн плотности была выполнена Шу и др. (1971). Робертс и др. (1975). Шу и др. (1971) выполнили эту программу для трех галактик: M 51, M 81, M 33. Робертс и др. (1975) — для 24 галактик. Во всех случаях для построения узора использовалась S-мода волн плотности.

Рис. 92. Галактика M 51. Сплошная кривая — волновой узор, построенный Шу и др. (1971) на S-моду, штрихпунктирная — на L-моду с использованием полной проективной поверхности волн плотности, соответствующей кривой вращения. Штриховая кривая — волновой узор, построенный Мишуровым (1973) на L-моду, с использованием плотности только активного диска.



L-мода использовалась один раз для интерпретации вторичных черт спирального узора в M 51. Приведем только данные Шу и др. (1971), поскольку для этих же трех галактик соответствующие построения спирального узора и определение Ω_p было выполнено Мишуровым (1973), Берманом и Мишуровым (1982) с использованием L-моды, так что результаты поддаются сравнительному анализу. На рис. 92 дана фоторафия галактики M 51 с нанесенными на ней волновыми узорами. Сплошная кривая соответствует S-моду с $\Omega_p = 33$ км/с · клк, $R_{1L} \approx 0,65$ клк, $R_c \approx 4,5$ клк, $R_{0L} \approx 5,9$ клк (Шу и др., 1971). Штрихпунктирная кривая соответствует L-моду, с помощью которой Шу и др. (1971) хотели объяснить "намок" на "вторичные" спиральные черты. Пунктирная кривая — узор, построенный на L-моду Мишуровым (1973), на основе идеи о роли активного диска. Ей соответствует $\Omega_p \approx 30$ км/с · клк и $\mu_d \approx 30 M_\odot/\text{клк}^2$. При этом $R_{1L} \approx 1$ клк, $R_c \approx 5$ клк, $R_{0L} \approx 6,3$ клк. Использовалась, естественно, одна и та же кривая вращения. На рис. 93 изображена контурная карта распределения нейтрального водорода в галактике M 81, на которую нанесены спиральные ветви, соответствующие L-моду. Они построены Берманом и Мишуровым (1982) на основе кривой вращения, найденной Ротсом (1975). Как видно из рисунков 87, 91–93, и для нашей, и для других галактик, геометрия спиральных узоров хорошо совпадает с наблюдательными узорами ("гранд дизайнами") и в подходе Лина и др. (1969), и в подходе Марочника и др. (1972). Поэтому в действительности такое совпадение не может быть достаточным аргументом для выбора между этими двумя альтернативными подходами, и необходимо еще и еще раз обращаться к наблюдательным данным и к дополнительным теоретическим соображениям. Приведем аргументы, которые по нашему мнению свидетельствуют в пользу доминирующей роли L-моды волн плотности в Галактике.

1) Вилен (1974) на основе анализа каталога ближайших звезд Глизе нашел, что дисперсия компоненты скорости σ_R звезд диска в плоскости Галактики равна 39 км/с. Оказалось, что хаотические скорости растут с удалением от плоскости $z = 0$; усредненная по толщине диска дисперсия скоростей равна 48 км/с. Эту величину следует сравнить с маржинальной дисперсией, определяемой параметрами галактического вращения и поверхностной плотностью массы. Критический анализ наблюдательных данных для этих величин провел Тоомре (1974), который пришел к выводу, что значение параметра $Q \equiv \sigma_R / \sigma_T$ заключено в интервале от 1,2 до 2,0 и может быть даже еще большим.

Параметр Q играет важную роль в расчетах спирального узора. При $Q = 1$ узор занимает в Галактике максимальную область, простираясь от $\nu = +1$ до $\nu = -1$ (для квазистационарных волн). Область существования узора быстро стягивается при увеличении Q , и уже при $Q = 1,5$ она ограничена пределами $|\nu| < 0,6$, а при $Q = 2$ она настолько сжата, что бессмысленно говорить о спиральной структуре вообще (Тоомре, 1969, 1974). Поскольку в модели Лина и др. (1969) принимается $Q = 1$, то в итоге (см. Вилен, 1974, Тоомре, 1974) эта модель сталкивается с серьезным затруднением: учет реальных значений $Q > 1$ приводит в ней к непримлемой геометрии спирального узора.

2) Эта трудность в теории Лина и др. (1969) представляется вообще неизбежной не только для Галактики, но и для всех дисковых систем с точки зрения глобальной устойчивости (по Острайкеру—Пиблсу) вращающихся звездных систем. Критерием такой устойчивости является условие, при котором энергия хаотических движений в системе более чем в два с половиной раза превосходит ее энергию вращения (§ 11). Дисперсия, определяемой из наблюдений скоростей звезд диска, далеко

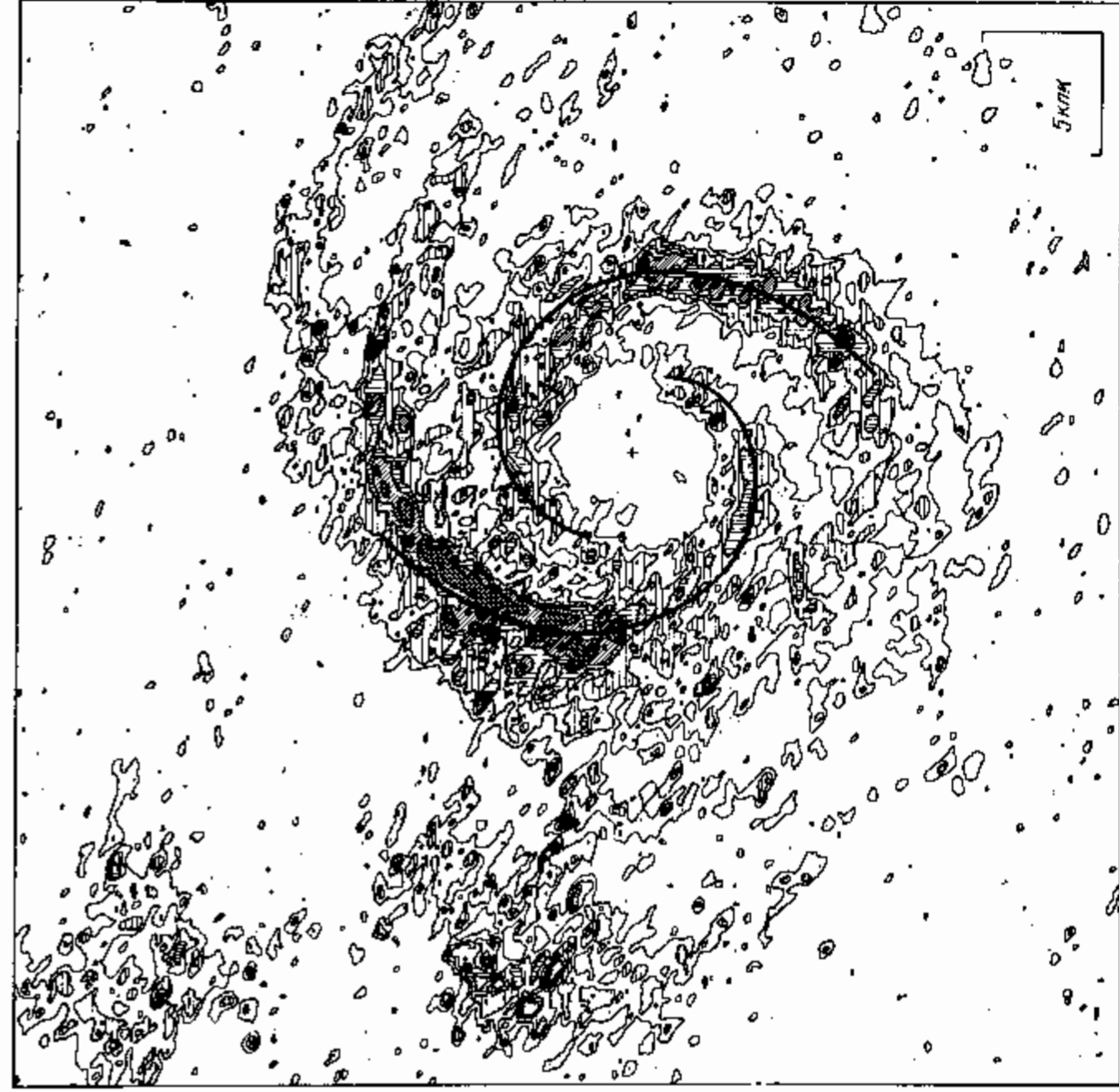


Рис. 93. Карта яркости галактики M 81 в линии 21 см, построенная с учетом наклона плоскости галактики к лучу зрения под углом 59° (Ротс, Шейн, 1975). Изображен волновой узор, полученный Берманом и Мишуровым (1982).

недостаточно для удовлетворения этого условия. Это обстоятельство заставляет считать, что значительная часть массы Галактики находится в ее гало, в практически невращающейся сферической подсистеме (§ 11). Если это так, то кривая вращения определяется во многом массой гало, и определяемое по этой кривой распределение плотности относится не к диску, а к сумме гало и диска. Использование такого распределения в уравнении спирального узора некорректно.

Напомним, что лишь в случае, когда на гало приходится более 60% массы галактики, она устойчива по отношению к образованию перемычки, и в ней возникает развитая спиральная структура. В численных экспериментах Хола (1975) величина начальной дисперсии принималась равной критическому по Тоомре значению, т.е. $Q = 1$. В процессе эволюции она увеличивалась: до $Q = 3$ при 60-процентной массе диска, и до $Q = 2$ при 10-процентной массе диска за три оборота системы. Если сопоставить эти числа с приведенными выше результатами определения дисперсии скоростей в Галактике, то может стать понятной сверхмаргинальная дисперсия скоростей в галактическом диске.

Существование массивного гало для теории волн плотности означает необходимость в явном виде учитывать его массу, рассматривая гало отдельно от быстровращающейся подсистемы звезд с малой дисперсией скоростей.

3) По-видимому, еще более важно то, что большая часть массы вращающихся подсистем также не дает заметного вклада в динамику волн плотности (раздел 19.2). Представляет интерес вопрос о природе плоской подсистемы, которую можно в какой-то степени пытаться отождествлять с активным диском. Подавляющая часть из классифицированных звезд в окрестности Солнца находится на главной последовательности (Ярайс и Вилен, 1974), величина σ_R для них равна 48 км/с (Вилен, 1974). Впрочем, давно известно, что звезды GV — MV наиболее многочисленны среди известных звезд, и для них дисперсия скоростей равна 45 — 50 км/с (см., например, Паренаго, 1954). Эти значения находятся в хорошем согласии со значениями дисперсии скоростей звезд диска в модели Эйнасто и др. (1976).

В последнее десятилетие много внимания уделялось вопросу о существовании тонкого слоя М-карликов с малой дисперсией скоростей: $\sigma_R \approx 10 \div 20$ км/с. Для плотности этих звезд в окрестности Солнца Йивеер (1974), например, получил оценку $\rho_{\text{дм}} \approx 0,03 M_\odot/\text{пк}^3$ при полной звездной плотности $\rho_t \approx 0,05 M_\odot/\text{пк}^3$. Приблизительно такое же значение для $\rho_{\text{дм}}$ вытекает из результатов Долана (1975) по звездам южного полушария. Таким образом, есть основания полагать, что М-карликами обусловлена по меньшей мере половина всей звездной плотности в окрестности Солнца.

Известно, что группа звезд dM состоит из двух физически различных подгрупп объектов: с эмиссионными линиями в спектре и без них. Независимо от этого признака оказалось, что М-карлики разделяются на группы по своему положению на диаграмме Герцшпрунга—Рессела. Как показали Моулд и Хайланд (1976), на этой диаграмме отделяются друг от друга М-карлики главной последовательности, сверхъяркие М-карлики (находящиеся на стадии сжатия к начальной главной последовательности) и субкарлики. Таким образом, популяция М-звезд действительно состоит из двух (если не говорить о субкарликах) групп, отличающихся временем и условиями происхождения. Обе группы существенно различаются кинематикой: звезды dMe имеют малые peculiarные скорости, тогда как группа звезд без эмиссии имеет типичную для звезд позднего спектрального класса большую дисперсию скоростей (собственно, популяции старых и молодых М-звезд на диаграмме Герцшпрунга—Рессела были выделены Эггеном (1973) первоначально именно на кинематической основе). Шацова (1965), например, нашла, что для dM $\sigma_R \approx 35$ км/с, а для dMe $\sigma_R \approx 20$ км/с. Скорее всего, последняя величина завышена (Долан, 1975), но вряд ли она меньше 13 км/с (Крисциunas, 1975).

Имеющиеся данные говорят о том, что доля звезд dMe среди всех М-карликов растет в сторону поздних спектральных классов (Аракелян, 1970, Джой и Абт, 1974). Согласно Джой и Абту (1974), в классе M4.5 она составляет 50%, а в классе M5.5 доходит до 100%. Спектральный интервал M4 — M5 на главной последовательности соответствует абсолютным величинам $M_V = 13^m \div 14^m$. На эту область приходится максимум функции светимости (Йивеер, 1974, Лютен, 1968), и, например, по результатам Йивеера (1974) только область от 13^m до 15^m дает вклад в плотность, равный $0,021 M_\odot/\text{пк}^3$ при $\rho_t = 0,05 M_\odot/\text{пк}^3$, т.е. чуть меньше половины полной плотности. Если теперь еще учесть реальную возможность того, что большая часть из неклассифицированных звезд является М-карликами с малыми собственными движениями, то представляется правдоподоб-

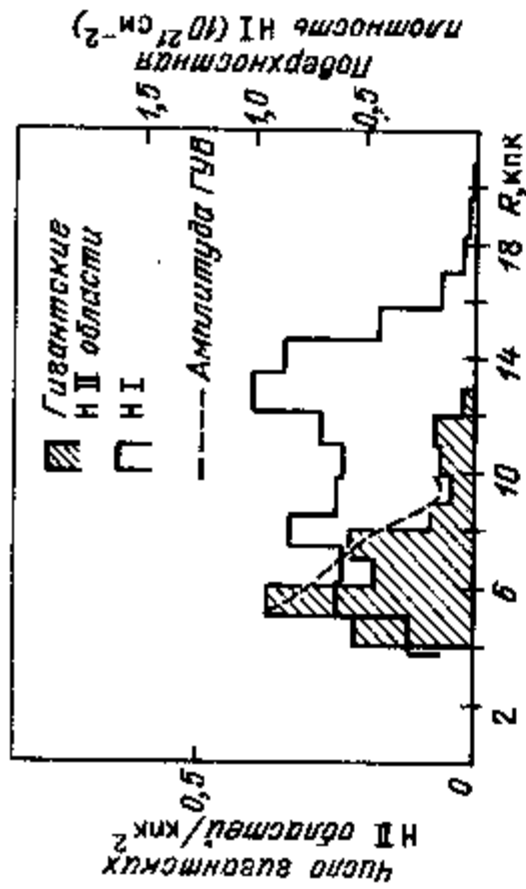


Рис. 94. Распределение нейтрального и ионизованного водорода в Галактике. Штриховая кривая изображает зависимость амплитуды ГВВ от R (Берман, Мишуков, 1980), вычисленную для модели спиральной структуры Марочника и др. (1972).

ным считать, что около половины всей плотности звезд в окрестности Солнца обусловлено подсистемой красных карликов с малыми скоростями. Но это как раз то значение, которое требуется в модели Эйнасто и др. (1976) для плотности плоской подсистемы. Поэтому можно полагать, что эту подсистему образуют главным образом звезды dMe. Крисциunas (1977) показал, что из всей плотности в окрестности Солнца около $0,02 M_{\odot}/\text{пк}^3$ находится в форме необнаруженных карликов M3 – M8 с дисперсией скоростей 17 км/с . Это согласуется с приведенными сообщениями и оценками, свидетельствующими о том, что спиральные волны определяются в основном небольшой по массе подсистемой красных карликов с малой дисперсией скоростей.

4) В модели Марочника и др. (1972) качественно объясняются особенности распределения областей HII (рис. 94). В Галактике максимум числа зон HII на единицу поверхности приходится на $R = 5 - 6 \text{ кпк}$. С ростом R численность зон HII уменьшается, и при $R = 10 \text{ кпк}$ их почти на порядок меньше, чем при $R = 5 \text{ кпк}$. Это можно интерпретировать следующим образом. Согласно Марочнику и др. (1972) вблизи $R \approx 10 - 11 \text{ кпк}$ находится область коротации. Из-за того, что отсутствует относительное движение волн и газа, здесь не возникает ударная волна, поэтому нет связанного с ней интенсивного звездообразования. От области коротации к центру растет величина $\Omega(R) - \Omega_p$ и угол закрутки ветвей. Эти два фактора делают возможным появление при $R < 7 - 8 \text{ кпк}$ ударного течения газа. Здесь идет интенсивное звездообразование, проявляющееся в появлении большого количества областей HII. В области $R < 5 \text{ кпк}$ наблюдается уменьшение численности зон HII, что объясняется быстрым падением плотности HII на этих расстояниях.

Ударная волна, по-видимому, не образуется и при $R > R_c$. Это связано с тем, что за радиусом коротации угол закрутки спиралей быстро уменьшается, поэтому несмотря на увеличение $\Omega(R) - \Omega_p$, нормальная компонента скорости втекания газа в волну остается малой и ударное течение не возникает. Это объясняет почему за радиусом коротации не растет число зон HII.

Аналогичным образом можно интерпретировать распределение в диске Галактики пульсаров, остатков сверхновых, молекулярного водорода, интенсивности синхротронного и гамма-излучения — т.е. всего того, что так или иначе указывает на интенсивное звездообразование и на существование сильного сжатия газа на расстояниях $R = 5 - 7 \text{ кпк}$.

Рис. 95. Области неустойчивости (заштриховано) волн плотности по отношению к распаду (Папин, Раевский, 1980).

5) Важным критерием для выбора типа моды, реализующейся в Галактике, является определение параметра Ω_p независимыми методами. Этот вопрос обсуждается в § 21. Здесь укажем лишь, что значение $\Omega_p \sim 20 \div 25 \text{ км/с кпк}$ кажется близким к действительности.

6) Еще одно теоретическое соображение в пользу L-моды волн плотности в Галактике привели Папин и Раевский (1980). Эти авторы рассмотрели устойчивость волн плотности по отношению к распаду на две волны с азимутальными "квантовыми числами" m_1 и m_2 ($m_1 + m_2 = 2$, если исходная структура двукратна). Это нелинейный процесс, учитывающий слияние и распады различных гармоник. Нелинейное взаимодействие гармоник приводит к возникновению областей устойчивости и неустойчивости спирального узора по отношению к распаду на "затравочные" волны, т.е. по отношению к возникновению нерегулярной структуры. Результаты Папина и Раевского (1980), показаны на рис. 95, из которого видно, что волны плотности в маргинально устойчивом по Тоомре бесконечно тонком звездном диске ($Q_s > 1$) неустойчивы по отношению к распаду на нерегулярную структуру в заштрихованных областях. Области неустойчивости быстро уменьшаются с ростом Q_s . При $Q_s > 1,3$ обе моды волн плотности устойчивы. Области неустойчивости соответствуют длинам волн, заключенным в интервалы $0 \leq k_* \leq 1,1$ и $2,9 \leq k_* \leq \infty$. Для маргинального диска с параметрами "миксмастера" вблизи Солнца ($\mu_0 = 114 M_{\odot}/\text{пк}^3$, $Q_s = 1$, $\kappa = 31,6 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$, $\lambda = 4 \text{ кпк}$) $k_*^2 = 4,8$. Распад S-моды должен происходить на волны с $k_*^{(1)} \approx 1,5$ и $k_*^{(2)} \approx 3,3$ с различными m_1 и m_2 ($m_1 + m_2 = 2$). Инкремент неустойчивости дает время жизни S-моды порядка нескольких оборотов Галактики вблизи Солнца. В то же время L-мода устойчива по отношению к распаду, так как при $\mu_0 = 40 M_{\odot}/\text{пк}^3$ $k_*^2 = 1,7$.

То обстоятельство, что S-мода должна вследствие распадной нелинейной неустойчивости превратиться в иррегулярную структуру, говорит против модели Пина (1975), в которой эта мода привлекается для объяснения спиральной структуры Галактики на том основании, что при их отражении от коротации ее интенсивность больше, чем интенсивность L-моды.

§ 20. Волны плотности и газовая составляющая Галактики. Галактические ударные волны

Значительный прогресс в понимании свойств спиральной структуры галактик в рамках волновой теории был достигнут в результате исследования течения галактического газа в поле спиральной волны плотности (Робертс, 1969; Пикельнер, 1970). В этих и последующих работах был сделан ряд предсказаний относительно структуры спиральных ветвей, подтвердившихся впоследствии наблюдениями данными. Наиболее важным, пожалуй, было предсказание галактической ударной волны (ГУВ) — узкой области сжатого газа вдоль внутренней кромки спиральной ветви (Фуджимото, 1968; Робертс, 1969; Пикельнер, 1970; Робертс и

Юань, 1970; Шу и др., 1972; Тоса, 1973; Каплан и Пикельнер, 1974). В ударной волне должно происходить сжатие облаков межзвездного газа, в результате чего они могут становиться гравитационно неустойчивыми и могут коллапсировать. Коллапс и гравитационная фрагментация облаков завершается образованием звезд. Таким образом, ГУВ могут служить крупномасштабным триггерным механизмом звездообразования (Робертс, 1969; Пикельнер, 1970; Робертс, Юань, 1970; Шу и др. 1973). В этом заключается важная роль ГУВ для жизни галактики, и с этим связаны наиболее яркие наблюдательные эффекты ГУВ. В частности, молодые звезды и связанные с ними области H II должны концентрироваться в узкой полосе вдоль спиральной ветви (в области фронта ГУВ), и это явление действительно наблюдается во многих спиральных галактиках.

Впервые на него обратил внимание Бааде еще в конце сороковых годов, но оно не имело ни одного удовлетворительного объяснения до появления идеи о ГУВ. Поэтому сейчас это явление рассматривается, как "решительный" аргумент в пользу существования ГУВ (Тоомре, 1977).

Галактические ударные волны проявляются также целым рядом других эффектов. Ударная волна приводит к сжатию межзвездной пыли, и в области фронта должно наблюдаться резкое увеличение ее концентрации. Наличие узкой полосы пыли вдоль внутренней кромки спиральной ветви непосредственно было подтверждено наблюдениями (см. Линдс, 1970). Впрочем, отчетливо выраженные узкие полосы пыли в перемычках и спиральных внешних галактик привлекли к себе внимание значительного раньше; в частности, Прендергаст еще в начале шестидесятых годов неоднократно высказывал идею о связи этих полос с ГУВ (см. Тоомре, 1977). Фуджимото (1968) также предположил, что темные полосы в спиральных ветвях вместе с наблюдаемым значительным уплотнением газа в ветвях обусловлены ГУВ.

В ГУВ происходит сжатие не только газа, но и магнитного поля. Как следствие, должно иметь место сильное увеличение интенсивности синхротронного радиоизлучения из области спиральных ветвей. Согласно Мэтьюсону и др. (1972), именно этим эффектом объясняется обнаруженное ими мощное радиоизлучение спиральной галактики M 51. В нашей Галактике ГУВ обнаруживается, по-видимому, всплесками на профиле интенсивности синхротронного, а также гамма излучения в направлениях, касательных к спиральным рукавам (см. § 21).

Галактические ударные волны сильно влияют на состояние межзвездной среды в целом. На фронте ГУВ в межзвездном газе может происходить фазовый переход — из горячей разреженной среды образуются плотные холодные облака газа (см. Филд, 1972; Бирман и др., 1972). Здесь же, возможно, происходит образование молекул H_2 и молекулярных облаков (Бертон, 1976a). Ударные волны могут служить механизмом усиления и поддержания магнитного поля в галактике (Мишуров и др., 1975).

Таким образом, галактическая ударная волна, обуславливает широкий круг интересных и важных явлений в галактике. В то же время ГУВ не является единственно возможной реакцией межзвездного газа на спиральные волны, и это еще более увеличивает разнообразие процессов в межзвездной среде, связанных с взаимодействием газа с полем волн плотности. Отсюда ясно, почему вопросы взаимодействия газа со спиральными волнами привлекают к себе большое внимание.

Газ в галактике движется в гравитационном поле, которое складывается из регулярного поля всей системы φ_G и поля спиральных волн в звездном диске φ_s . Кроме того, вариации плотности газа создают дополнительные возмущения гравитационного поля φ_g , так что результирующая гравитационная сила, действующая на газ, может быть описана потенциалом

$$\varphi_{tot} = \varphi_G + \varphi_s + \varphi_g. \quad (20.1.1)$$

В отсутствие волн плотности возможно стационарное движение газа в регулярном поле с потенциалом φ_G — чисто круговое движение, при котором

$$\Omega^2 R = d\varphi_G/dR. \quad (20.1.2)$$

Это условие и будет предполагаться выполненным в дальнейшем.

При наличии волн плотности движение будет гораздо более сложным, и его надо определять из нелинейных газодинамических уравнений. Свойства течения в этом случае в сильной степени зависят от параметров спиральной волны (ее геометрии, скорости вращения спирального узора Ω_p , амплитуды гравитационной силы), а также от характеристик межзвездной среды. Последнее подразумевает следующее. Во-первых, огромную роль в динамике межзвездного газа играют процессы нагрева газа космическими лучами и охлаждения его излучением. Эти тепловые процессы в основном и определяют давление газа, а зависят они от интенсивности космических лучей в галактике и от химического состава МЗС (см. § 9). Во-вторых, вклад в давление дают магнитное поле и космические лучи, так что движение газа зависит и от этих компонент МЗС. В-третьих, на динамику газа в целом ряде важных ситуаций доминирующее влияние оказывает его собственное гравитационное поле, а оно зависит от массовой плотности МЗС.

Очевидно, что решить задачу о движении газа при произвольной геометрии с одновременным учетом всех динамических факторов чрезвычайно трудно даже с использованием мощных вычислительных машин. Тем не менее к настоящему времени удалось рассчитать поведение газа для моделей, которые включают важнейшие процессы в межзвездном газе и уже весьма близки к реальной ситуации в Галактике. Наиболее далеко удалось продвинуться на пути исследования роли характеристик спиральной волны, тепловых процессов и самогравитации газа; эти факторы мы в явном виде приведем в нижеследующих уравнениях динамики МЗС.

В меньшей степени изучены эффекты, связанные с давлением магнитного поля и космических лучей; но качественно и здесь удается сделать ряд заключений (см., например, Каплан, Пикельнер, 1974).

Расчет нелинейного движения газа в галактике удается относительно просто сделать в случае спиральной с малым углом закрутки, $\sin i \ll 1$. Предполагая спираль логарифмической, можно перейти к спиральным координатам η и ξ :

$$\eta = \cos i \cdot \ln(R/R_0) + (\theta - \Omega_p t) \sin i, \quad (20.1.3)$$

$$\xi = -\sin i \cdot \ln(R/R_0) + (\theta - \Omega_p t) \cdot \cos i, \quad (20.1.4)$$

где $\eta = \text{const}$ определяет уравнение спирали. Если ограничиться двумерным движением газа (в плоскости диска), то уравнения возмущенных движений (т.е. некруговых) в этих координатах с учетом $\sin i \ll 1$ можно запи-

сать в виде (Робертс, 1969)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho}{R} \frac{\partial u_\eta}{\partial \eta} = 0, \quad (20.1.5)$$

$$\frac{du_\eta}{dt} - 2\Omega u_\xi = -\frac{1}{\rho R} \frac{\partial p}{\partial \eta} - \frac{1}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta}, \quad (20.1.6)$$

$$\frac{du_\xi}{dt} + \frac{\kappa^2}{2\Omega} (u_\eta - u_0) = 0, \quad (20.1.7)$$

где $d/dt = \partial/\partial t + (u/R)(\partial/\partial \eta)$, ρ — объемная плотность газа, u_η , u_0 — полная и невозмущенная компонента скорости поперек рукава, $u_0 = R \sin i \cdot (\Omega - \Omega_p)$, u_ξ — компонента возмущенной скорости вдоль рукава, p — давление. Тепловые процессы, определяющие давление газа, описываются уравнением сохранения энергии

$$\frac{d\epsilon}{dt} + \frac{p}{R_A \rho} \cdot \frac{\partial u_\eta}{\partial \eta} = -(\Omega n^2 - \Gamma n) \rho^{-1}, \quad (20.1.8)$$

где

$$\epsilon = p(\gamma - 1)^{-1} \rho^{-1}, \quad (20.1.9)$$

$$p = R_A \rho T / 1.3. \quad (20.1.10)$$

γ — показатель адиабаты, R_A — газовая постоянная, n — плотность числа частиц, Ω и Γ — скорости нагрева и охлаждения соответственно, молекулярный вес газа принят равным 1.3, что соответствует нормальному химическому составу межзвездного газа.

Гравитационный потенциал спиральной волны равен

$$\varphi_s = A(R) \cos(2\eta/\sin i), \quad (20.1.11)$$

где $A(R)$ считается известной, слабо зависящей от R функцией (амплитуда гравитационной силы в волне, отнесенная к гравитационному притяжению галактики на расстоянии R , для вращающейся спирали при этом равно $F = 2A(R)(R^2 \Omega^2 \sin i)^{-1}$). Гравитационное поле газа должно определяться самосогласованным образом из уравнения Пуассона. Чтобы упростить это уравнение, будем считать, что газовый диск бесконечно тонкий. Тогда в уравнение Пуассона войдет не объемная, а поверхностная плотность массы газа $\tilde{\mu}_g$:

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \varphi_g}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \varphi_g}{\partial z^2} = -4\pi G \tilde{\mu}_g \delta(z), \quad (20.1.12)$$

где $\delta(z)$ — дельта-функция Дирака. Подразумевается, что поле, создаваемое невозмущенным распределением газа, дает вклад в регуляризирующую часть потенциала φ_g . Граничным условием при решении уравнений (20.1.5–20.1.12) является требование периодичности искомых величин по η с периодом $\pi \sin i$.

2. Изотермическая стационарная ударная волна

Робертс (1969) рассмотрел задачу о стационарных решениях уравнений (20.1.5–20.1.7) ($\partial/\partial t = 0$), предполагая, что движение газа изотермично, и что собственная гравитация газа пренебрежимо мала. Для модели спиральной структуры с $\Omega_p = 11$ км/с · клк, $F_0 = 0.05$ (Лин, Шу, 1966;

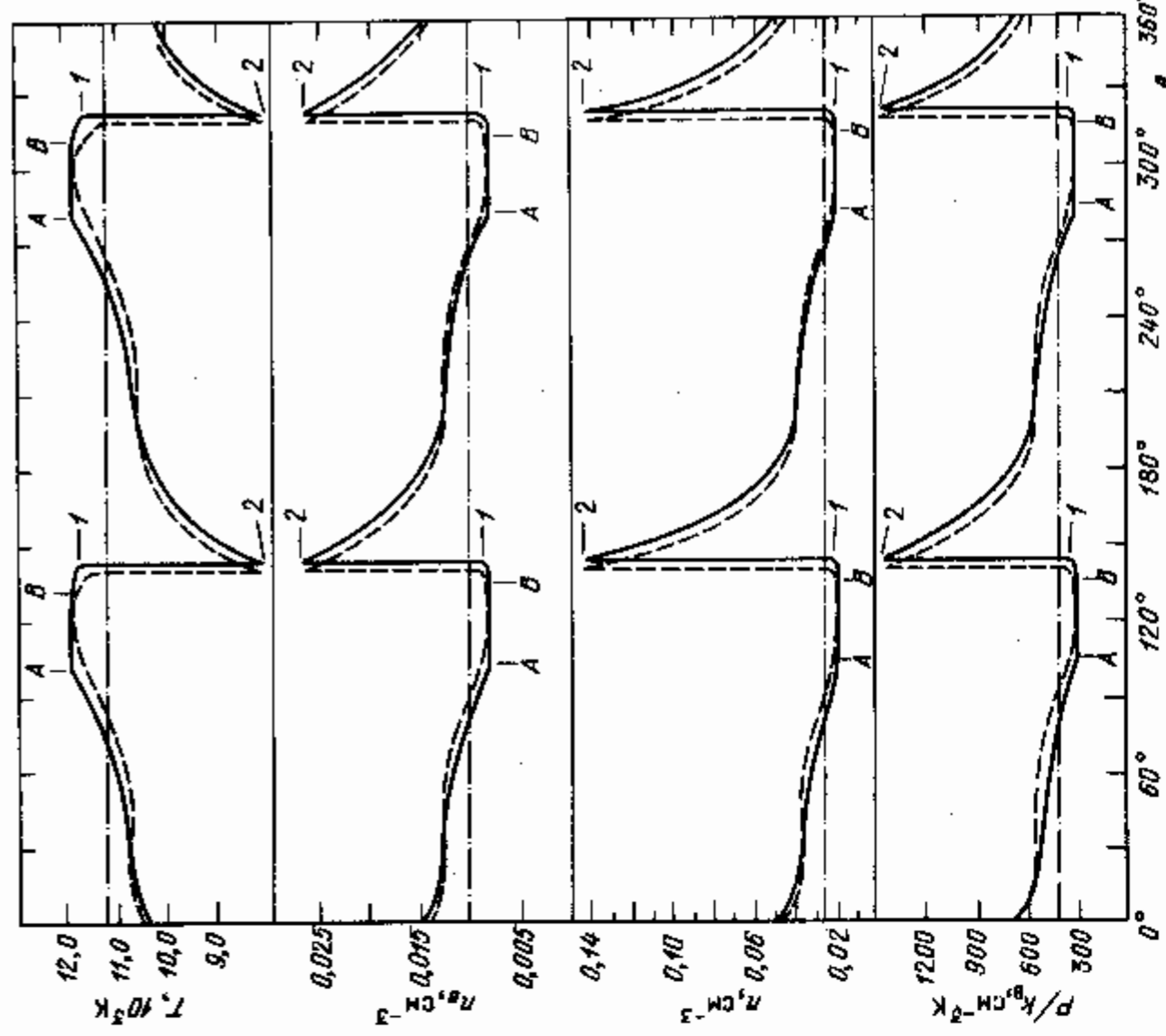


Рис. 96. Структура стационарного течения межоблачного газа в волне плотности по Шу и др. (1972). Изображены профили параметров МЗС вдоль линии тока при $\Omega_p = 13.5$ км/с · клк, $F = 0.05$ (сплошная кривая; часть газа находится в облаках) и $F = 0.033$ (пунктир; облака не учитываются).

Лин и др. 1969) он нашел стационарные решения с разрывом — галактической ударной волной, фронт которой расположен вдоль внутренней кромки спиральной ветви.

Позднее такую же задачу, но с учетом того, что МЗС состоит из межоблачного газа и облаков, для этой же модели спиральной структуры решили Шу и др. (1972). Как и у Робертса (1969), здесь были найдены решения, соответствующие ударным волнам, были проанализированы структуры фронта ударной волны и рассмотрено влияние фазовых переходов в МЗС на структуру течения газа. Влияние фазовых переходов учитывалось на основе решения уравнения равновесия для двухфазной модели межзвездного газа. На рис. 96 приведены полученные решения в виде азимутальных профилей искомых функций для двух случаев: 1) когда не учитываются переходы межоблачного газа в облака и обратно; 2) когда такие переходы учитываются. Разумеется, ударная волна возникает в межоблачном газе, и к ней относятся указанные на рис. 96 параметры. Роль фазового перехода в этой задаче сводится к тому, что учет перехода газа в облака (в ударной волне) уменьшает давление, а обратный процесс (между спиральными рукавами) давление увеличивает.

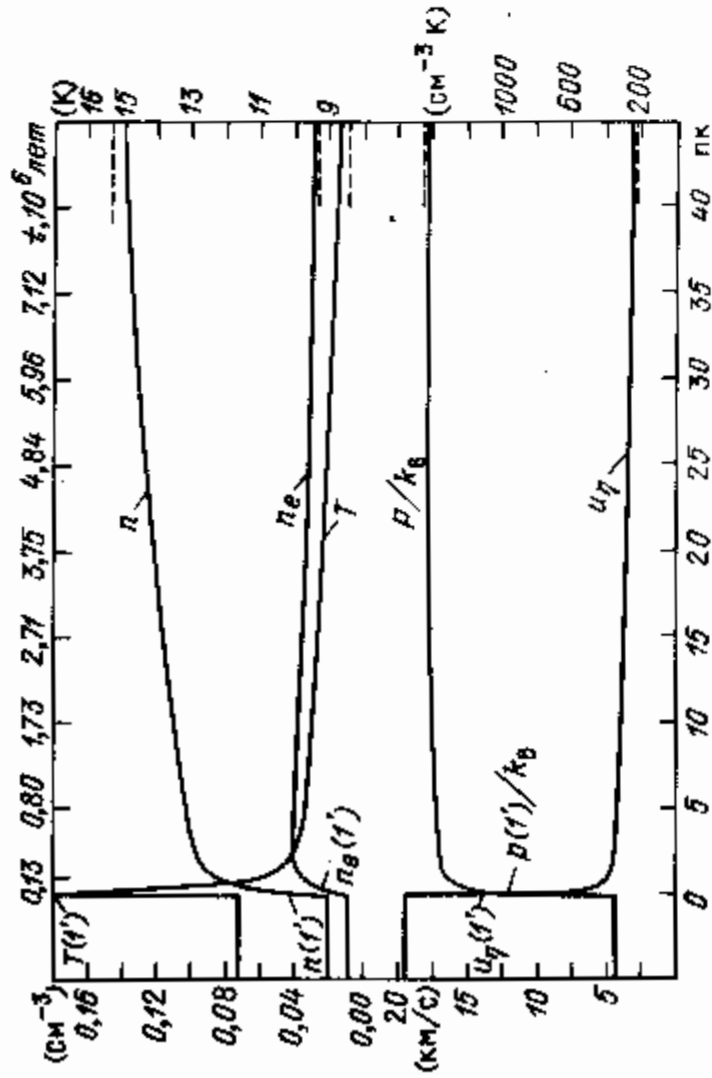


Рис. 97. Структура фронта ГУВ при учете вязкости газа. Принято $\Omega_p = 13,5 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$, $F = 0,033$ (Шу и др. 1972).

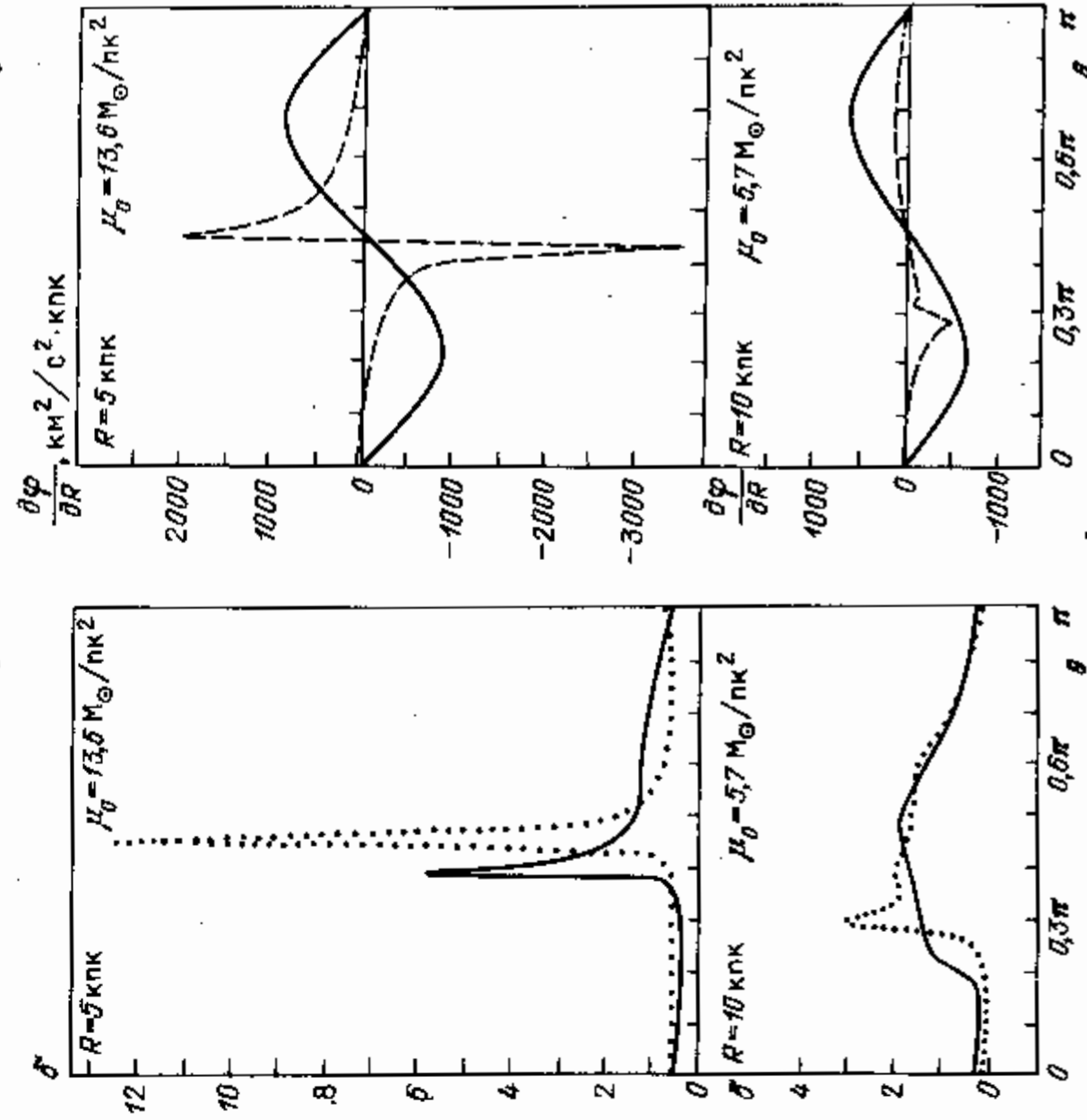
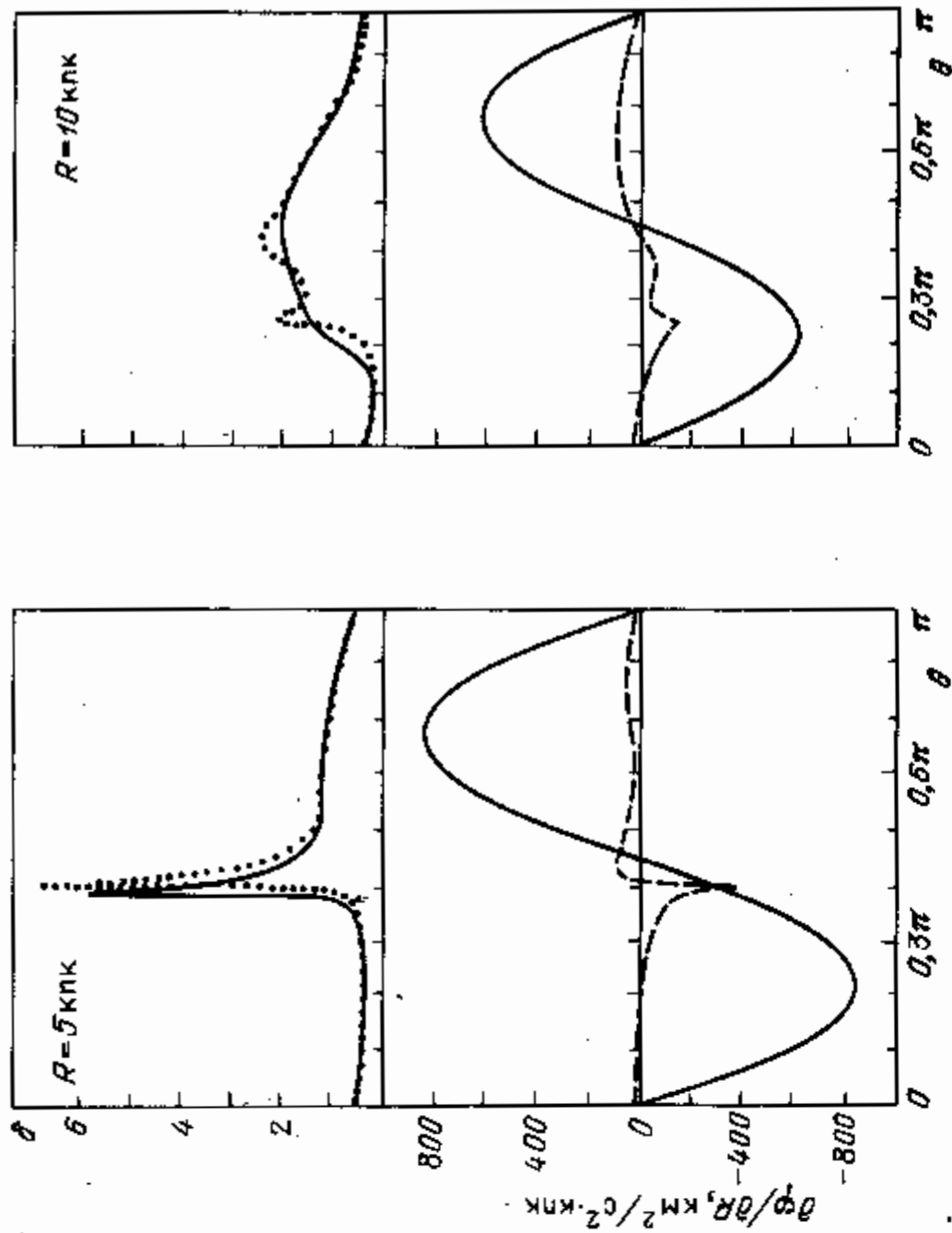
Учет молекулярной вязкости позволяет исследовать структуру фронта ГУВ. Она изображена на рис. 97. Видно, что подавляющая часть изменения всех величин приходится на очень узкий слой, толщиной несколько парсек. В целом же переход к состоянию "после фронта" происходит на масштабах порядка 50 пк, который Шу и др. (1973) называют толщиной фронта ударной волны.

3. Нестационарное движение газа. Эффекты собственной гравитации

Возможность стационарной ГУВ (Робертс, 1969; Шу и др., 1972) еще не означает, что она должна существовать. Ответ на вопрос, будет ли не будет возникать ударная волна, и если будет, то сможет ли она выйти на стационарный режим, можно получить только решая нестационарные уравнения движения (с начальными условиями), т.е. когда в этих уравнениях $\partial/\partial t \neq 0$. Впервые эту задачу для уравнений (20.15) — (20.17) решил Вудвард (1975) и показал, что если в первоначально однородном газовом диске появляется гравитационное поле спиральной волны аналогичное рассмотренному Робертсом (1969), Шу и др. (1972), то в изотермическом случае с течением времени действительно развивается ударная волна, которая сравнительно быстро становится почти стационарной.

Берман и др. (1982) решили эту же задачу для модели спиральной структуры Марочника и др. (1972), Мишукова и др. (1977, 1979), с $\Omega_p = 23 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$, $F_0 = 0,1$ (в окрестности Солнца), которая, скорее всего,

Рис. 98. Вверху — профили плотности и собственного гравитационного поля газа при изотермическом течении в поле спиральной волны. Усредненная поверхностная плотность газа принята равной плотности атомарного водорода. Для сравнения на рисунке изображены сплошными линиями профили плотности газа в рукаве, рассчитанные без учета собственной гравитации, и гравитационная сила звездной спиральной волны. Внизу — то же, что и на верхнем рисунке, но только в качестве невозмущенной плотности принята суммарная $(\text{H} + \text{H}_2)$ плотность газа согласно Гордону и Бертону (1976).



более адекватна реальной ситуации в Галактике. В указанной работе было учтено также собственное гравитационное поле газа. Вопрос о необходимости учета этого фактора возник конкретно в связи с идеями о том, что в Галактике на расстояниях $R = 5-8$ кпк, находится значительное количество молекулярного водорода, и что его масса может давать заметный вклад в общее гравитационное поле спиральной волны.

1) *Изотермическое течение.* Результаты расчетов Бермана и др. (1982) приведены на рис. 98 для двух расстояний от центра системы, $R = 5$ кпк и $R = 10$ кпк и для момента времени, когда течение стало практически стационарным. Здесь и далее плотность δ измеряется в единицах начальной плотности газа, то есть $\delta = \tilde{\mu}/\mu_0$ или ρ/ρ_0 . Вверху на рис. 98 даны профили плотности и гравитационной силы для случая, когда учитывается только атомарный водород. Его поверхностная плотность принята равной $\mu_0 = \mu_{H I} \approx 3M_\odot/\text{пк}^2 = \text{const}$. Нетрудно видеть, что учет самогравитации газа почти не влияет на распределение его плотности в волне, и это связано с небольшой величиной возмущенной гравитационной силы, обусловленной газом, и небольшими масштабами, в пределах которых она вообще заметно отлична от нуля. Внизу на рис. 98 приведены результаты численных расчетов для случая, когда в качестве поверхностной плотности газа принимается полная плотность, $\mu_0 = \mu_{H I} + \mu_H$, взятая согласно распределению Гордона и Бертон (1976). Видно, что на расстоянии $R = 10$ кпк самогравитация газа опять мало влияет на профиль плотности. Однако при $R = 5$ кпк амплитуда силы самогравитации уже существенно больше, чем в звездной волне, в результате чего скачок плотности увеличился в два раза (заметим, что двукратное увеличение скачка вызвано четырехкратным увеличением средней плотности газа). Таким образом, если бы в Галактике плотность молекулярного водорода действительно превышало бы в несколько раз плотность атомарного водорода, и если бы движение всей массы газа соответствовало изотермическому течению сплошной среды, то роль самогравитации этой компоненты диска Галактики оказалась бы достаточно важной как в динамике спиральных волн в звездном диске, так и в динамике самого газа.

2) *Адиабатическое течение.* Как отмечалось в § 9, система молекулярных облаков даже в области их максимальной концентрации является на самом деле бесстолкновительной, поэтому ее движение не соответствует изотермическому течению сплошной среды. Если исходить из экстремальных оценок времени жизни облаков (Сковилл, Херш, 1979; Лисц, Бертон, 1981), которые требуются в гипотезе о большой плотности H_2 в области $R = 5-6$ кпк, то такую систему следует описывать уравнениями кинетики, как и звездную компоненту. В плоскости, перпендикулярной оси вращения Галактики, от кинетики можно перейти к гидродинамическим уравнениям, которые описывают адиабатические течения с показателем адиабаты $\gamma = 2$ (см. 14.8.16). Как изменится характер движения газа в этом случае по сравнению с изотермическим? На рис. 99 приведен результат расчета адиабатического течения газа в спиральной волне с $\gamma = 2$ без учета его гравитации. Из него видно, что реакция среды на возмущающее спиральное поле во много раз меньше, чем при изотермическом движении, и возмущение плотности оказывается таким же малым, как и в звездной компоненте.

Учет собственной гравитации даже в случае большой плотности газа, например $\mu_0 = 13,6 M_\odot/\text{пк}^2$ (Гордон и Бертон, 1976) не приводит к заметному изменению профиля плотности газа по сравнению с предыдущим случаем (см. рис. 100).

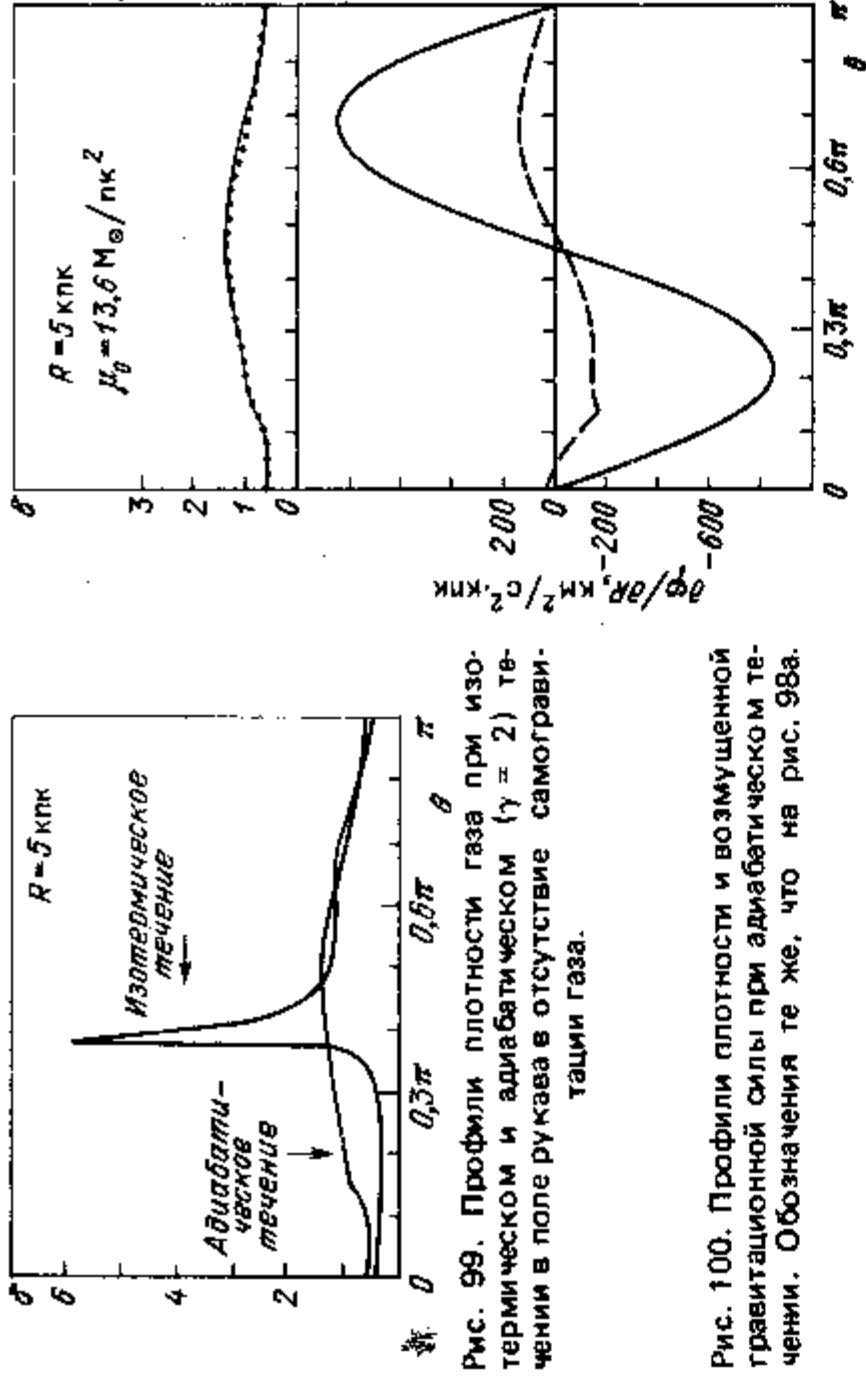


Рис. 99. Профили плотности газа при изотермическом и адиабатическом ($\gamma = 2$) течении в поле рукава в отсутствие самогравитации газа.

Рис. 100. Профили плотности и возмущенной гравитационной силы при адиабатическом течении. Обозначения те же, что на рис. 98а.

Таким образом, если даже в области "молекулярного кольца" Галактики, то есть при $R = 5-6$ кпк, количество молекулярного водорода заметно превышает количество атомарного, на свойства ГУВ это обстоятельство практически не влияет.

4. Эффекты тепловых процессов. Формирование облаков МЗС, аккреционная волна, трехфазное течение

Как уже говорилось, поведение межзвездного газа в огромной степени определяется тем обстоятельством, что он очень эффективно нагревается космическими (и рентгеновскими) лучами и не менее эффективно охлаждается лучеиспусканием. Эта особенность не может быть сведена при рассмотрении динамических задач к условию изотермичности газа, как предполагалось в работе Робертса (1969). Явный учет процессов нагрева и охлаждения в уравнениях газодинамики приводит к качественно новым решениям, соответствующим качественно новым явлениям. Например, удается получить решения, описывающие рождение и эволюцию облаков МЗС. Конечно, для этого надо решать нестационарную, эволюционную задачу (в отличие, например, от расчетов Робертса, 1969, Шу и др. 1972). Не менее важно то, что по своему характеру крупномасштабное движение газа в этом случае уже не сводится к двум типам, найденным Робертсом (1969): ГУВ и непрерывное течение с малыми вариациями газодинамических величин. Наряду с этими типами движений газа могут возникнуть по крайней мере еще два типа: аккреционная волна и трехфазное течение. В этом разделе мы приведем соответствующие результаты, следуя работе Бермана и др. (1982).

Возможность фазового перехода и образования облаков вследствие тепловой неустойчивости при прохождении по газу галактической ударной волны обсуждалась в 1969 году на VI симпозиуме по вопросам космической газодинамики, где эту идею высказали Пикельнер и Гринберг (см. доклад Филда, 1972 и дискуссии по докладу). Впервые, по-видимому, попытку рассмотреть этот вопрос предприняли Бирман и др. (1972),

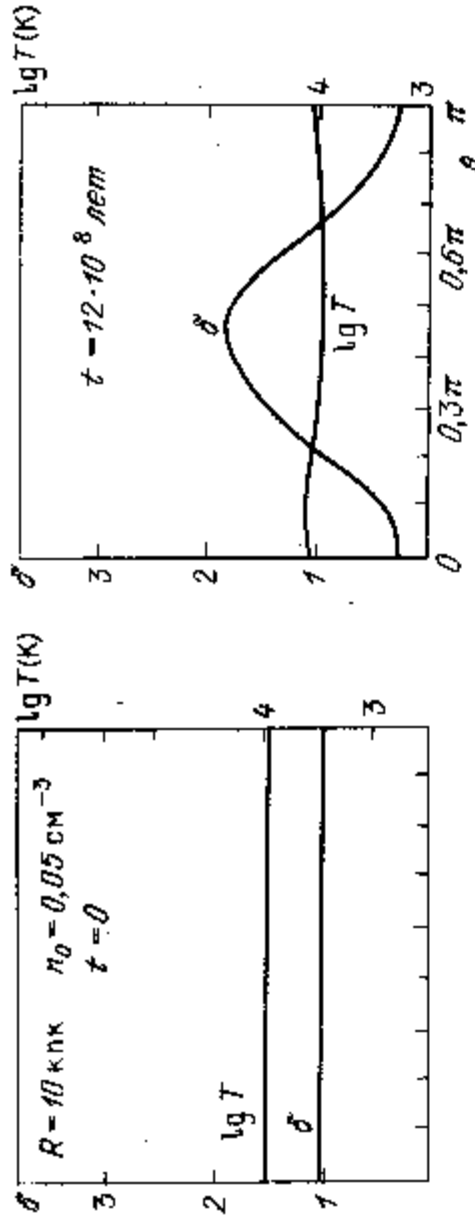


Рис. 101. Профили плотности и температуры газа в рукаве с учетом тепловых эффектов при малой начальной плотности ($n_0 = 0,05 \text{ см}^{-3}$); $R = 10 \text{ кпк}$.

которые для модельных профилей давления газа в ударной волне оценили тепловые времена, соответствующие временам перехода из горячей разреженной фазы в холодную конденсированную.

Однако первый же прямой расчет течения газа с учетом теплового баланса дал неожиданный результат; оказалось, что, во-первых, в этом случае ударная волна не формируется, и возникает совершенно новый тип течения ("аккреционный фронт"); во-вторых, фазовый переход, сопровождающийся образованием холодных и плотных облаков, не происходит (Бейкер, Баркер, 1975). В этом расчете рассматривалось одномерное прямолинейное течение газа через гравитационную потенциальную яму. Позднее Таббс (1980) решил аналогичную задачу для спирального потенциала. Его результат оказался диаметрально противоположным: ударная волна возникает, и возникает вторичное возмущение плотности, которое Таббс интерпретирует как плотное облако холодной фазы. В итоге вопрос оказался открытым: как же все-таки влияют тепловые процессы на течение и структуру газа?

Чтобы решить этот вопрос, Берман и др. (1982) рассмотрели задачу о течении газа в поле спиральной волны для серии различных начальных условий. Оказалось, что в зависимости от начальных условий возможно как образование облаков на фронте ГУВ, так и развитие других, качественно иных структур в газе. В то же время Таббс, несомненно прав в том, что в этой задаче чрезвычайно важна роль вращения. Расхождение между его результатом и результатом Бейкера и Баркера связаны, безусловно, с тем, что во втором случае отсутствуют силы Кориолиса и, кроме того, используются принципиально другие граничные условия.

Рассмотрим подробнее задачу о развитии нелинейных возмущений в газе с учетом тепловых процессов. Чтобы ярче выделить эффекты нагрева и охлаждения, собственную гравитацию газа и магнитное поле учитывать не будем. Мы также не включаем эффекты теплопроводности: как показали Зельдович и Пикельнер (1969), испарение облаков за счет теплопроводности происходит очень медленно.

В качестве начальных условий примем, что в момент времени $t = 0$ возмущения отсутствуют, система находится в тепловом равновесии, то есть

$$\Delta n = \Gamma. \quad (20.4.1)$$

Уравнение (20.4.1) совместно с уравнением (20.1.12) и уравнением для ионизационного равновесия при заданной скорости ионизации водорода ξ позволяют найти связь между равновесными значениями ρ , T и n . Она изображена на рис. 57.

Рассмотрим сначала случай малой начальной плотности, $n_0 = 0,05 \text{ см}^{-3}$. Это значение близко к средней плотности межоблачного газа (Берман и др., 1972). Равновесная начальная температура в этом случае равна $T_0 \approx 9800 \text{ К}$ (на рис. 57 это начальное состояние отмечено светлым кружком). Везде в дальнейшем принято $\gamma = 5/3$. Расчет течения газа показал следующее. При включении внешнего спирального поля приблизительно через два оборота системы на расстоянии 10 кпк от ее центра течение становится практически стационарным. При этом плотность газа в рукаве возрастает по сравнению с первоначальной менее, чем в два раза, а температура газа не падает ниже $\approx 9 \cdot 10^3 \text{ К}$ (рис. 101). Совершенно иная картина имеет место при $R = 5 \text{ кпк}$. К моменту времени $t \approx 2,2 \cdot 10^8$ лет после включения спирального поля формируется ударная волна с уплотнением на фронте $\max \delta \approx 3,6$, соответственно, $\max n \approx 0,18 \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 102). В последующие моменты времени развиваются вторичные образования, которые сносятся потоком (натекание газа происходит в положительном направлении θ). К моменту времени $t \approx 3,9 \cdot 10^8$ лет первое возмущение приближается к следующему рукаву (напомним, что вследствие двухруканности структура периодична по θ с периодом π). Наконец, при $t \approx 4 \cdot 10^8$ лет оно переходит через фронт ударной волны следующего рукава, где испытывает резкое сжатие: пиковое значение $\delta \approx 1100$. Температура падает до $T = 24 \text{ К}$.

Эти результаты можно интерпретировать в терминах тепловой неустойчивости. Спустя время $t \approx 2,2 \cdot 10^8$ лет после включения спирального поля формируется ударная волна. Плотность и давление газа на фронте оказываются вблизи верхней критической точки диаграммы равновесия (пунк-

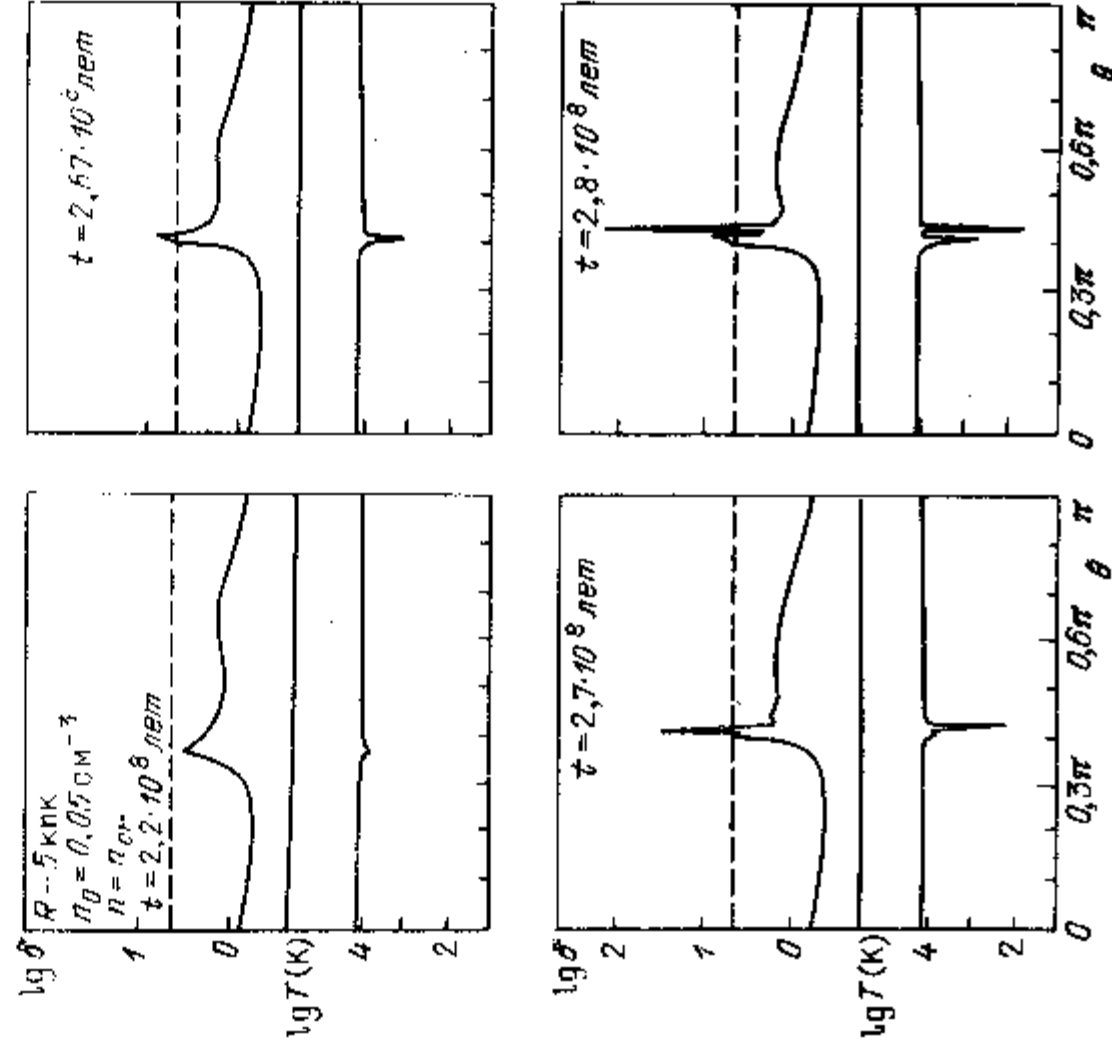


Рис. 102. То же, что и на рис. 101, но для $R = 5 \text{ кпк}$.

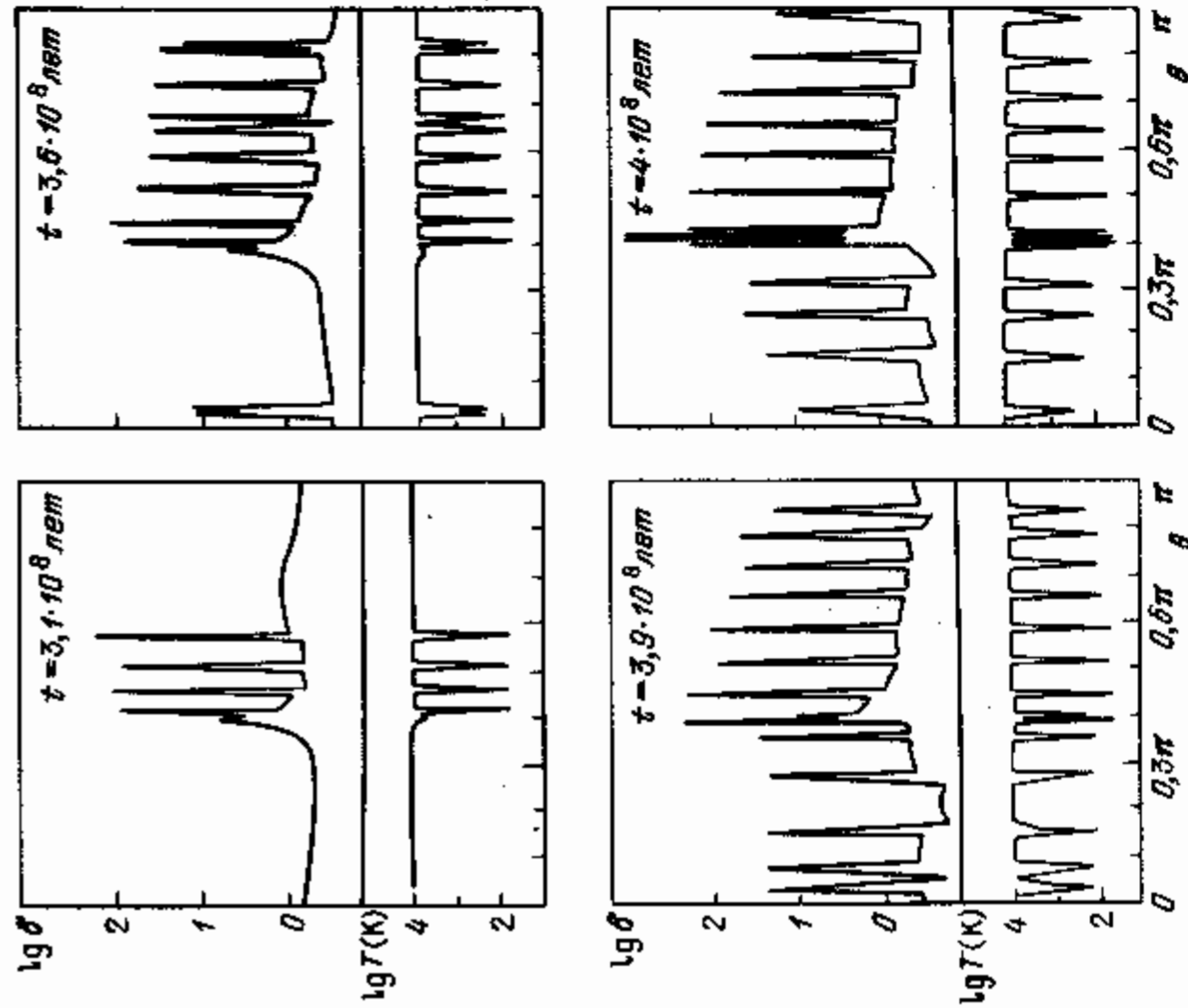


Рис. 102 (окончание)

тирная линия на рис. 102 соответствует критическому значению плотности, см. рис. 57), где происходит фазовый переход из разреженной фазы в плотную. На рис. 57 это состояние отмечено темным кружком. В последние моменты плотности в некотором объеме газа вблизи фронта ГУВ превышает критическую, давление и температура в этом объеме быстро падают, и он под действием давления окружающего газа "схлопывается". Таким образом, рис. 102 можно рассматривать как непосредственную картину формирования двухфазной среды под действием спиральной волны. Облакам холодной фазы в ней соответствуют (разумеется, в рамках модели) пики на профиле плотности. Отметим, что полученные в расчетах температуры холодной и горячей фаз: $T_h \sim 10^4$ К, $T_c \sim 40-150$ К согласуются с обычно принимаемыми значениями этой величины в моделях двухфазного состояния межзвездной среды.

Рассмотрим теперь вариант с плотностью, на порядок большей предыдущего начального значения: $\rho_0 = 0.5 \text{ см}^{-3}$. В Галактике она соответствует суммарной плотности (облачная + межоблачная) атомарного водорода (Бейкер, Бертон, 1975). Для $\xi = 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ равновесная начальная температура в этом случае равна $T_0 = 300$ К (на рис. 57 соответствующее состояние отмечено треугольником). Как видно на рис. 103, на расстоянии 5 кпк от центра системы к моменту времени $t \approx 3.5 \cdot 10^8$ лет после включения спирального поля образуется мощное уплотнение с $\max \delta \approx 130$ и $\min T \approx$

≈ 24 К. Дальнейшее поведение его таково. Приблизительно через 10^8 лет пик плотности падает до ≈ 22 , а еще через такой же промежуток времени нарастает до ≈ 104 . Дальнейшие расчеты по времени не имеет смысла проводить, поскольку при таких плотностях уже существенна гравитация (см. ниже).

На расстоянии $R = 10$ кпк картина иная. К моменту времени $t \approx 1.9 \cdot 10^8$ лет формируется протяженное уплотнение, перед которым возникает область разрежения (рис. 104). После того, как параметры в области разреженного газа попадают в область неустойчивости на диаграмме равновесия, начинают развиваться вторичные возмущения. В отличие от галактической ударной волны, возникающие уплотнения движутся вместе с потоком, и, кроме того, скорость здесь не испытывает скачка.

Мы уже говорили, что приведенные выше результаты расчетов в значительной степени можно понять с помощью кривой равновесия (рис. 57). Однако полностью они не могут быть описаны только в терминах равновесной кривой. Это и понятно, поскольку физическая ситуация в данной задаче определяется не только тепловыми эффектами, но и нелинейными, нестационарными газодинамическими процессами. Связь тепловых и газодинамических эффектов может приводить к явлениям, которые нельзя предвидеть ни в рамках тепловой неустойчивости, ни в рамках чисто газодинамических свойств.

Как видно из приведенных результатов, в зависимости от начальной плотности газа, амплитуды спиральной волны и скорости втекания газа в нее возможны, по крайней мере, четыре различных варианта течения и структуры газа.

1) *Непрерывное течение.* Оно реализуется при малой начальной плотности, когда начальное состояние газа находится на левом участке кривой равновесия (см. рис. 57), то есть весь газ находится в горячей фазе. При сжатии газа в волне плотность увеличивается, но не достигает верхней критической точки кривой равновесия. Тогда устанавливается стационарное течение, при котором газ везде остается в горячей фазе. Этот случай реализовался в приведенных выше расчетах при $\rho_0 = 0.05 \text{ см}^{-3}$, $R = 10$ кпк (рис. 101). Фазовый переход, очевидно, не будет происходить и в случае ударной волны, если только на ее фронте плотность не достигает верхней критической точки.

2) *Галактическая ударная волна с фазовым переходом.* Если в тех же самых условиях газ испытывает большее сжатие (из-за большей скорости газа относительно волны и/или большей амплитуды волны), то плотность достигает на кривой равновесия верхней критической точки, и становится возможен фазовый переход — образование холодной и плотной компоненты. Этот случай реализовался при $\rho_0 = 0.05 \text{ см}^{-3}$, $R = 5$ кпк (рис. 102). Образование резко выраженных возмущений плотности сравнительно небольших пространственных масштабов можно рассматривать как формирование областей холодной фазы. Этот про-

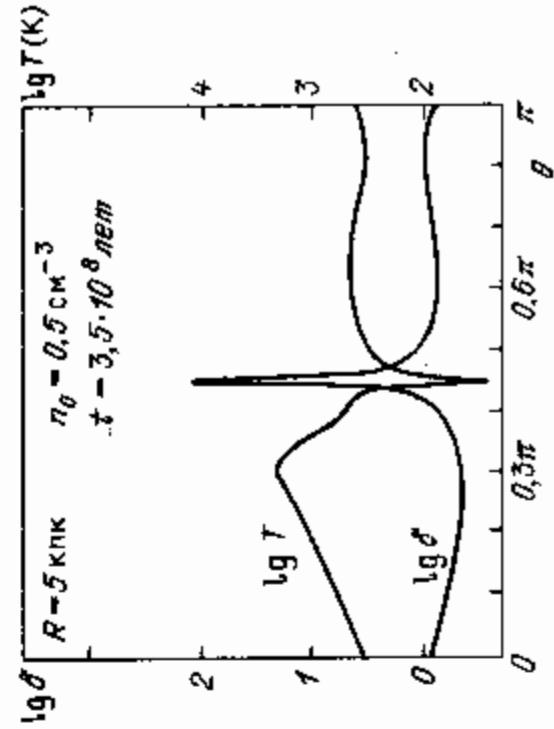


Рис. 103. То же, что и на рис. 101, но при большей начальной плотности ($\rho_0 = 0.5 \text{ см}^{-3}$); $R = 5$ кпк.

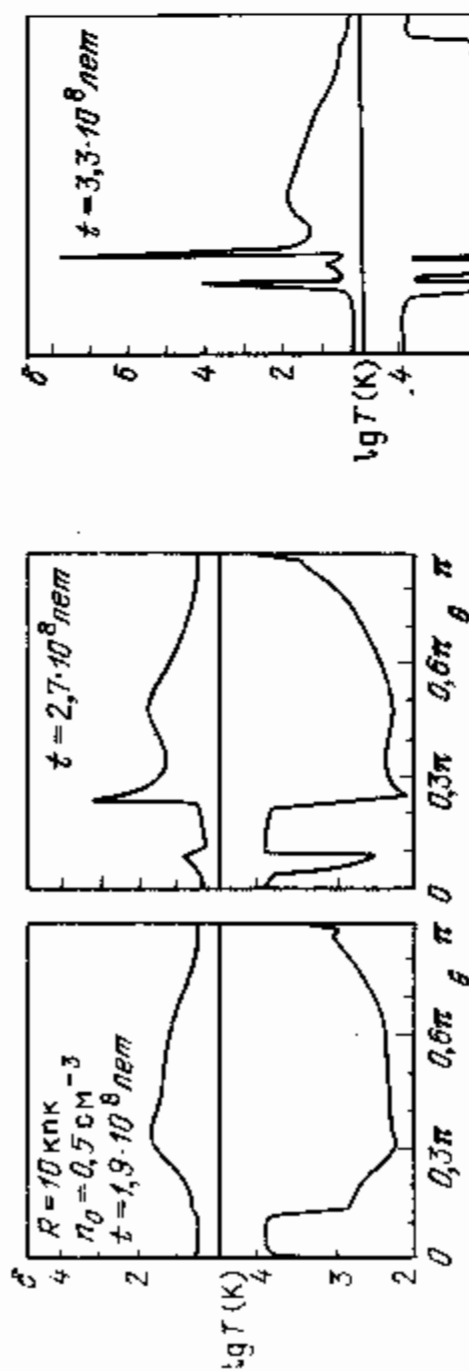


Рис. 104. То же, что и на рис. 103, но для $R = 10$ кпк.

цесс, разумеется сложнее, чем обычная тепловая неустойчивость равновесного состояния. С самого начала он протекает в условиях сильной неоднородности и нестационарности газодинамического течения, и его развитие, строго говоря, не приводит к установлению равновесного двухфазного состояния. По крайней мере, за время между двумя последовательными прохождением элементарного объема газа через фронт ударной волны не заметно существенного уменьшения вариаций давления в областях перехода от холодной фазы к горячей (рис. 105). Однако флуктуации давления почти на порядок меньше флуктуаций плотности и температуры, и их влияние на структуру течения газа мало по сравнению с эффектами теплового баланса. Последнее особенно ясно видно из расчета профиля скорости, который показывает, что лагранжевы координаты пиков плотности не меняются с течением времени, то есть выделенный элемент объема газа оказывается "вмороженным" или в холодную, или в горячую фазу.

При вхождении "облаков" — пиков плотности — в ударную волну они испытывают сильное сжатие и охлаждение (рис. 102). Это подтверждает идею о триггерном механизме звездообразования в ударной волне.

Рассмотренный процесс выделяет возмущения практически одинакового и вполне определенного масштаба — то есть "облака" холодной фазы имеют вполне определенные размеры, $d \approx 1-3$ пк (согласно Зельдовичу и Пикельнеру, 1969, потребуются $\sim 10^{10}$ лет, чтобы эффекты молекулярной теплопроводности сгладили облака таких масштабов). Этот размер удивительно хорошо согласуется с размерами наименьших облаков нейтрального водорода, которые приводит Слитцер (1978). Надо заметить, что на рис. 102 форма профиля "облаков" изображена схема-

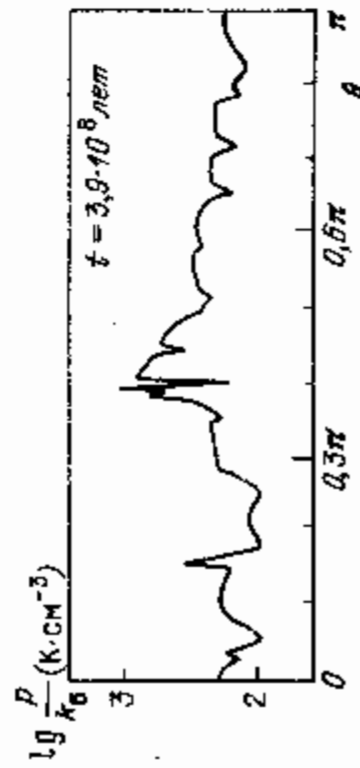


Рис. 105. Профиль давления в газе на поздних этапах развития возмущений при $\rho_0 = 0.5 \text{ см}^{-3}$ и $R = 5$ кпк.

тически и не соответствует реальной форме. На самом деле профиль имеет вид не треугольника, как на рис. 102, а прямоугольника, размер которого как раз и равен $\sim 1-3$ пк. Но в масштабе рис. 102 такой размер изобразить не удается (профиль сливается в линию). Практически прямоугольная форма указывает на то, что "облака" имеют очень резкую границу, толщина которой $\Delta l \ll 1$ пк, тогда как их внутренняя структура весьма однородна.

3) "Трехфазное" течение. Качественно новые варианты течения газа возникают при достаточно большой плотности, когда начальное равновесное состояние соответствует холодной фазе и лежит вблизи нижней критической точки кривой равновесия.

Расчет течения газа на расстоянии $R = 10$ кпк (рис. 104), то есть в том случае, когда галактическая ударная волна не образуется, показал, что при начальной плотности $\rho_0 = 0.5 \text{ см}^{-3}$ ($T_0 = 300 \text{ K}$) в области разрежения очень быстро формируется резко выраженная протяженная область ($d \approx 500$ пк) высокой температуры: $T = 6-8 \cdot 10^3 \text{ K}$. Температура, таким образом, увеличивается более чем на порядок; плотность же уменьшается приблизительно в два раза. В результате возникает область высокого давления, причем с резкой границей. На этой границе медленно (по сравнению со временем роста температуры) формируется скачок плотности. Через время порядка $3 \cdot 10^8$ лет профиль плотности становится похожим на характерный профиль ГУВ. Однако это не есть галактическая ударная волна, поскольку скачок плотности "вморожен" в газ — его лагранжева координата не меняется. Со временем область высокой температуры разбивается на две с соответственно меньшими размерами; между ними температура быстро падает до первоначального значения, а плотность начинает медленно расти. Этот процесс развивается дальше, и в течение значительного времени в системе существуют фактически три фазы; в ней имеются области высокой температуры и сравнительно большой плотности (порядка начальной), холодные области с плотностью на порядок большей и холодные области с плотностью, близкой к начальному значению. Постепенно в горячих областях плотность падает, а в плотных — падает температура; соответственно уменьшаются перепады давлений.

4) Аккреционная волна. Еще более интересная и заранее неочевидная физическая картина возникает при том же начальном состоянии газа вблизи $R = 5$ кпк. Полученное решение оказывается неожиданным с двух точек зрения. Во-первых, в системе не возникают вторичные возмущения плотности и температуры, которые можно было бы интерпретировать как эффект развития тепловой неустойчивости — хотя на кривой равновесия плотность и температура в волне проходят через область неустойчивости (см. рис. 57 и 103). Во-вторых, с самого начала здесь формируется мощное возмущение плотности, значительно большее, чем в ГУВ (контраст плотности превышает два порядка), однако профиль плотности и температуры совершенно не похож на профиль в ударной волне. На рис. 103 видно, что в отличие от ударной волны, где есть разреженная область перед фронтом и плотная за фронтом, в данном случае эти области практически идентичны, профиль имеет почти симметричный вид.

Впервые с подобным характером течения газа столкнулись Бейкер и Баркер (1975). Решая задачу для одномерного прямолинейного течения газа через потенциальную яму, они получили, что возникающий на профиле плотности пик не есть ударная волна, несмотря на его резкую границу, и предложили назвать его "фронт аккреции". Это название связано с их выводом о том, что "газ, попав во фронт аккреции, теряет энергию

излучением, а импульс — торможением в гравитационном поле спиральной волны, следовательно, он не может покинуть этот фронт аккреции". Проведенный ими расчет показал почти "равномерное возрастание со временем плотности газа", что и привело их к этому выводу.

Результаты Бейкера и Баркера критиковал Таббс (1980). Его критика в основном сводится к тому, что Бейкер и Баркер ограничили рассмотрение прямолинейного движения и не учитывали спирального характера течения газа. Однако, как мы видим, в действительности ситуация сложнее, и даже при наличии спиральной геометрии возможно течение без фазового перехода с очень большим значением плотности в пике, $\delta \approx 130$.

Такое значение плотности в максимуме можно понять с помощью кривой равновесия. Действительно, против динамического напора натекающего газа волна удерживается некоторым давлением. При $n_0 \sim 0,5 \text{ см}^{-3}$ динамический напор на порядок больше, чем при $n_0 \sim 0,05 \text{ см}^{-3}$ (так как скорости натекания примерно одинаковые), поэтому противостоящее напору давление в первом случае должно быть примерно на порядок больше, чем во втором. С помощью кривой равновесия легко видеть, что плотность в пике в первом случае будет как раз на порядок больше, чем во втором.

Учитывая, что газ на долгое время задерживается в области пика плотности, но при этом пик является все же волной, Берман и др. (1982) назвали этот тип течения аккреционной волной. Свойства аккреционной волны существенно отличаются от галактической ударной волны. Например, ее амплитуда в приведенном расчете почти на полтора порядка больше амплитуды ГУВ, получающейся в тех же условиях, но без учета тепловых процессов; ГУВ довольно быстро достигает стационарного состояния, тогда как амплитуда аккреционной волны на больших временах испытывает слаботухающие колебания с начальным размахом от $\text{max } \delta \approx 130$ до $\text{max } \delta \approx 20$.

5) *Роль спиральных волн в эволюции галактики.* Рассмотренные свойства течения газа в поле спиральной волны с большой ясностью показывают роль последней в эволюции газовой подсистемы галактики вообще. Без спиральной волны газовая подсистема находится в квазиравновесном одно- или двухфазном состоянии, при котором происходит медленный переток массы газа в звездную компоненту за счет массивных облаков холодной фазы, если такие облака существуют (заметим, что возможность двухфазного состояния в данных условиях не означает его необходимости). Важно, что в условиях устойчивого теплового равновесия (а оно устанавливается обычно очень быстро) не происходит образования плотных, холодных облаков — отсюда и медленность уменьшения содержания газа в галактике.

Спиральные волны даже малой амплитуды в типичных для Галактики условиях резко меняют эту ситуацию в масштабах всей системы. В большом диапазоне плотностей (несколько порядков) и скоростей первичной ионизации (следовательно, скоростей нагрева газа) спиральная волна приводит к однонаправленному процессу — постоянному образованию холодных и плотных конденсаций газа (даже на фоне первоначально единственной холодной фазы), являющихся исходным материалом для звездообразования. В результате скорость перетока массы газа в звездную компоненту в огромной степени возрастает. При этом спиральная волна играет и другую роль — она не только создает материал для звездообразования, но и служит мощным триггерным механизмом этого процесса, уплотняя и охлаждая рождаемые ею облака. Это в еще большей степени увеличивает скорость истощения газа.

В системе со спиральной волной также может установиться квази стационарное содержание газа — но только при чрезвычайно низкой плотности, то есть когда волна "перекачает" большую часть газа в звезды. Газ при этом находится достаточно низко на кривой равновесия в области горячей фазы, так что при сжатии, например на фронте ударной волны, верхняя критическая точка не достигается, следовательно, не происходит образование холодных, плотных облаков.

5. Эффекты тепловых процессов и самогравитации газа

Итак, явный учет в динамике газа тепловых процессов показывает, что при движении газа через волны плотности в нем возникают холодные, плотные конденсации. Их дальнейшая эволюция может в значительной степени или даже полностью определяться собственной гравитацией газа. Чтобы описать эту эволюцию, к системе уравнений (20.1.5–20.1.10) следует добавить уравнение Пуассона, которое связывало бы возмущения плотности и гравитационного потенциала газа. В таком объеме эту задачу решили Берман и др. (в печати). Результаты этой работы можно сравнить с результатами Бермана и др. (1982), представленными рисунками 101–104, поскольку в ней были исследованы те же самые модельные ситуации, т.е. в качестве параметров спиральной волны приняты значения $\Omega_p = 23 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$, $F_0 = 0,1$ (на расстоянии $R = 10 \text{ кпк}$), соответствующие спиральной структуре Галактики (Марочник и др., 1972; Мишуков и др., 1977, 1979), и расчет проводился для расстояний $R = 10 \text{ кпк}$, $R = 5 \text{ кпк}$ с начальной плотностью газа $n_0 = 0,05 \text{ см}^{-3}$, $n_0 = 0,5 \text{ см}^{-3}$. Такое сравнение позволит увидеть непосредственно собственную роль самогравитации газа.

Пока что решение удалось получить для случая, когда распределение газа моделируется бесконечно тонким диском; при этом уравнение Пуассона имеет вид (20.1.12). Разумеется, в такой модели роль гравитации завышается, но тем не менее характер эффектов в случае крупномасштабных возмущений отражается правильно.

Посмотрим как конкретно меняется поведение газа, в котором доминируют тепловые процессы, если учесть указанным образом гравитацию.

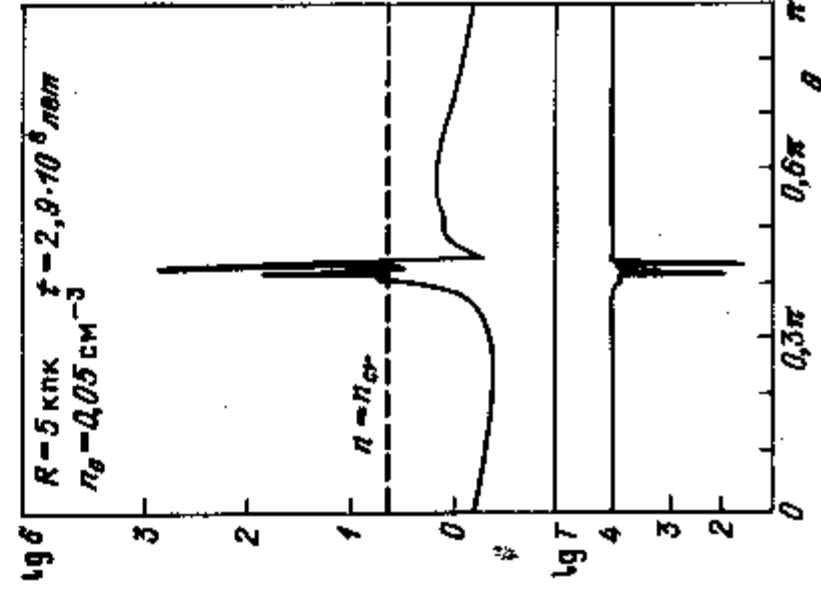
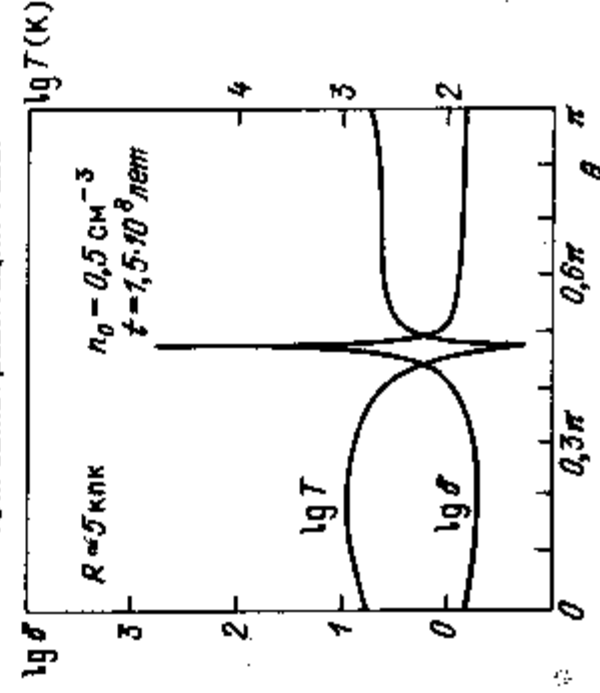


Рис. 106. То же, что на рис. 102, но с учетом самогравитации газа.

Рис. 107. То же, что на рис. 103, но с учетом самогравитации газа.



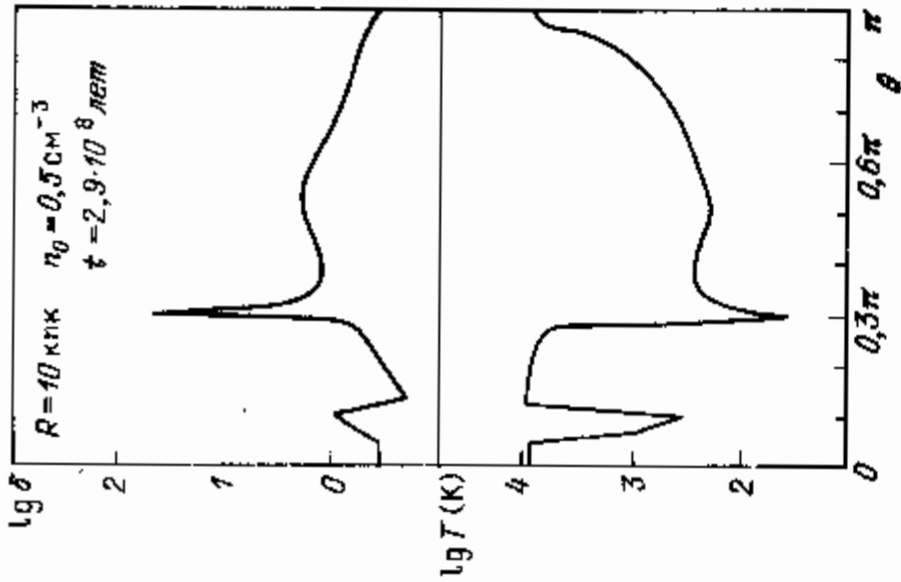


Рис. 108. То же, что на рис. 104, но с учетом самогравитации газа.

- 1) ГУВ с фазовым переходом. Эта ситуация изображена на рис. 106, который следует сравнить с рис. 102 ($R = 5$ кпк, $n_0 = 0,05 \text{ см}^{-3}$). Здесь к моменту времени $t = 2,85 \cdot 10^8$ лет возмущение плотности достигло значения $\max \delta \approx 800$, а температура упала до $T \approx 27 \text{ К}$; без учета самогравитации к этому же времени $\max \delta \approx 220$.
- 2) Аккреционная волна. К моменту времени $t = 1,5 \cdot 10^8$ лет плотность и температура на фронте этой волны достигают значений $\max \delta \approx 720$, $\min T \approx 18 \text{ К}$ (см. рис. 107; $R = 5$ кпк, $n_0 = 0,5 \text{ см}^{-3}$). Без учета самогравитации к этому времени плотность на фронте равна всего лишь $\max \delta \approx 8$.
- 3) Трехфазное течение. К моменту времени $t = 2,89 \cdot 10^8$ лет профили плотности и температуры имеют вид, изображенный на рис. 108 ($R = 10$ кпк, $n_0 = 0,5 \text{ см}^{-3}$). В первом пике плотности $\max \delta \approx 45$, $\min T \approx 30 \text{ К}$. Без учета самогравитации — $\max \delta \approx 4,6$, $\min T \approx 120 \text{ К}$. Итак, учет самогравитации приводит к сильному росту возмущений плотности во всех указанных случаях. Это означает, что дальнейшая эволюция холодных конденсаций определяется действием их собственной гравитации, т.е. они, по существу, коллапсируют.

Разумеется этот вывод может в каких-то отношениях измениться, если учесть, например, давление магнитного поля и космических лучей, а также тот факт, что в приведенных расчетах роль гравитации завышена. В частности, на эволюцию рождающихся на фронте ГУВ облаков газа, имеющих очень малые размеры, $d \sim 1$ пк, собственная гравитация, несомненно, влияя не будет, если учесть реальную трехмерную геометрию; приближение бесконечно тонкого диска здесь заведомо не применимо, поскольку реальная толщина диска h много больше размера облака: $h \gg d$.

Для аккреционной волны и трехфазного течения характерные масштабы превышают толщину диска, для них приближение бесконечно тонкого диска более оправдано. Но и здесь размеры областей, в которых существует самогравитация, все же меньше толщины диска.

Привлекает внимание еще один результат рассматриваемой задачи: несмотря на то, что здесь, как оказалось, гравитация на поздних стадиях эволюции играет доминирующую роль, ни в одном случае не удалось получить гравитационную фрагментацию. При этом надо иметь в виду, что фрагментация как таковая в рамках принятой модели и принятого метода решения задачи вполне возможна — об этом свидетельствует тепловая фрагментация горячей фазы, приводящая к формированию холодных облаков (рис. 102, 106).

В заключение отметим, что возможны системы, где не выполняются условия "перекачки" газа в плотную, холодную фазу; звездообразование у них должно быть тогда очень слабым, даже если они имеют много газа.

§ 21. Спиральная структура Галактики по данным наблюдений

1. Наблюдательные данные о спиральной структуре "Фундаментальная" и "визуальная" спиральная структура

Простое понятие — спиральная структура галактик — включает в себя на самом деле сложный комплекс явлений, процессов и элементов структуры звездной системы. Непосредственная оптическая картина спиральной структуры, хорошо знакомая нам по фотографиям звездных систем, обусловлена самыми молодыми и яркими объектами — звездами ранних спектральных классов, сверхгигантами, зонами HII. Радиоастрономия дала возможность увидеть спиральную структуру по межзвездному газу, и она оказалась почти совпадающей с оптической.

Здесь в обоих случаях можно говорить о "видимой", или "визуальной" картине; она является лишь внешним, поверхностным отражением глубинных процессов в звездной системе, лежащих в основе феномена спиральной структуры. Помимо геометрии спиральных ветвей, которая определяется из "визуальной" картины, нас интересует динамическая сторона явления: вариации гравитационного поля, плотности и скорости, связанные со спиральными ветвями, скорость вращения спирального узора, параметры галактической ударной волны и ряд других вопросов. Динамика полностью определяется более старыми и слабыми звездами диска, на долю которых приходится подавляющая часть его массы. Молодые звезды дают подавляющий вклад в светимость дисковых галактик, но их общая масса мала, поэтому они, так же как и газ, только "высвечивают", обозначают спиральную структуру гравитационного поля, создаваемую всей массой диска. Эту структуру можно назвать "фундаментальной".

Непосредственно наблюдать ее чрезвычайно трудно из-за сравнительно низкой светимости основной массы звездного диска. Можно привести лишь единичные случаи таких наблюдений, например, в работе Швейцера (1976), которому удалось выделить свет ярких молодых звезд от света основного диска и обнаружить спиральные вариации плотности (а не просто яркости!) звездного диска для ряда близких галактик.

"Визуальная" структура, как оптическая, так и в радиодиапазоне, отражает в конечном итоге реакцию межзвездного газа на гравитационное поле "фундаментальной" спиральной структуры. Эта реакция зависит от целого ряда характеристик последней: ее геометрии, скорости вращения спирального узора, величины гравитационного поля. Поэтому между "фундаментальной" и "визуальной" структурой нет простого однозначного соответствия. Например, большая оптическая или радиояркость спиральных ветвей не обязательно означает соответственно большую интенсивность гравитационного поля ветвей и большие вариации плотности. Она может быть следствием или большей скорости вращения спирального узора относительно диска, или меньшей степени закрученности ветвей и т.д. Эти моменты важно иметь в виду при анализе наблюдательных данных о спиральной структуре.

Обратимся к нашей Галактике. Вплоть до сравнительно недавнего времени представления о ее спиральной структуре были основаны, с одной стороны, на данных о пространственном распределении OB-звезд, молодых рассеянных скоплений, областей HII, и с другой стороны, на результатах анализа пространственного распределения нейтрального водорода по данным об излучении в линии 21 см (см. Бок и Бок, 1981; Шмидт-

Калер, 1975). Оптические индикаторы давали более или менее непосредственно двумерную картину спиральных ветвей (поскольку они имеют наиболее непосредственно измеряемые расстояния). Однако эта картина ограничена сравнительно небольшой областью в окрестности Солнца, в пределах примерно до 3–5 кпк. Здесь мы видим два фрагмента глобальной двухрукавной структуры Галактики — рукав Стрельца—Киля ("внутренний" рукав, лежащий в направлении к центру Галактики) и рукав Персея ("внешний" рукав, проходящий на расстоянии 12–13 кпк от центра, если $R_0 = 10$ кпк). Кроме того, оптические индикаторы обнаруживают еще одну концентрацию молодых звезд и скоплений — Орионов рукав, в пределах которого лежит и Солнце. Однако сейчас мало сомнений в том, что Орионов рукав не есть фрагмент глобальной двухрукавной структуры, а является, скорее всего, перемишкой между двумя основными рукавами.

В отличие от звезд, даже самых ярких, в радиодиапазоне мы "видим" чуть ли не всю Галактику, и именно анализ радиоизлучения на длине волны 21 см сделал наблюдательным фактом гипотезу о том, что в Галактике существует крупномасштабная, глобальная спиральная структура, простирающаяся по всему диску. Двумерная картина распределения нейтрального водорода была построена в значительной области галактического диска, и эта картина, хотя и изрядно хаотическая, все же довольно четко определена обнаруживала черты двухрукавной спиральной структуры.

В последнее десятилетие произошел, по существу, качественный скачок в исследовании спиральной структуры нашей Галактики. Он был связан в основном с совершенно новыми идеями и возможностями, внесенными волновой теорией спиральной структуры, а также с важными достижениями оптической и радиоастрономии, с появлением новых наблюдательных возможностей (гамма-астрономия, инфракрасная астрономия). Сейчас исследование спиральной структуры по характеру наблюдательной информации можно разделить на три направления:

- 1) исследования двумерных (в плоскости диска) распределений спиральных индикаторов (молодые яркие звезды, зоны HII, пульсары, нейтральный и молекулярный водород),
- 2) исследования одномерных (по галактической долготе) распределений спиральных индикаторов (синхротронное и гамма-излучение),
- 3) исследование "динамических" индикаторов спиральной структуры (поля скоростей звезд).

Двумерные распределения спиральных индикаторов дают наиболее непосредственно "визуальную" картину спиральной структуры, именно такую, как мы видим ее во внешних галактиках. В рамках этого направления исследования спиральной структуры определяется геометрия как глобального спирального узора (по радиоданным) так и спиральных рукавов в окрестности Солнца (по оптическим индикаторам). Кроме того, по оптическим индикаторам можно получить информацию о динамике спиральной волны плотности: для них известны возрасты, следовательно по двумерной картине можно найти величину и направление градиента возраста поперек спирального рукава, а уже отсюда можно сделать выводы о величине угловой скорости вращения спирального узора Ω_p , о положении коротационной и т.д.

В спиральные ветви концентрируются также разреженная материя, излучающая в непрерывном спектре. Она в значительной степени ответственна за синхротронное и тепловое радиоизлучение, за гамма-излучение диска Галактики, однако измерить расстояния до областей ее concentra-

ции нельзя. Тем не менее, и здесь удается получить значительную информацию о спиральной структуре Галактики, извлечь ее из зависимости интенсивности излучения от галактической долготы и широты. Гамма-излучение возникает при взаимодействии протонов космических лучей с межзвездным газом, синхротронное — при взаимодействии электронной компоненты космических лучей с магнитным полем, вмороженным в межзвездный газ. В обоих случаях долготное (по галактической долготе l) распределение интенсивности излучения отражает вариации плотности межзвездного газа на луче зрения, которые в значительной степени объяснены спиральной структурой. Анализ долготного профиля интенсивности дает информацию о геометрии спиральной структуры, хотя она, разумеется, не столь непосредственна, как в случае двумерных распределений. Кроме того, отсюда же можно получить оценки параметров галактической ударной волны, величину угловой скорости вращения спирального узора, а также сделать выводы о характере распределения космических лучей в Галактике, о количестве молекулярного водорода и т.д.

Поле скоростей звезд в Галактике дает непосредственно "фундаментальную" спиральную структуру и чуть ли не единственное доказательство того, что спиральная структура имеет волновую природу (Крезе и Менесьер, 1973; Рольфс, 1972; Мишуков и др., 1977, 1979). Как уже говорилось, наряду с гипотезой о волнах плотности, существуют другие воззрения на природу спиральной структуры, которые не связывают спиральные рукава с возмущениями плотности и гравитационного поля основного осесимметричного состояния звездной системы. К ним относятся, например, идея Геролы и Сейдена (1978) о видимой спиральности галактик как следствии стохастического звездообразования в дифференциально вращающихся системах, идея Яанисте и Саара (1976) о том, что спиральная структура образуется в результате интенсивного звездообразования на линии пересечения диска галактики с плоскостью гипергалактики и последующего закручивания линейной конфигурации системы молодых звезд в спираль дифференциальным вращением, идея о формировании спиральных ветвей при выбросе газа из центра галактики (см., например, Шмидт-Калер, 1975) и другие. Везде в этих случаях спиральные ветви представляют собой только области повышенной концентрации молодых ярких звезд, т.е. ничего кроме "визуальной" структуры в системе нет. На самом деле оказывается, что в Галактике существует еще и спиральное поле систематических скоростей звезд, а оно указывает на соответствующие возмущения гравитационного поля. Отсюда следует, что спиральная структура в Галактике, несомненно, имеет динамическую природу, несомненно, существует "фундаментальная" структура, гравитационная "подложка", в поле которой и возникает видимый спиральный узор.

Изучение поля скоростей звезд в Галактике позволяет определить геометрию "фундаментальной" структуры в окрестности Солнца и величину возмущений скорости, связанных со спиральными ветвями. Зная эти характеристики, уже нетрудно рассчитать и динамические параметры спиральной волны: ее скорость, возмущения плотности и гравитационного потенциала. В итоге это направление дает сейчас наиболее полную информацию о спиральной структуре — правда, ограниченную рамками около-солнечной окрестности.

343

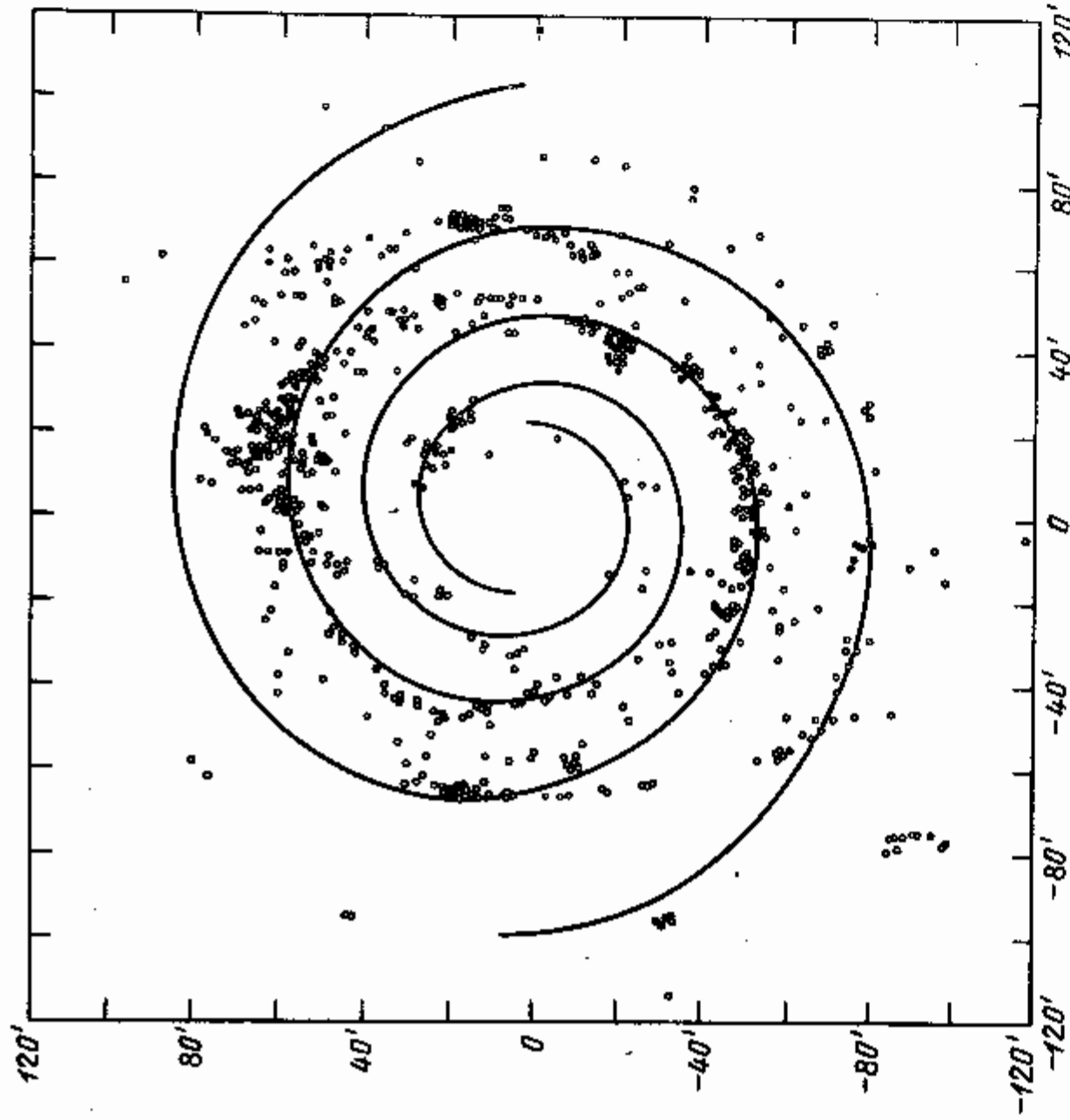


Рис. 111. Распределение зон HII в галактике M 31, построенное Арпом с учетом наклона плоскости этой галактики к лучу зрения под углом 11° .

и радиоастрономами. И только в последние 5–7 лет большинство специалистов пришли к следующей общей точке зрения. Считается, что, в отличие от ветвей Персея и Стрельца, ветвь Ориона не есть фрагмент основных спиральных рукавов Галактики, а представляет собой локальное уплотнение молодых звезд типа ярких перемишек между спиральными ветвями; такие перемишки хорошо видны во внешних галактиках.

Сейчас имеются факты, которые непосредственно подтверждают эту точку зрения. Ветвь Ориона не обнаруживается по гигантским зонам HII, в синхротронном радиоизлучении, в поле скоростей звезд. С другой стороны, эти же индикаторы спиральной структуры показывают, что угол закрутки ветвей Стрельца и Персея мал, 6° – 12° (подробности см. ниже).

Вообще говоря, неудивительно, что оптическая картина спиралей в окрестности Солнца привела к не совсем верным выводам о геометрии и характере ветвей. Удивительно другое: насколько упорно астрономы придерживались этих выводов, несмотря на отсутствие для этого серьезных оснований. Действительно, как видно из рис. 109, оптические ветви представлены столь короткими отрезками, что по их форме и положению нельзя сделать надежные заключения о крупномасштабной форме спиралей. На фотографиях внешних галактик хорошо видно, что на расстояниях 2–3 кпк геометрия спиральных ветвей может испытывать значительные флуктуации, заметно отклоняясь от усредненной, глобальной формы,

которая сравнительно правильна лишь в гораздо больших масштабах. В малых масштабах часты также вторичные детали спиральной структуры, например, перемишки между рукавами, отдельные протяженные уплотнения ярких звезд и т.д. Поэтому ясно, что ближайшая окрестность Солнца слишком мала и потому малопригодна для анализа сглаженной, крупномасштабной структуры.

Павловская и Сучков (1984) провели статистический анализ пространственного распределения нескольких выборок ярких сверхгигантов, цефеид и рассеянных скоплений в области, где проходит ветвь Стрельца—Киля, вплоть до расстояний, превышающих 5 кпк от Солнца. Результаты оказались следующими:

- 1) предположение о том, что эти объекты случайно образовали спиральную ветвь, во всех случаях обладает практически нулевой достоверностью;
- 2) спиральная ветвь имеет угол закрутки $i = 6^\circ$, 6, одинаковый для всех объектов с точностью до $\pm 0^\circ$, 1;
- 3) структура ветвей обнаруживает градиент возраста поперек ветви: более молодые объекты — цефеиды с периодами $P > 10$ дней и скопления OB2 — сдвинуты к внутреннему краю рукава примерно на 100 пк по отношению к более старым объектам — сверхгигантам B, A, F.

Здесь привлекает внимание следующее. Во-первых, угол закрутки оптической ветви Стрельца—Киля оказывается таким же, как у ветвей нейтрального водорода и у кинематических ветвей — т.е. при рассмотрении ветви в больших масштабах ее геометрия согласуется с тем, что дают другие индикаторы спиральной структуры. Во-вторых, обнаруженный градиент возраста поперек этой ветви прямо указывает на волновую природу спиральной структуры Галактики, подтверждающая выводы исследования спиральной структуры поля скоростей звезд.

По существу, для Галактики имеются всего лишь два прямых доказательства того, что спиральная структура имеет волновую природу — это существование спиральной структуры поля скоростей звезд (Павловская, Сучков, 1978) и существование градиента возраста в спиральных ветвях. По этой причине для проблемы спиральной структуры результаты о градиенте возраста очень важны. Сейчас наличие такого градиента в рукаве Стрельца—Киля вызывает мало сомнений. Он был найден также Ефремовым и Ивановым (1981) по данным о распределении здесь цефеид разных периодов; вывод о пространственном разделении объектов разных возрастов в этом рукаве был сделан Гриневым (1981) по данным о сверхгигантах и зонах HII.

Корчагин и др. (1983) по данным о зонах HII и о гамма-излучении диска Галактики показали, что в следующей по направлению к центру Галактики спиральной ветви наблюдается сильный градиент возраста, тогда как в ветви Стрельца—Киля по этим же данным он вообще не проявляется. Это означает усиление градиента возраста к центру Галактики — что и предсказывает волновая теория спиральной структуры.

Изучение градиента возраста в спиральных ветвях может дать один из наиболее надежных методов для определения области ротации волновой спиральной структуры, и тем самым — для определения скорости вращения спирального узора Ω_p . Существуют предварительные указания на то, что знаки градиента в рукавах Персея и Стрельца различны (см., например, Гринев, 1981): похоже, что в первом гигантские зоны HII лежат с внешней стороны рукава, а сверхгиганты и цефеиды — ближе к внутренней; в Стрельце же ситуация обратная. Если это подтвердится, то мы получаем весьма непосредственное доказательство того, что ротация находится в окрестности солнечного круга, следовательно $\Omega_p \approx$

≈ 25 км/с · клк — в согласии с результатами анализа поля скоростей звезд.

3) Сравнение со спиральными в М 31. Важные результаты дает сравнение структуры спиральных ветвей в окрестности Солнца со спиральными рукавами туманности Андромеды (Ефремов и др., 1981, Ефремов, Иванов, 1982, Ефремов, 1982; 1983). Исследование распределения ярких звезд в рукавах S4 и S6 в М 31 показало, что в первом из них существует резкий градиент светимости и звездной плотности от внутреннего края рукава к внешнему. По величине этого градиента, который в сущности отражает градиент возраста, можно определить скорость вращения спирального узора Ω_p ; она оказалась равной $\Omega_p (M 31) = 7-14$ км/с · клк. Область короткоти при такой скорости находится на расстоянии ≈ 20 клк от центра. Здесь расположен рукав S6; оказалось, что в этом рукаве профиль яркости и звездной плотности симметричен относительно центра рукава — что и следует ожидать в области короткоти.

При одинаковом расстоянии от центра системы концентрация молодых объектов в спиральных рукавах в М 31 выражена гораздо сильнее, чем в Галактике. Так, в М 31 в рукава собраны звезды моложе $(5-6) \cdot 10^7$ лет, образующие мощные ветви шириной 2-3 клк. В Галактике концентрация в ветви отчетливо проявляется лишь у более молодых звезд, моложе $(1-2) \cdot 10^7$ лет; они образуют рукава шириной около 1 клк. Это указывает на большую скорость вращения спирального узора в Галактике по сравнению с М 31. Об этом же говорит сравнение рукавов S4 ($R \approx 10$ клк) и S6 ($R \approx 20$ клк) с окколосолнечными. Последние похожи на S6, а не на S4. Все это, по Ефремову (1983), приводит к выводу, что в Галактике область короткоти лежит вблизи солнечного круга (т.е. $\Omega_p \approx 25$ км/с · клк), в согласии с моделью Марочника и др. (1972) и определениями величины Ω_p по полю скоростей звезд (Мишуров и др., 1977; 1979).

4) Пульсары. Возможная связь пульсаров со спиральными ветвями и с молодыми объектами вообще интересна не только для вопроса о спиральной структуре Галактики, но и для проблемы происхождения самих пульсаров. Но лишь сравнительно недавно были получены результаты, показывающие, что такая связь действительно существует. На симпозиуме МАС № 84 Тейлор (1979) обратил внимание на повышенную концентрацию пульсаров вблизи галактических долгот $l = 280^\circ, 310^\circ, 330^\circ$ и предположил, что это связано со спиральными рукавами Галактики. Однако общее мнение состояло в том, что эти объекты, по-видимому, не концентрируются в спиральных рукавах (Тримбл, 1979).

Убедительное доказательство концентрации пульсаров к спиральным рукавам получили Ромеро и Гомес-Гонсалес (1981). Они обнаружили отчетливо выраженную корреляцию между пространственным положением пульсаров и зон НII; поскольку относительно зон НII известно, что они концентрируются в спиральных рукавах (Жоржелен и др., 1976), из факта этой корреляции был сделан вывод, что пульсары также концентрируются к спиральным ветвям. Аналогичный результат получил Сучков (19816), показав, что в пространственном распределении пульсаров по данным Манчестера (1979) в области $l > 3$ клк выделяются три фрагмента спиральных ветвей, которые практически совпадают с ветвями зон НII. В обоих исследованиях этот результат был интерпретирован как свидетельство о том, что пульсары являются продуктом эволюции массивных звезд, образуясь, по-видимому, в результате вспышек сверхновых II типа.

Трудности в выявлении связи пульсаров со спиральной структурой и с другими молодыми объектами обусловлены в основном двумя фак-

торами. Во-первых, с большой неопределенностью известны расстояния до пульсаров. Они определяются по величине меры дисперсии, $DM = \int_0^r n_e(r') dr'$, и зависят, следовательно, от недостаточно хорошо известной электронной концентрации $n_e(r)$, от ее распределения в межзвездном пространстве (см. § 6). Во-вторых, начальное распределение пульсаров, которое, несомненно, тесно связано с распределением молодых массивных звезд, очень быстро, за время $\sim 10^7$ лет, искажается большими скоростями, приобретаемыми пульсарами при рождении. Этот фактор должен приводить к различию характера распределения близких и далеких пульсаров, и это, по-видимому, действительно наблюдается. Сучков (19816) обратил внимание, что в области $l < 3$ клк, т.е. ближе к Солнцу, распределение пульсаров совершенно хаотично, хотя по ярким звездам здесь хорошо выделяется рукав Стрельца. Далекие же пульсары ($l > 3$ клк) дают вполне заметные спирали. Концентрация только далеких пульсаров в спиральные рукава приводит к очевидной интерпретации: далекие пульсары — это наиболее яркие, следовательно, в среднем наиболее молодые объекты, поэтому они не успели еще уйти далеко от места своего рождения, т.е. из спиральных ветвей. Поскольку у пульсаров большие peculiarные скорости, до 100-200 км/с, то старые, следовательно в среднем слабые пульсары, которые мы обнаруживаем в большом количестве в окрестности Солнца, успели рассеяться в пространстве, и поэтому сейчас у них не видно явной связи со спиральными рукавами.

Анализ области ветви Стрельца-Киля показывает, что взаимоотношения пульсаров и молодых ярких звезд не столь просты. На рис. 112 в этой области изображены молодые рассеянные скопления и О-ассоциации, а также пульсары. Сравнение распределений этих объектов обнаруживает неожиданную картину: там, где количество пульсаров максимально, чрезвычайно мало скоплений и наоборот. Например, если в интервале долгот $285^\circ-300^\circ$ и $335^\circ-360^\circ$ отношение числа пульсаров к числу скоплений равно $N_p/N_c = 0,3$ и $0,4$ соответственно, то в секторе $300^\circ-335^\circ$ оно равно $N_p/N_c = 2,0$, т.е. в 5-7 раз больше. Поразительная пустота двух секторов (они выделены на рис. 112) на картине распределения скоплений и ассоциаций, возможно, указывает на пониженное звездообразование в об-

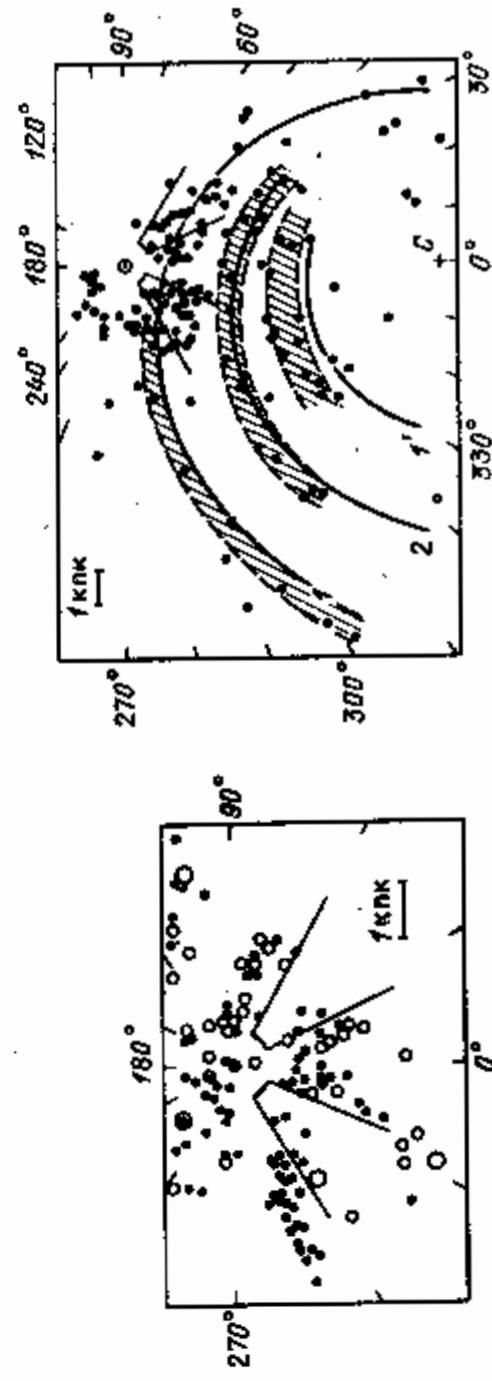


Рис. 112. Распределение молодых рассеянных скоплений (точки) и О-ассоциаций (открытые кружки) в окрестности Солнца. Выделены секторы с пониженной плотностью этих объектов (слева). Распределение пульсаров в Галактике по Манчестеру (1979) (справа). На эту картину наложены спиральные полосы, в которые укладываются большинство далеких пульсаров (Сучков, 19816); линии 1, 2, 1' — спиральные ветви зон НII по Жоржелену и Жоржелену (1976). Выделены те же секторы, что на рис. слева.

лостях максимальной концентрации пульсаров, что, в свою очередь, могло быть обусловлено, например, выметанием газа вспышками сверхновых — предшественников пульсаров, из данной области, или с нагревом межзвездного газа при вспышках и т.д. (Сучков, 1981б). Если дальнейшее исследование подтвердит реальность этого эффекта, то, возможно, станет понятной одна из важнейших особенностей тонкой структуры спиральных ветвей — чередование вдоль ветви темных и ярких областей, хорошо видимое на фотографиях внешних галактик. В темных участках ветвей тогда следует ожидать повышенной концентрации пульсаров.

3. Излучение в линии 21 см. Распределение нейтрального водорода

Нейтральный водород излучает при переходах между подуровнями тонкой структуры на частоте 1420,4 МГц (линия 21 см). Из-за эффекта Доплера, обусловленного движением источника излучения, линия смещается по частоте (скорости) 1 км/с соответствует изменению частоты на 4,74 кГц, и если вдоль какого-либо направления в излучающей среде существует градиент скорости, то наблюдаемая в этом направлении линия размывается в некоторый профиль конечной ширины (предполагается, конечно, что среда является оптически тонкой). Таким образом, профиль линии, т.е. зависимость интенсивности излучения (ее выражают, как правило, через яркостную температуру T_b) от частоты определяется кинематикой газа вдоль луча зрения. (На практике частоту обычно измеряют разностью между естественной и доплеровской частотой линии; эту разность пересчитывают в лучевую скорость, так что профиль линии представляется в виде зависимости яркостной температуры T_b от лучевой скорости V_r).

Вторым фактором, влияющим на форму профиля, является распределение массы газа вдоль луча зрения. Интенсивность излучения на частоте, соответствующей данной скорости движения некоторой области, будет тем выше, чем больше масса газа в этой области.

Наконец, форма профиля линии 21 см зависит еще и от распределения спиновой температуры T_s вдоль луча зрения: яркостная температура будет выше для скоростей, которыми обладают массы газа с более высокой спиновой температурой.

В итоге наблюдаемое в линии 21 см излучение межзвездной среды содержит информацию о кинематике, распределении массы и спиновой температуре нейтрального водорода в Галактике, следовательно содержит информацию и о спиральной структуре, поскольку по наблюдениям внешних галактик известно, что нейтральный водород в звездных системах типа нашей концентрируется в спиральные рукава. Однако на практике извлечь эту информацию не просто. Поскольку все три указанных выше фактора действуют одновременно, то разделить их влияние на форму линии оказывается трудной задачей, часто не имеющей однозначного решения вообще. Приходится делать гипотезы (привлекая дополнительные соображения и дополнительные данные) о характере кинематики и (или) о характере распределения массы, так что результаты анализа в той или иной степени зависят от таких гипотез, зависят от моделей крупномасштабной структуры и кинематики межзвездной среды (спиновая температура обычно считается постоянной величиной). Ниже мы кратко рассмотрим развитие и трансформацию основных идей по применению линии 21 см для анализа кинематики и спиральной структуры Галактики. Подробное изложение этой проблемы дал Бертон (1976б), описание идей и методов содержится в

работах Симонсона (1976), Петровской (1981), Бермана и Мишурова (1980), Лиса и Бертон (1981). Следует особо подчеркнуть, что та же самая проблема возникает и при анализе профиля линий $\lambda = 2,6$ мм излучения молекулы CO, линий других молекул, которые применяются сейчас наряду с линией 21 см для исследования структуры и кинематики Галактики (см., например, Дисц, Бертон, 1981).

Наибольший вклад в форму профиля линии 21 см в Галактике дает более дифференциальное вращение системы. Оно объясняет важнейшие элементы структуры линии, ее необычайно большую ширину, порядка 100 км/с. Нетрудно показать (см., например, Бертон, 1976б, Каплан и Пикельнер, 1979) что при этом градиент лучевой скорости возникает за счет разности угловых скоростей вращения на расстоянии от центра Галактики до Солнца R_0 и на расстоянии от центра до излучающей области R . Максимальная разность, определяющая границу профиля, будет соответствовать точке, лежащей наиболее близко к центру, т.е. на пересечении луча зрения с перпендикуляром к нему из центра Галактики (если луч зрения проходит через внутреннюю область Галактики). Эта точка находится из элементарных геометрических построений, после чего по границе профиля находится соответствующая ей скорость вращения. На этом основано определе-

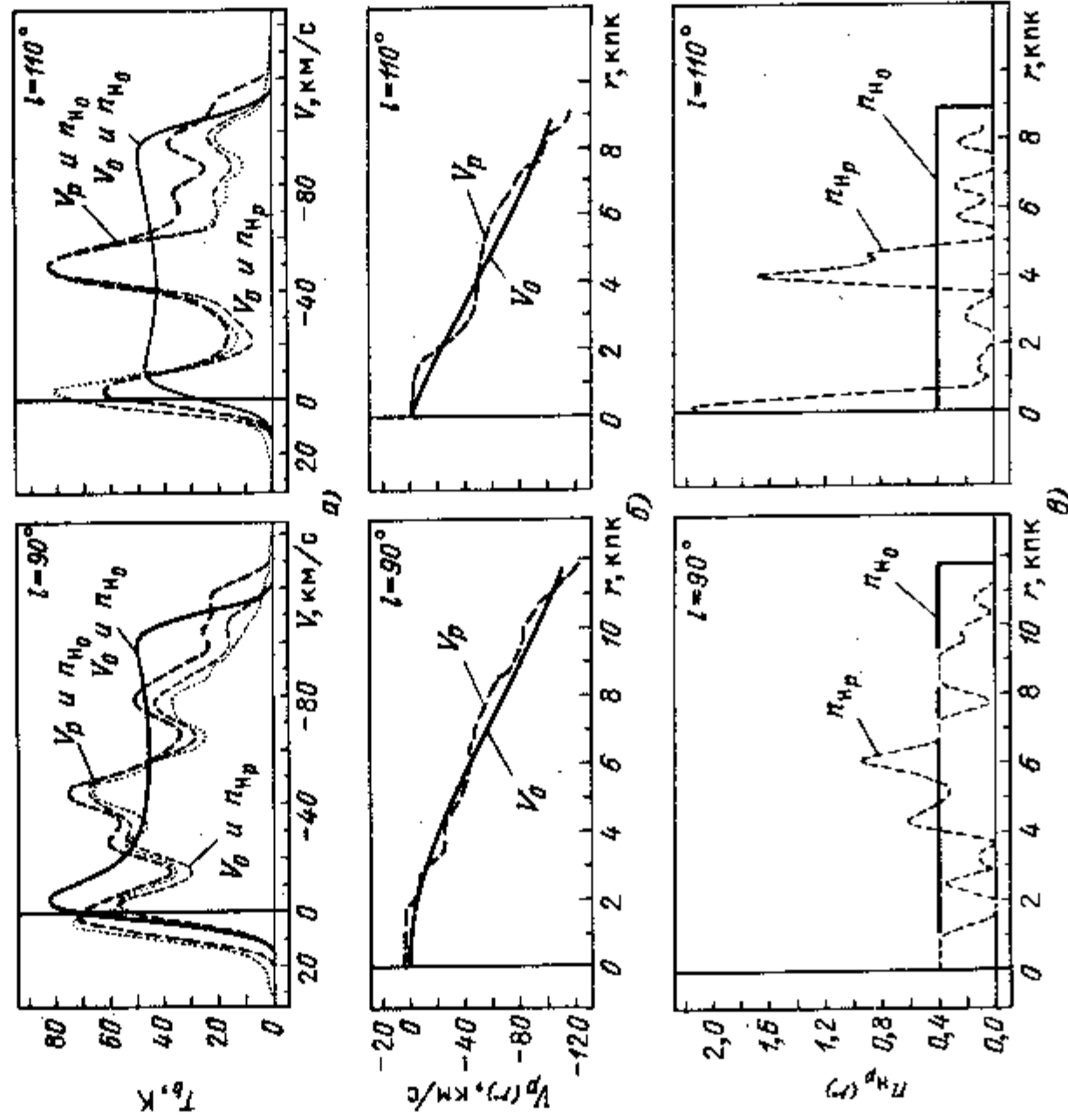


Рис. 113. Диаграмма, иллюстрирующая для двух типичных долгот метод анализа профиля линии 21 см путем подгонки параметров. а) Сравнение наблюдаемых профилей (точечная линия) с расчетными (сплошная и пунктирные линии). б) Профиль скорости и распределение плотности, при которых получаются соответствующие расчетные профили на рис. 113а). (Бертон, 1976б).

ние кривой вращения для внутренних областей Галактики по границе профиля линии.

На рис. 113 приведены наблюдаемые профили для двух направлений в плоскости диска: $l = 90^\circ$ и $l = 110^\circ$. Если межзвездный водород образует в Галактике оптически тонкий, однородный диск (это вполне обоснованное предположение), то при чисто круговом вращении формируется профиль, изображенный сплошной линией. Видно, что в первом приближении он объясняет общие контуры линии. Однако реальный профиль сложнее. Он имеет дополнительные максимумы и минимумы, и они указывают на более сложную кинематику и распределение газа в диске Галактики. Эти дополнительные детали профиля и являются источником информации о спиральной структуре.

Интерпретация вторичной структуры линии оказывается значительно более сложной проблемой, чем интерпретация ее крупномасштабной структуры. Первоначально наличие провалов и всплесков на ней было приписано неоднородности распределения газа. Действительно, если на луче зрения чередуются области повышенной и пониженной концентрации водорода, а такая картина как раз и должна быть, если луч зрения пересекает спиральные ветви — то в соответствующих местах профиля появятся всплески и провалы. На рис. 113 видно (тонкая пунктирная линия), что допущение таких вариаций плотности позволяет почти полностью объяснить наблюдаемый контур линии. Подбирая распределение плотности так, чтобы получить наилучшее согласие с ним, мы тем самым найдем распределение плотности газа в диске Галактики вдоль данного направления. Объединив наблюдения по всем направлениям, получим двумерную картину распределения газа в плоскости диска. Именно таким образом была получена первая, широко известная картина крупномасштабного распределения нейтрального водорода в Галактике, убедившая, что последняя действительно является спиральной галактикой типа Sbc (Оорт и др., 1958). На основании более поздних наблюдательных данных распределение водорода в Галактике построил Kerr (1969) (см. об этом также §§ 18, 19) — снова в предположении о круговом вращении и постоянной спиральной температуре газа. Из результатов этих работ следовало, что газ сосредоточен в спиральных рукавах, которые в окрестности Солнца соответствуют оптическим рукавам Стрельца и Персея, но имеют малый угол закрутки, $i \approx 6^\circ - 8^\circ$.

Интерпретация вариаций интенсивности излучения в профиле линии 21 см в терминах вариаций плотности излучающего газа в свое время представлялась совершенно естественной, так как спиральная структура галактик связывалась только с неоднородностью пространственного распределения звезд и газа. Согласно же теории волн плотности, с ней связаны не только неоднородности плотности, но и соответствующие неоднородности поля скоростей со спиральной геометрией. Это обстоятельство радикально влияет на интерпретацию профиля линии 21 см, но оно было осознано далеко не сразу. Лишь в начале 70-х годов Бертон (1971), Тув и Лундзагер (1972) показали, что отклонения в движении газа от чисто кругового вращения в гораздо большей степени сказываются на форме линии 21 см, чем отклонения от однородного распределения плотности, так что линия 21 см дает нам, скорее, распределение систематических скоростей в диске Галактики, а не распределение плотности. Именно эти работы перевели проблему интерпретации линии 21 см в совершенно иную плоскость (хотя Юань, 1969, уже рассчитывал влияние систематической скорости в волне плотности на профиль линии 21 см). Они показали, что картину распределения газа по Оорту и др. (1958) нельзя считать обоснованной. Влияние

вариаций скорости на профиль изображено на рис. 113а жирной пунктирной линией. Такой профиль возникает при однородной плотности за счет небольших отклонений кинематики газа от чисто кругового вращения; соответствующие искажения кривой вращения изображены на рис. 113 пунктиром.

Итак, как видно из рис. 113, одни и те же структурные детали линии 21 см (провалы и всплески интенсивности) можно объяснить почти с одинаковым успехом или только вариациями плотности вдоль луча зрения, или только вариациями скорости (отклонением от кругового вращения). При этом, если плотность должна меняться в несколько раз, то в случае вариаций скорости достаточно всего лишь на несколько процентов отклониться от круговой скорости, чтобы получить столь же значительные вариации профиля линии (именно в этом смысле Бертон, 1971, 1976б, говорит о том, что вариации скорости в рассматриваемой задаче более существенны, чем вариации плотности).

Реально спиральная структура представляет собой одновременно и возмущения плотности и возмущения скорости в диске галактики. Поэтому вклад в форму профиля дают как эффекты кинематики, так и эффекты неоднородности распределения газа. Но поскольку эти эффекты проявляются во многом одинаково, то возникают трудности их разделения. Ситуация становится неоднозначной, и требуется сложный, изощренный анализ, принимающий во внимание все более тонкие структурные детали профиля линии (т.е. использующий более полно заложенную в нем информацию), чтобы уменьшить степень неопределенности окончательных результатов. Несомненно, здесь еще предстоит огромная работа, и как один из первых шагов в этом направлении можно рассматривать работу Симонсона (1976).

В этой работе предполагалось, что в Галактике существуют спиральные волны с отношением плотности в рукавах к межрукавной 3:1 и с амплитудой скорости в волне 7,4 км/с в радиальном и 7,3 км/с в азимутальном направлениях. При заданной геометрии спирального узора это распределение плотности и скорости дает вполне определенную картину зависимости яркостной температуры T_b от скорости V , и галактической долготы l . Если варьировать геометрию узора — что, по существу, и сделано в указанной работе — то можно добиться наилучшего согласия теоретической зависимости $T_b(l, V_r)$ с наблюдаемой (Симонсон, в частности, полагал при этом, что в направлениях, где величина T_b достигает максимальных значений, луч зрения проходит касательно к спиральным рукавам). Таким методом Симонсон получил модель спиральной структуры, изображенную на рис. 114.

Конечно, эта модель еще далека от совершенства. Во-первых, нерывные спирали получены путем небесспорного соединения отдельных фрагментов фактически полученной в работе картины. Во-вторых, важнейшие характеристики

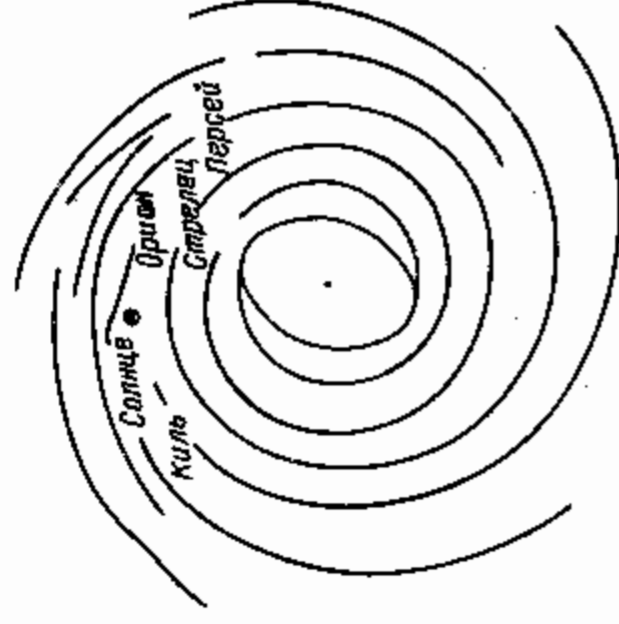


Рис. 114. Модель распределения нейтрального водорода в Галактике по Симонсону (1976).

спиральной структуры — амплитуды плотности и скорости — остаются здесь, по существу, не определенными (замечим, что в этом отношении ранняя модель Оорта и др., 1958, более определена: она непосредственно давала плотность газа в каждой точке — увя, ценой неоправдавшейся гипотезы о чисто круговом движении!). Тем не менее модель в целом, несомненно, представляет собой шаг вперед по сравнению с ранними моделями, в которых не учитывались кинематические эффекты. Существование спиральной структуры по данным о 21 см, соответствие спиральных ветвей нейтрального водорода известным оптическим (звездным) ветвям, тугая закрутка спиралей ($i = 6^\circ - 8^\circ$), указание на существование галактической ударной волны — эти результаты рассмотренной работы являются вполне определенными и достаточно надежными.

В заключении этого раздела отметим, что в последние годы начато построение аналогичным образом моделей распределения молекулярного водорода H_2 в диске Галактики по данным линии 2,6 мм излучения молекулы CO. Козн и др. (1980), Лисц и др. (1981), Лисц и Бертон (1981) показали, что H_2 обладает распределением и кинематикой, похожей на распределение и кинематику нейтрального водорода, и также концентрируется в спиральных рукавах (см. рис. 118).

4. Гамма-излучение. Деконволюция долготного профиля излучения диска Галактики

Еще в 1959 году Миллс обратил внимание на "ступеньки" в долготном профиле интенсивности непрерывного радиоизлучения диска Галактики (рис. 115), и предположил, что они связаны со спиральными рукавами. С тех пор было сделано немало работ по использованию долготного профиля для получения количественной и качественной информации о спиральной структуре и о двумерном распределении излучающей материи вообще, причем не только по радиоданным, но и по инфракрасным, оптическим и гамма-наблюдениям (см. ссылки Филлипс и др., 1981, Корчагин и др., 1983). Задача здесь состоит в "развертывании", деконволюции одномерного распределения в двумерную (в плоскости диска) картину. Ее можно решать разными методами, наиболее детализированные из которых сводятся к построению двумерных (и даже трехмерных, т.е. еще и по z -координате) моделей распределения излучающей материи. При этом считается, что та

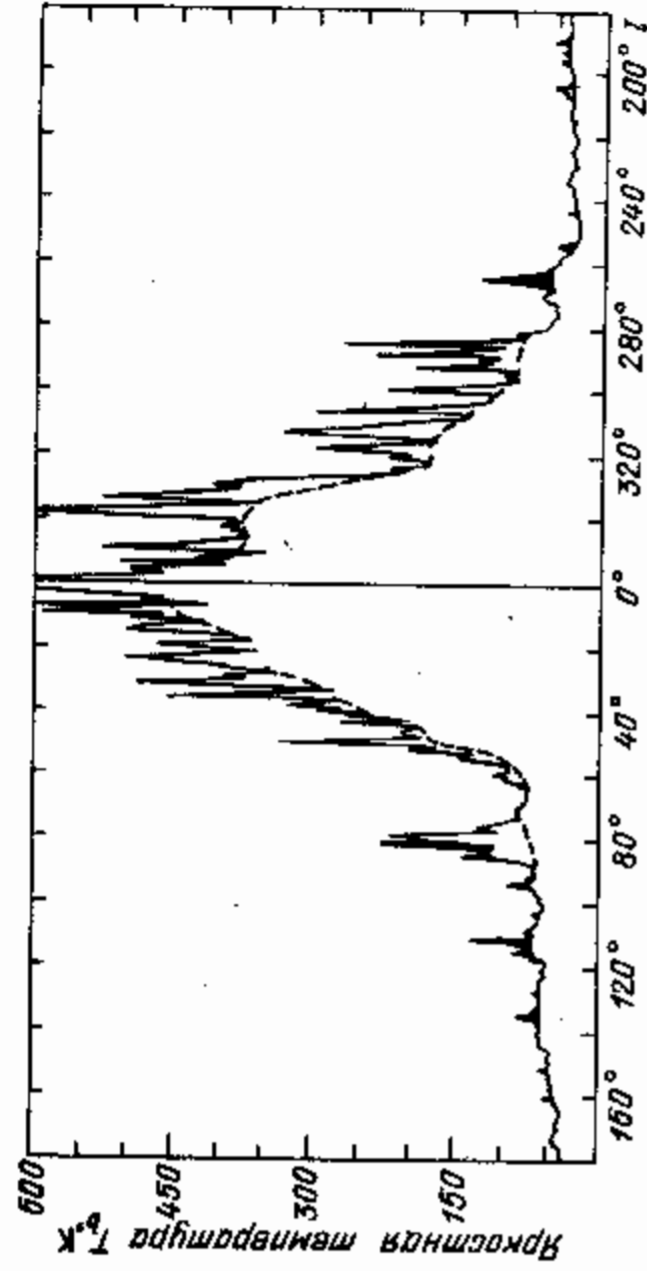


Рис. 115. Долготный профиль радиоизлучения диска Галактики на частоте 408 МГц. Зачернены известные радиоисточники (Филлипс и др., 1981).

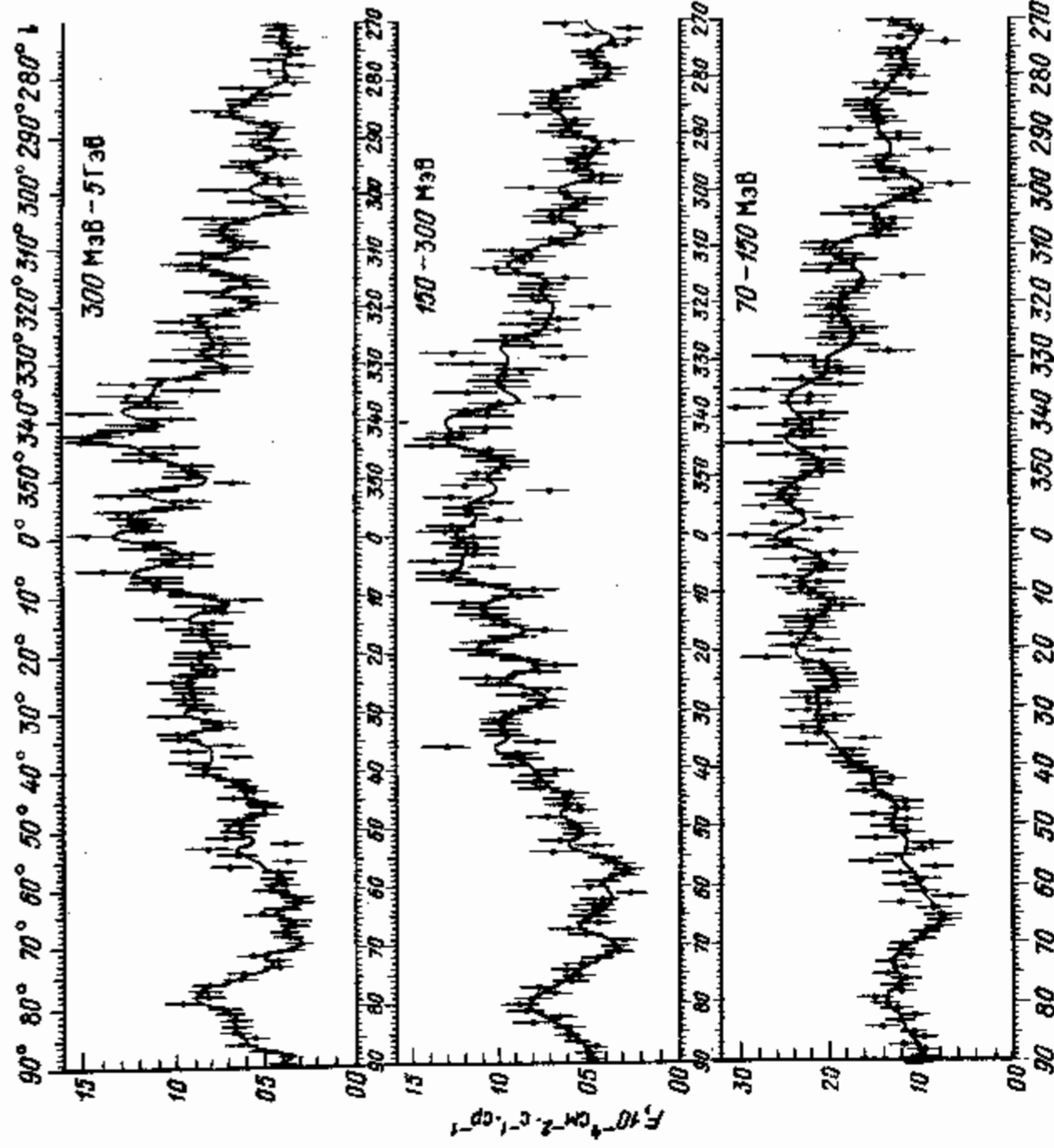


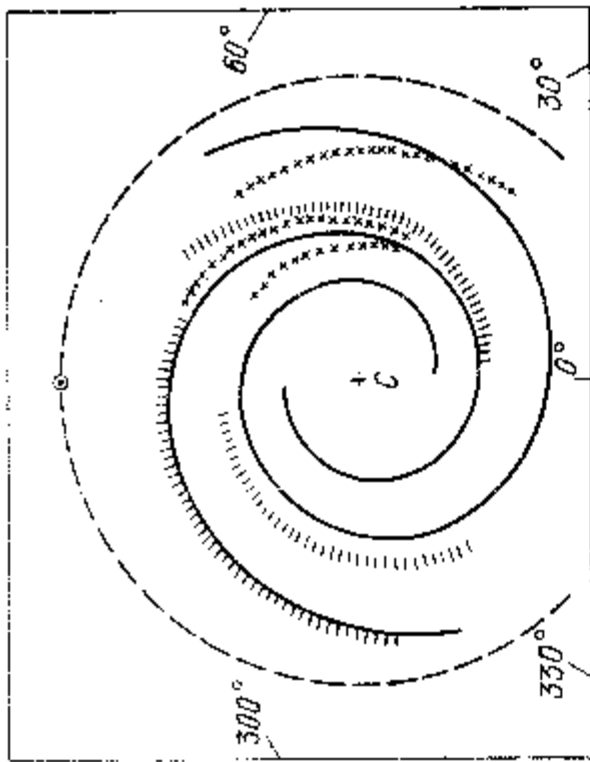
Рис. 116. Распределение интенсивности гамма-излучения Галактики в различных диапазонах энергий гамма-квантов (Майер-Хассельвандер и др., 1982).

модель, которая предсказывает долготный профиль наилучшим образом согласующийся с наблюдаемым, дает, очевидно, наиболее вероятную картину истинного распределения рассматриваемой материи в Галактике.

Обратимся сначала к возможностям и результатам, которые дали наблюдения в гамма-диапазоне. Проведенные в 70-е годы измерения на спутниках "SAS-2" и "COS-B" дали подробную картину высокоэнергетического гамма-излучения Галактики (см. Книффен и др., 1977, Майер-Хассельвандер и др., 1982). Она изображена в трех диапазонах энергий гамма-квантов на рис. 116.

Гамма-кванты с энергией $E > 100$ МэВ рождаются в диске в основном при распаде π^0 -мезонов, возникающих при взаимодействии нуклонной компоненты космических лучей с межзвездным газом (см. Книффен и др., 1977). Заметный вклад может давать и тормозное излучение электронной компоненты (согласно некоторым данным до 50%), но пока мы ее не будем рассматривать. Тогда интенсивность гамма-излучения, наблюдаемая в направлении данной галактической долготы l , пропорциональна, очевидно, массе газа на луче зрения в этом направлении и интенсивности космических лучей. Ее можно представить, например, в виде следующего

Рис. 118. Спиральная структура Галактики по данным о гамма-излучении диска (Корчагин и др., 1983). Заштрихованные полосы — спиральные ветви по зонам HII (Жоржелев и др., 1976), крестиками обозначены ветви по молекулярному водороду (Козн и др., 1980).



интеграла, вдоль луча зрения:

$$F_{\gamma}(l) = \frac{Q}{4\pi} \int_{b_1}^{b_2} db \int_0^l \frac{l_{\text{ст}}(r, l)}{l_0} n_g(r, l) \exp \left[- \left(\frac{1}{h_{\text{ст}}} + \frac{1}{h_g} \right) r \sin b \right] dr, \quad (21.4.1)$$

где $n_g(r, l)$ — плотность межзвездного газа в точке с галактическими координатами (r, l) , $l_{\text{ст}}(r, l)$ и l_0 — интенсивность космических лучей в той же точке и в окрестности Солнца, $h_{\text{ст}}$ и h_g — шкалы высот космических лучей и газа соответственно (предполагается, что обе эти компоненты убывают с высотой над плоскостью Галактики по экспоненциальному закону), Q — скорость рождения квантов в расчете на один атом водорода ($Q \approx 1.3 \cdot 10^{-25} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, см. Книффен и др., 1977); излучение проинтегрировано по галактической широте в пределах $\pm b_1$. Если задать какую-либо модель распределения газа и космических лучей в плоскости диска, то по формуле (21.4.1) можно вычислить долготный профиль интенсивности $F_{\gamma}(l)$; сравнив его с наблюдаемым, мы увидим, насколько хороша эта модель. Варьируя параметры модели и саму модель, можно улучшить согласие вычисленного и наблюдаемого профилей, и подобрать таким образом наиболее подходящее двумерное (или трехмерное) распределение.

Как видно из рис. 117, долготный профиль гамма-излучения имеет сложную структуру, которая заключается в себе обширную информацию о распределении межзвездного газа. Модель должна, в частности, объяснить: а) положение пиков интенсивности, которые являются характернейшими особенностями профиля (несомненно, что пики на долготах $l = 312^\circ$, 332° , 342° , 37° обязаны спиральным ветвям), б) амплитуду и ширину пиков, в) ход интенсивности в фоновой подложке. Это налагает сильные ограничения на возможные варианты пространственного распределения газа и позволяет получить довольно надежную и подробную картину такого распределения.

Задача о деconvолуции долготного профиля гамма-излучения в больших подробностях решалась в работах Книффена и др. (1977), Майер—Хассель-

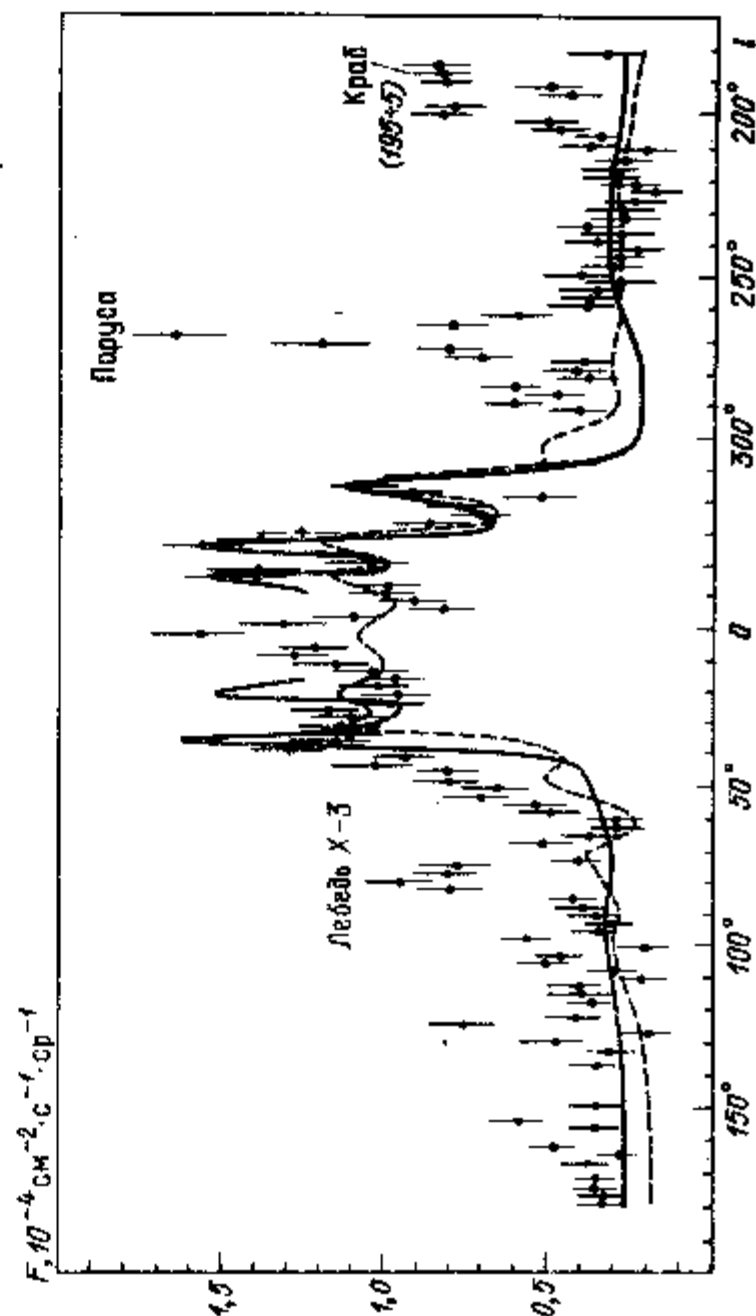


Рис. 117. Наблюдаемое и модельное долготное распределение интенсивности гамма-излучения диска Галактики, проинтегрированное по галактической широте в пределах $\pm 10^\circ$. Пунктир относится к модели Книффена и др. (1977), сплошная линия — к модели Корчагина и др., (1983). Указаны дискретные источники излучения.

вандера и др. (1982), Корчагина и др. (1983) (см. также ссылки в этих работах). В последней предполагалось, что интенсивность космических лучей не зависит от плотности межзвездного газа, и что газ в диске Галактики сосредоточен в двуручкавых спирали $R = (\alpha R + R_0) e^{i g l \theta}$ (R и θ — галактоцентрические полярные координаты); были найдены "наилучшие" значения параметров α , R_0 , i и получены некоторые общие заключения о спиральной структуре Галактики, которые сводятся к следующему.

1) *Геометрия спиральной структуры*. На рис. 117 изображен принятый вариант теоретического распределения интенсивности гамма-излучения, наложенный на наблюдаемую долготную зависимость гамма-излучения с энергией $E_{\gamma} > 100 \text{ МэВ}$. Ему соответствуют параметры спирального узора $\alpha = 0.04$, $R_0 = 2.43 \text{ кпк}$, $i = 8^\circ$ (рис. 118). Из рисунка 117 видно, что модель воспроизводит четыре пика наблюдаемого распределения и в целом вполне удовлетворительно описывает его общий вид.

Одна из "теоретических" ветвей (рис. 118) прослеживается на протяжении полного оборота. Она начинается в IV квадранте, совпадая здесь с известным "3-килопарсекowym" рукавом ($l = 342^\circ$, $R = 3-3.5 \text{ кпк}$), переходит в первый квадрант детально, видимой в направлении $l = 37^\circ$ и продолжается в IV квадранте рукавом в направлении $l = 312^\circ$. Вторая ветвь в окрестности $R = 3 \text{ кпк}$ ($l = 20^\circ$) не видна — наблюдаемый профиль не имеет ожидаемого здесь пика. Отметим, что наблюдения нейтрального водорода также показывают его отсутствие в этой области: 3-килопарсекowy рукав виден в линии 21 см только в IV квадранте. Причина такой асимметрии не ясна.

Модель спиральных ветвей, приведенная на рис. 118, удовлетворительна только во внутренней области Галактики ($R \leq 8 \text{ кпк}$): в окрестности $l = 40^\circ-50^\circ$ наблюдаемая интенсивность заметно выше, чем теоретическая. Такое превышение должно быть, если реально вторая ветвь закручивается здесь гораздо сильнее и проходит под Солнцем, переходя, возможно, в рукав Стрельца—Киля (см. ниже). В этом случае в интервале долгот $40^\circ-50^\circ$ луч зрения идет почти по касательной к ветви, обуславливая повышенную интенсивность в этом направлении. Данные по нейтральному и молекулярному (Козн и др., 1980) водороду подтверждают, что спиральная ветвь должна действительно проходить касательно к направлениям $40^\circ-50^\circ$.

2) *Галактическая ударная волна*. Теоретическое распределение интенсивности гамма-излучения Книффена и др. (1977), представленное на рис. 117, получено в предположении, что газ сосредоточен в спиральных ветвях с П-образным распределением плотности шириной 500 пк и конт-

растом плотности 3:1. Такая модель хорошо описывает общий рост интенсивности по направлению к галактическому центру. Однако она приводит к слишком малым вариациям интенсивности и не может объяснить большую величину пиков и провалов в распределении. Если интенсивность космических лучей связана более слабой зависимостью с плотностью межзвездного газа, чем это предполагали Книффен и др. (1977) ($I_{cl} \propto n_g$), то данная модель вообще не может описать пики профиля гамма-излучения. Увеличение плотности в рукавах по отношению к межрукавному пространству приводит, естественно, к большим вариациям интенсивности излучения в направлениях, касательных к спиральным рукавам. Расчет показывает, что форма пиков зависит главным образом от скачка плотности в рукавах, и в меньшей степени зависит от вида распределения плотности за скачком. Увеличение контраста плотности в рукавах с П-образным профилем могло бы, в принципе, обеспечить необходимые вариации интенсивности в пиках излучения. В этой модели при независимом распределении материи и космических лучей удовлетворительное согласие с наблюдениями достигается при контрасте плотности $\sim 10:1$. Такие значения могут обеспечить только галактические ударные волны. Поэтому можно утверждать, что долготное распределение гамма-излучения дает веские аргументы в пользу существования в Галактике спиральной ударной волны.

При расчете теоретического профиля излучения, представленного на рис. 117, скачок плотности на фронте ударной волны считается не зависящим от R , что подразумевает одинаковое изменение плотности с R как за ударным фронтом, так и в межрукавном пространстве. Был произведен также расчет для случая растущего к центру скачка плотности: при той же зависимости от R плотности на фронте волны плотность перед фронтом считалась постоянной. Результат показал, что интенсивность лишь незначительно уменьшилась. Это связано с тем, что при большой амплитуде ударной волны и принятом профиле волны общее количество газа в каждом кольце $R + \Delta R$ определяется в основном плотностью газа на фронте и слабо зависит от плотности перед фронтом. Таким образом, характер зависимости скачка плотности от R установить не удается.

3) *Спиральные волны*. Сравнение модели спиралей по гамма-излучению со спиральными ветвями по другим индикаторам дает новые аргументы в пользу волновой природы спиральной структуры. На рис. 118 видно, что "гамма-спираль" в направлении $l = 332^\circ$ сильно смещена относительно спиральной ветви по зонам HII; дальше от центра, в направлении $l = 312^\circ$, обе ветви совпадают. Именно такую картину и следует ожидать, если спиральная структура имеет волновую природу. Вблизи центра относительная скорость спирального узора и диска особенно велика, поэтому, зарождающиеся на фронте ударной волны (ее положение определяется "гамма-спираль") звезды, вращаясь вместе с диском, за сравнительно короткое время далеко уходят от фронта волны. К периодической относительной скорости волны и диска уменьшается, и к стадии, когда образуются гигантские зоны HII, звезды не успевают отойти далеко от фронта.

Заключение о несовпадении внутренних ветвей и совпадении внешних обладает большой степенью достоверности: в IV квадранте мы смотрим в тангенциальном направлении к спиралам, поэтому положение ветвей зон HII мало чувствительно к ошибкам в расстояниях.

4) *Ветвь Стрельца-Киля*. Как уже отмечалось, гамма-излучение в направлениях $40^\circ - 50^\circ$ и $275^\circ - 295^\circ$ можно связать со спиральной ветвью, которая, раскручиваясь, проходит под Солнцем (т.е. $R < 10$ кпк) и переходит в рукав Стрельца-Киля. Если ветвь Стрельца-Киля связана с волной

плотности и в ней возбуждена галактическая ударная волна, мы должны ожидать всплеск интенсивности гамма-излучения в направлениях $l = 280^\circ - 290^\circ$, касательно к этому рукаву. Однако наблюдаемая в этом направлении интенсивность значительно меньше ожидаемой. Отсутствие больших потоков излучения в этом интервале долгот свидетельствует о малом контрасте плотности в рукаве Стрельца-Киля. Примененное повышение интенсивности в направлении $l = 280^\circ - 290^\circ$ достигается в том случае, когда контраст плотности в спиральном рукаве Стрельца-Киля не слишком велик и составляет 3:1. Таким образом, если во внутренней области Галактики скачок плотности можно считать приблизительно постоянным и большим (более чем десятикратный контраст плотности), то картина в окрестности солнечного круга, $R = 10$ кпк, резко изменяется: вариация плотности здесь уменьшается приблизительно в пять раз. Этот результат согласуется с тем, что в ближайшей окрестности Солнца находится область коротации.

5) *Распределение плотности газа и интенсивности космических лучей*. Моделирование распределения гамма-излучения позволяет однозначно найти радиальную зависимость лишь произведенная амплитуды галактической ударной волны на интенсивность космических лучей. Но все же некоторые выводы о радиальной зависимости $I_{cl}(R)$ и $n_g(R)$ сделать можно.

Если предположить, что интенсивность космических лучей постоянна в плоскости галактического диска и равна околосолнечной, то в рассмотренной модели это приводит к тому, что средняя плотность газа в области "галактического", или "молекулярного" кольца ($R = 4 - 8$ кпк) в полтора-два раза превышает плотность по Гордону и Бертону (1976). Если же считать систематический рост интенсивности гамма-излучения к центру Галактики связанным только с ростом интенсивности космических лучей, то средняя плотность газа получается близкой к оценкам Блитца и Шу (1980), согласно которым количество молекулярного водорода в области этого кольца не может заметно превышать количество атомарного. Интенсивность космических лучей в пределах от $R = 10$ кпк до $R = 5$ кпк в таком случае возрастает приблизительно в пять раз.

Данные по распределению остатков сверхновых и нетеплового радиоизлучения свидетельствуют о том, что интенсивность космических лучей увеличивается к центру Галактики примерно в 2 раза или чуть больше. С точки зрения этого вывода более реальна промежуточная ситуация. При двукратном увеличении значения I_{cl} при изменении R от 10 кпк до 5 кпк средняя плотность газа в рассматриваемой модели близка к значениям Бертон и Гордона (1976). Если учесть неопределенности в величине $I_{cl}(R)/I_\odot$ и неопределенности, связанные с модельными предположениями, то на основании результатов деконволюции гамма-профиля нельзя выбрать между оценками количества молекулярного водорода по Гордону и Бертону (1976) и по Блитцу и Шу (1980). В то же время экстремально большое количество молекулярного водорода, которое получают, например, Соломон и Сандерс (1980), с точки зрения этих результатов представляется маловероятным, так как это требует уменьшения интенсивности космических лучей к центру Галактики. Оценки содержания газа будут меньше, если заметный вклад в диффузное гамма-излучение дает тормозное излучение электронов; если шкала высот газа больше принятого в модели значения $n_g = 60$ пк; если заметный вклад в гамма-излучение дают дискретные источники.

Аналогичное заключение о количестве молекулярного водорода H_2 в Галактике сделали Майер-Хассельвандер и др. (1982). Они пришли к выводу, что гамма-излучение диска, если оно обусловлено взаимодействием

космических лучей с межзвездным водородом, не позволяет считать увеличение плотности газа от $R = 10$ кпк до $R = 5$ кпк более чем в трикратном, и количество молекулярного водорода значительно меньше, чем по Солонмону, Сандерсу (1980) и Лисцу и др. (1980); оценки же Блитца и Шу (1980) согласуются с данными о гамма-излучении.

В этой же работе было найдено, что в гамма-диапазоне проявляется спиральный рукав Персея, в интервале долгот $l = 100^\circ - 140^\circ$, а также пояс Гулда.

5. Синхротронное радиоизлучение

Прекрасным индикатором спиральной структуры может быть синхротронное радиоизлучение; возможно, оно даже более чувствительно к вариациям плотности газа, чем гамма-излучение. Резко выраженные спиральные ветви в синхротронном радиоизлучении обнаружили в галактике M51 Мэтьюсон и др. (1972). Они сделали вывод, что усиленное излучение из спиральных ветвей обусловлено в конечном счете сжатием газа в галактической ударной волне, причем, согласно их расчетам, усиление происходит в $(n_1/n_0)^{2.7}$ раз, где n_1 и n_0 — плотность газа в спиральных рукавах и средняя плотность в диске. Больше половины всего излучения M51 идет из области ветвей, а на долю осесимметричной части — "базового" диска — приходится меньшая часть всего излучения. Методовое радиоизлучение диска нашей Галактики также состоит из двух компонент — одна принадлежит диску в целом (радиоизлучающий "базовый" диск), вторая — спиральной структуре (Мэтьюсон и др., 1972, Прайс, 1974). Поэтому данные о синхротронном излучении можно использовать для изучения спиральной структуры Галактики, применяя, в частности методы деконволюции долготного профиля интенсивности. Так же, как и в задаче о деконволюции профиля гамма-излучения, здесь можно сделать выводы не только о геометрии спиральных ветвей, но и о свойствах космических лучей, а также магнитного поля в диске Галактики. Для этого, разумеется, нужно знать, как реагирует интенсивность синхротронного радиоизлучения на сжатие газа в спиральных рукавах.

Синхротронное излучение в газовом диске галактики возникает в результате взаимодействия электронов космических лучей с межзвездным магнитным полем. Интенсивность излучения I_ν пропорциональна величине $KH^{(\gamma+2)/2}$, где H — напряженность магнитного поля, а K и γ определяют распределение энергии релятивистских электронов: количество электронов в интервале энергий от ϵ до $\epsilon + d\epsilon$ равно $dN_\epsilon = K\epsilon^{-\gamma}d\epsilon$. В межзвездной среде магнитное поле "вморожено" в газ, а электроны "вморожены" в магнитное поле. Следовательно, при сжатии газа в спиральной волне из-за вмороженности поля и электронов увеличивается напряженность поля и концентрация космических лучей, а это приводит к увеличению интенсивности синхротронного излучения. Дополнительное увеличение излучения связано с тем, что с ростом поля растет энергия космических лучей, $\epsilon \propto H^{1/3}$. В итоге, если плотность газа увеличилась от n_1 до n_2 , то соответствующее изменение интенсивности синхротронного излучения определяется отношением

$$\frac{I_\nu^{(2)}}{I_\nu^{(1)}} = \frac{K_2}{K_1} \left(\frac{H_2}{H_1} \right)^{(\gamma+2)/2} \approx \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^{(\gamma+5\gamma)/6} \quad (21.5.1)$$

(Сжатие предполагается одномерным, так что $H \propto n$). В межзвездной среде $\gamma = 2.4 \div 2.7$, поэтому из формулы (21.5.1) вытекает, что даже небольшое сжатие может привести к сильному перепаду излучения, $I_\nu^{(2)}/I_\nu^{(1)} \approx (n_2/n_1)^{3.5}$. На самом деле перепад будет меньше из-за диффузии электронов из области сжатия за счет рассеяния на различных неоднородностях.

Этот результат о влиянии сжатия газа на синхротронное излучение принадлежит Каплану и Пикельнеру (1974), Мушовис и др. (1974) показали, что усиление синхротронного излучения будет значительно меньше, чем в простой картине одномерного сжатия, поскольку меньшей будет степень сжатия магнитного поля из-за неустойчивости Паркера и, кроме того, из-за перераспределения электронов космических лучей — они накапливаются в областях пониженной плотности магнитного поля (см. также обзор ван дер Круита и Аллена, 1976).

Из сказанного ясно, что деконволюция, моделирование синхротронного излучения диска Галактики сталкивается с рядом усложняющих факторов, многие из которых в значительной степени неопределенны (неустойчивости, диффузия космических лучей и т.д.). Впрочем, долготный и широтный профили интенсивности этого излучения содержат много информации, и можно надеяться, что их "расшифровка" позволит прояснить роль и характер также и этих факторов. Для синхротронного радиоизлучения задачу о деконволюции долготного профиля (рис. 115) решали, в частности, Филлипс и др. (1981). На рис. 119 приведено распределение интенсивности излучения в галактической плоскости для одной из их "наилучших" моделей. Согласно результатам этих авторов:

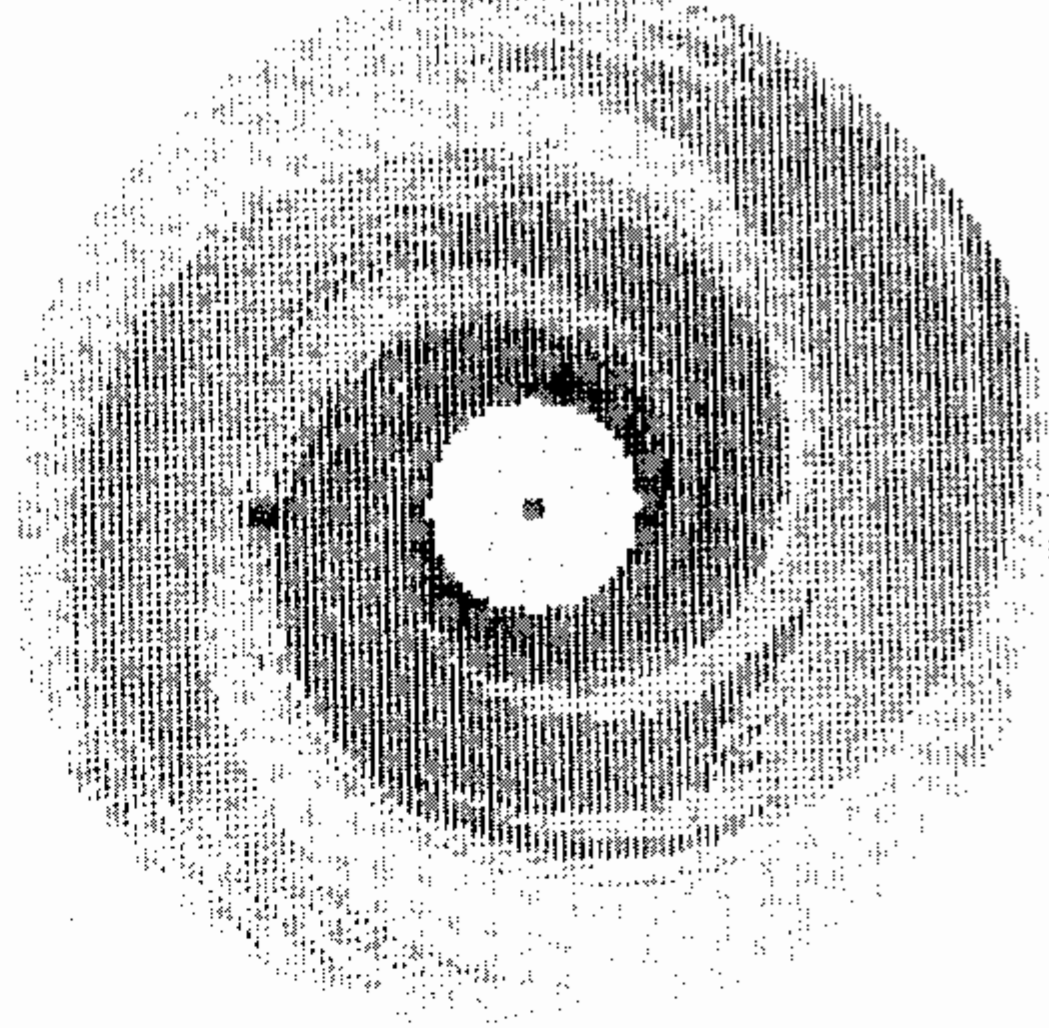


Рис. 119. Распределение интенсивности синхротронного радиоизлучения на частоте 408 МГц в галактической плоскости, полученное методом "развертки" долготного профиля излучения. Указано положение Солнца (Филлипс и др., 1981).

1) представление о двухрукавной спирали с углом закрутки $i = 12^\circ$ хорошо согласуется с данными наблюдений синхротронного излучения;

2) Солнце лежит между двумя основными рукавами, в минимуме интенсивности;

3) отношение интенсивности излучения в рукавах к интенсивности между рукавами равно ≈ 5 , и это не противоречит гипотезе о существовании галактической ударной волны;

4) наилучшее согласие с наблюдениями получается в тех моделях, где регулярное и хаотическое магнитные поля примерно равны, $H_r \approx H_i$, тогда как модели с полностью регулярным полем совершенно неудовлетворительны;

5) спиральная структура не существует в области $R < 3,6$ кпк;

6) в области $3,6$ кпк $< R < 10$ кпк интенсивность излучения падает приблизительно как $R^{-1,9}$.

Таким образом, в этой работе получены обширные и важные результаты о спиральной структуре, магнитном поле, пространственной структуре синхротронного излучения. Как и результаты "расшифровки" профиля гамма-излучения, они являются материалом для дальнейшего анализа. И, конечно, нельзя считать, что использована вся информация, заключенная в данных о синхротронном излучении. Поэтому можно ожидать, что дальнейшие исследования в этом направлении дадут много новых результатов и о спиральной структуре, и о свойствах различных компонент межзвездной среды.

Интересно сравнить синхротронное излучение нашей Галактики и близких, хорошо изученных галактик (Мэтьюсон и др., 1972; ван дер Круит и Аллен, 1976). Резко выделяется галактика M51 — ее ветви излучают нетепловым механизмом значительно сильнее, чем спирали в Галактике, в туманности Андромеды (M31), в M101, в M33. Гораздо интенсивнее и излучение "базового" диска; это может объяснить более высокую радиосветимость ветвей, поскольку последняя пропорциональна светимости "базового" диска. Причина же высокой радиосветимости M51 в целом может быть связана с большей величиной магнитного поля и плотности космических лучей в этой галактике. Последнее объяснено, возможно, сильным источником космических лучей в ядре галактики: M51 характеризуется высокой радиосветимостью ядра.

В M33 напротив светимость ядра чрезвычайно слабая, однако излучение "базового" диска сравнительно велико. Практическое отсутствие спиралей в нетепловом радиоизлучении здесь можно объяснить слабостью или вообще отсутствием галактической ударной волны; последнее следует из характера спиралей в M33 — они широкие, довольно размытые, совсем не похожи на правильные, резко очерченные спиральные рукава в M51.

В M31, как ни удивительно, почти не излучают в радиодиапазоне внутренние спиральные рукава. Предполагается, что здесь магнитное поле слабее, чем во внешних ветвях, и это связано с "дырой" в центре газового диска туманности Андромеды.

6. Инфракрасное излучение

Инфракрасное излучение диска Галактики в ближней и далекой области спектра имеет разную природу. Длинноволновое излучение ($\lambda = 60-300$ мкм) возникает в результате переработки мощного ультрафиолетового излучения OB-звезд на пыли — пыль нагревается и светит в далеком инфракрасном диапазоне (см., например, Маухара и др., 1979). Поэтому этот диапазон дает информацию о распределении молодых горячих звезд и пыли в диске Галактики.

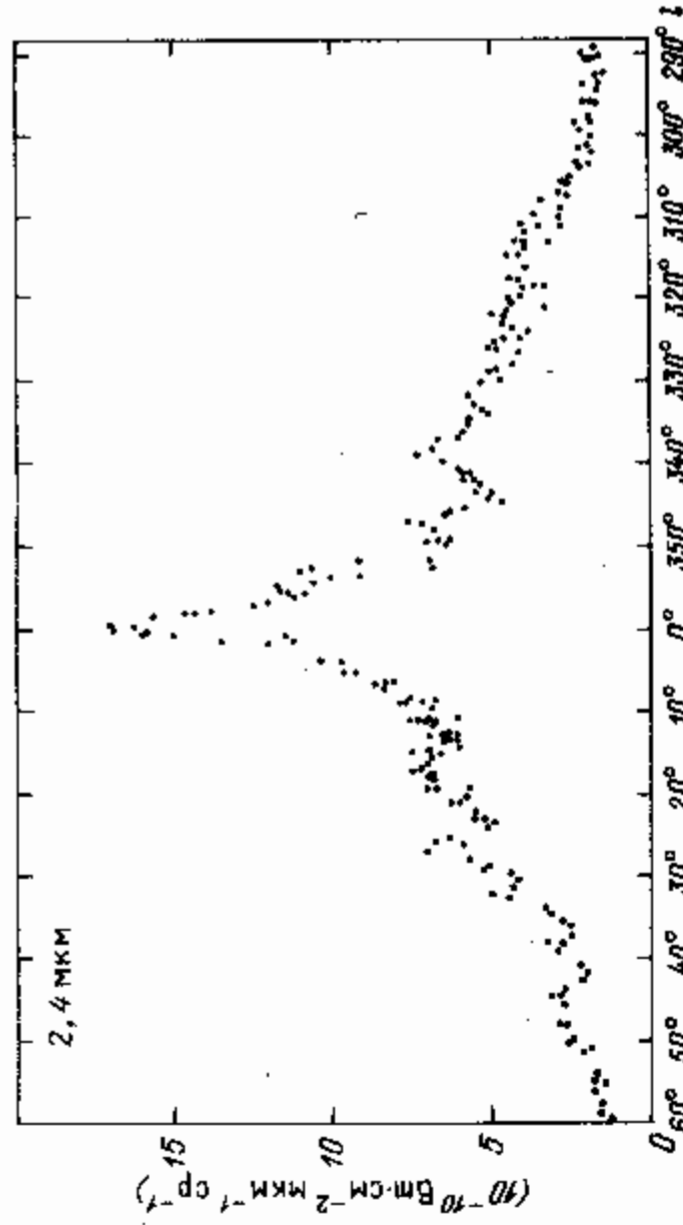


Рис. 120. Долготный профиль инфракрасного излучения диска Галактики на длине волны $\lambda = 2,4$ мкм. (Хаякава и др., 1981).

Близкое инфракрасное излучение, $\lambda \sim 1-10$ мкм, обусловлено в большей степени M-сверхгигантами, и поэтому также отражает распределение молодых звезд в диске (см., например, Хаякава и др., 1981, и ссылки в этой работе). Методы деконволюции долготного профиля инфракрасного излучения дают возможность делать заключения не только о пространственном распределении молодых звезд, но и скорости звездообразования в Галактике, о характере начальной функции масс (НФМ) и т.д. (см., например, Серра и др., 1980).

Долготный профиль инфракрасного излучения имеет структуру, которая отчетливо коррелирует с профилем других типов излучений, рассмотренных выше. В частности, он имеет пики или ступеньки в направлениях $l \approx 50^\circ, 30^\circ, 18^\circ, 340^\circ, 330^\circ$ — т.е. те же структурные детали, которые обычно интерпретируются как проявление спиральных ветвей во внутренней области диска. Таким образом, можно полагать, что это излучение также обнаруживает спиральную структуру, но уже по звездной компоненте, причем геометрия спиралей, если судить о ней по положению пиков и ступенек на долготном профиле, хорошо согласуется с геометрией газовых спиральных ветвей. Последнее можно увидеть, сравнивая, например, рис. 120 с рис. 117.

Анализ инфракрасного излучения обнаружил целый ряд неожиданных эффектов, относящихся к процессу звездообразования во внутренней области Галактики. Как показали Серра и др. (1980), светимость длинноволновой области значительно выше, чем можно ожидать от пыли, нагреваемой обычно принимаемым средним полем звезд (например, в модели Шмидта, 1965). Отсюда делается заключение, что скорость звездообразования на единицу массы на расстоянии $R = 5-6$ кпк заметно больше, чем средняя скорость звездообразования в Галактике. Далее, данные о ближнем инфракрасном излучении (поздние сверхгиганты) показывают, что если справедливы известные эволюционные треки для массивных звезд, то современная скорость звездообразования дает количество поздних сверхгигантов в пять раз меньше, чем наблюдается. Это может быть следствием, например, того, что на самом деле во внутренней области Галактики, $R = 5-6$ кпк, НФМ более крутая, чем в окрестности Солнца, или что скорость звездообразования уменьшилась за последние 10^9 лет в $5-10$ раз.

Аналогичный анализ выполнили Хаякава и др. (1981). Если оценить количество молодых OB-звезд в плоскости диска по данным о далекой инфракрасной области и по плотности фотонов лямбовского континуума, а затем отсюда вычислить число поздних сверхгигантов (последние образуются из OB-звезд), то их оказывается более чем в 10 раз меньше, чем следует из интенсивности излучения на волне 2,4 мкм. Однако в отличие от вывода Серры и др. (1980), Хаякава и др. (1981) склонны считать подобное расхождение связанным с тем, что на самом деле близкие инфракрасное излучение обусловлено не только и не столько M-сверхгигантами, сколько какими-то другими, пока неизвестными объектами и (или) процессами. Эти авторы оценили также шкалу высот (характерную толщину) системы инфракрасных источников. Было обнаружено, что широтный профиль излучения на волне 2,4 мкм не имеет провала и не уплощен вблизи $b = 0^\circ$. Отсюда можно сделать вывод, что источники сильно концентрируются к плоскости диска, $b = 0^\circ$, в слое с толщиной ≈ 50 пк. Вместе с компактными зонами HII (Покман, 1979), эти объекты образуют наиболее тонкую подсистему в Галактике.

Малая шкала высот дополнительно свидетельствует о том, что ИК-источники действительно концентрируются в спиральные ветви: как известно, объекты, наиболее сильно концентрирующиеся к плоскости диска, обычно находятся в спиральных рукавах.

7. Поле скоростей звезд. Динамические и геометрические характеристики спиральной структуры

Спиральные волны в галактике представляют собой возмущения не только плотности и гравитационного поля, но и систематической скорости звезд. Поэтому, если спиральная структура имеет волновую природу, то она должна проявиться также в кинематике звезд, и исследуя звездные движения, можно, в принципе, извлечь заключенную в них информацию о спиральных волнах (Ролфс, 1972). Исходя из этих общих соображений, в целом ряде работ были предложены и реализованы методы определения геометрии спиральной структуры в окрестности Солнца, в некоторых из них находилась также скорость вращения узора Ω_p (Крезе и Менессьер, 1973; Бертон и Банья, 1974; Мишуков и др., 1977, 1979; Бил и Овенден, 1978, 1981; Берман и Мишуков, 1981). Мишуков и др. (1977, 1979) помимо геометрии, структуры и величины Ω_p определили возмущения плотности и гравитационного поля звездного диска, связанные с волной; Павловская и Сучков (1978) нашли поверхностную плотность массы "активного" диска, ответственного за спиральную волну.

Отправной точкой в этих исследованиях является разложение систематической составляющей скорости звезды на две компоненты: вращение вокруг центра Галактики ΩR и некруговое движение.

$$V_R = f_R \cos \chi, \quad (21.7.1)$$

$$V_\theta = f_\theta \sin \chi + \Omega R, \quad (21.7.2)$$

где V_R , V_θ — проекции вектора скорости на оси полярной галактоцентрической системы координат R и θ , f_R и f_θ — амплитуды некруговой скорости вдоль R и θ , величина χ характеризует пространственную структуру поля скоростей. Ее можно задать в виде

$$\chi = \chi_0 + m[(\theta - \theta_0) + \text{ctg } i \ln(R/R_0)], \quad (21.7.3)$$

где величины с индексом нуль относятся к положению Солнца. Выражения

(21.7.1) — (21.7.3) соответствуют синусоидальному по R и по θ профилю скорости, а линия постоянной скорости есть логарифмическая спираль с углом закрутки равным i . Поскольку мы можем изучать движение звезд лишь в небольшой окрестности Солнца, в пределах $r \lesssim 5$ кпк, то конкретная аналитическая форма спирали оказывается не очень важной (Мишуков и др., 1977), и, по существу, из наблюдений мы определяем просто характерные размеры неоднородности поля скоростей, $\Delta R = 2\pi R_0 / \text{ctg } i$ по радиусу и $\Delta \theta = 2\pi/m$ по углу.

Если это поле скоростей связано стационарной спиральной волне, то ему соответствуют возмущения гравитационного потенциала $\varphi \cos \chi$, и общее гравитационное поле

$$\varphi_{\text{tot}} = \varphi_G + \varphi \cos \chi, \quad (21.7.4)$$

где φ_G — осесимметричная часть поля Галактики. Параметры неоднородности поля скоростей m и i представляют собой в этом случае число спиральных рукавов и угол закрутки спирали соответственно. В линейной теории спиральных волн возмущения скорости и потенциала связаны соотношениями (Пин и др., 1969)

$$f_R = -\varphi \frac{k\nu}{k\sigma^2} \left[1 - \frac{\nu}{\sin \nu \pi} \int_0^\pi e^{-(k\sigma/k)^2 (1+\cos s)} \cos \nu s ds \right], \quad (21.7.5)$$

$$f_\theta = -\varphi \frac{k\nu}{2\Omega \sin \nu \pi} \int_0^\pi e^{-(k\sigma/k)^2 (1+\cos s)} (1 + \cos s) \cos \nu s ds, \quad (21.7.6)$$

где $k = 2\Omega \left(1 + \frac{R}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dR} \right)^{1/2}$ — эпиклическая частота, $\nu = m(\Omega_p - \Omega)/k$, $k = m \text{ ctg } i/R_0$, σ — большая полуось эллипсоида скоростей (предполагается, что распределение скоростей эллипсоидально), и, в соответствии с определением (21.7.3), при $m > 0$, $\Omega > 0$ для закручивающейся спирали $i > 0$, $k > 0$ (заметьте, что в работе Пина и др., 1969, фаза χ имеет обратный знак и, кроме того, два последних члена в выражении для χ выбраны не с одинаковыми, а с противоположными знаками; поэтому в этой работе для закручивающейся спирали $i < 0$, $k < 0$ и величина f_θ имеет другой знак). Если определить из наблюдений величины f_R , f_θ , i , m , σ и $\Omega(R)$, то из формул (21.7.5) и (21.7.6) можно найти динамические параметры волны Ω_p , φ .

Рассмотрим теперь, как практически определяются все указанные параметры, а также некоторые другие характеристики спиральной структуры. В наиболее полной и замкнутой форме эту задачу решили Мишуков и др. (1977, 1979), Павловская и Сучков (1978). В их методе вся задача и все параметры делятся на три принципиально разные части. К первой относятся величины f_R , f_θ , i , m , χ_0 , Ω_0 , $d\Omega/dR$. Они находятся непосредственно из наблюдательных данных о скоростях и расстояниях звезд, без привлечения гипотез о природе спиральной структуры. Здесь определяется геометрия спирального узора поля скоростей в окрестности Солнца (величины i , m), положение Солнца относительно рукавов (величина χ_0) и сами скорости (величины f_R , f_θ , Ω_0 , $d\Omega/dR$); расстояния от Солнца до ближайшего внешнего и внутреннего рукава при этом равны:

$$R_2 - R_0 = \Delta R(2\pi - \chi_0)/2\pi, \quad (21.7.7)$$

$$R_0 - R_1 = \Delta R \chi_0/2\pi, \quad (21.7.8)$$

где $\Delta R = R_2 - R_1$, R_1 — расстояние от центра до внутреннего рукава, R_2 — до внешнего.

Во второй части задачи привлекается кинетическое уравнение, описывающее волны звездной плотности, и вычисляются параметры спиральной волны: Ω_p , F (или φ), μ , где $\mu \sim$ амплитуда относительного возмущения поверхностной плотности звездного диска (точнее "активного", или "эффективного" диска), F — амплитуда перпендикулярной рукаву компоненты гравитационной силы, отнесенной к полной силе притяжения Галактики на расстоянии R . Величины Ω_p (или ν) и φ являются решениями системы уравнений (21.7.5) и (21.7.6); они позволяют далее найти F и μ по формулам (Лин и др., 1969)

$$\mu = f_R \frac{k}{\kappa \nu} = -\frac{\varphi}{\sigma^2} \left[1 - \frac{\nu}{\sin \nu \pi} \int_0^\pi e^{-(k\sigma/\kappa)^2 (1+\cos s)} \cdot \cos \nu s ds \right],$$

$$F = \frac{m\varphi}{R^2 \Omega^2 \sin i}. \quad (21.7.10)$$

Таким образом, здесь уже предполагается, что спиральная структура имеет волновую природу.

Наконец, в третьей части задачи считается, что волны являются самосогласованными, т.е. их гравитационное поле обязано возмущению плотности самой подсистемы, в которой распространяется волна. Это дает возможность привлечь еще уравнение Пуассона, а тогда можно вычислить поверхностную плотность диска Галактики (точнее, плотность "активного" диска):

$$\mu_0 = \frac{F \cos i \cdot R \Omega^2}{2\pi G \mu}. \quad (21.7.11)$$

Характеристики поля скоростей звезд можно найти по данным о лучевых скоростях V_r и (или) собственных движениях μ_l . В кинематической модели (21.7.1) — (21.7.2) величины V_r и μ_l , исправленные за движение Солнца относительно локального центра, имеют вид

$$V_r = R_0 \sin i \cos b \Delta \Omega_0 + u_0 \cos i \cos b + (R - R_0) \sin i \cos b R_0 \Omega'_0 - f_R \cos (\chi_0 + \epsilon) \cos (l + \theta) \cos b + f_\theta \sin (\chi_0 + \epsilon) \sin (l + \theta) \cos b + \delta V_r, \quad (21.7.12)$$

$$4,74 \mu_l r = -r \cos b \Omega_0 + R_0 \cos i \Delta \Omega_0 - u_0 \sin i + (R - R_0) (R_0 \cos - r \cos b) \Omega'_0 + f_R \cos (\chi_0 + \epsilon) \sin (l + \theta) + f_\theta \sin (\chi_0 + \epsilon) \cos (l + \theta) + 4,74 r \delta \mu_l, \quad (21.7.13)$$

где r, l, b — галактические координаты, $\epsilon = m \{ (\theta - \theta_0) + \text{ctg } i \ln (R/R_0) \}$, $u_0, R_0 \Delta \Omega_0$ — компоненты скорости локального центра относительно центра рассматриваемых звезд, $\delta V_r, 4,74 r \delta \mu_l$ — пекулярные составляющие скорости звезд; величина $\Omega(R)$ разложена в ряд по степеням $R - R_0$, причем оставлены только первые два члена разложения. Имея подходящую выборку звезд с известными скоростями и координатами, из уравнений (21.7.12) и (или) (21.7.13) можно найти характеристики поля скоростей, применяя методы оценки параметров, например, метод наименьших квадратов, метод максимального правдоподобия и т.д. (при этом важно учитывать смещения оценок — см. Павловская, Сучков, 1980, 1982).

Мишуров и др. (1977, 1979), Павловская и Сучков (1978, 1980) использовали данные о лучевых скоростях цефеид и сверхгигантов, и нашли согласованную систему характеристик спиральной структуры.

Результаты, полученные независимо по выборкам цефеид, сверхгигантов спектральных классов В, А и F, G, в пределах ошибок совпали. В табл. 26 приведены несмещенные оценки параметров, полученные по выборке цефеид для двух разных значений R_0 (расстояние от центра Галактики до Солнца) и V_0 (круговая скорость на расстоянии R_0); смещения оценок в случае В приняты такими же, как в случае А (Павловская, Сучков, 1980, 1981).

Сделаем несколько замечаний относительно применимости формул линейной теории (21.7.5) — (21.7.6), (21.7.9). Как видно из таблицы 26, вариации скорости и гравитационного поля оказываются малыми возмущениями основного осесимметричного состояния Галактики: $f_R, f_\theta \ll \Omega_0 R_0$, $F \ll 1$. Это оправдывает применение линейной теории волн плотности. Относительное возмущение плотности μ также мало, $\mu < 1$, но не настолько, чтобы можно было пренебречь связанными с μ нелинейными членами в уравнениях спиральных волн. Однако непосредственные оценки показывают, что нелинейные поправки начинают проявляться только через 5 — 6 периодов вращения Галактики, т.е. через $\sim 10^9$ лет, так что в течение этого промежутка времени волну можно считать линейной и квазистационарной. Такая незначительность роли возмущений плотности объясняется тем, что динамику спиральной волны определяют главным образом "кинематические (кориолисовы) силы", связанные с вращением и не зависящие от плотности; соответствующие им линейные члены оказываются доминирующими даже при больших возмущениях плотности.

При использовании линейной теории для описания кинематики молодых звезд возникает еще один вопрос. На первый взгляд, скорости молодых звезд не могут отражать квазистационарное поле скоростей спиральной волны, поскольку эти звезды, родившись из газа, т.е. из среды с другими кинематическими характеристиками (в газе образуется ударная волна), не успевают приобрести стационарные характеристики движения звездной компоненты в волне. Поэтому высказывались сомнения (см., например, Вилен, 1979), что такие звезды можно использовать для получения данных

Таблица 26. Параметры двухрукавной ($m = 2$) спиральной структуры Галактики по данным о поле лучевых скоростей 192 цефеид в пределах 5 кпк от Солнца

А: Принято $R_0 = 10$ кпк, $V_0 = 250$ км/с.	
$i = 7^\circ, 6 \pm 0^\circ, 6$ $\chi_0 = 151^\circ \pm 9^\circ$ $\Delta \Omega_0 = -1,9 \pm 0,2$ км/с · кпк $\Omega'_0 = -1,7 \pm 0,2$ км/с · кпк ² $u_0 = -6,2 \pm 1,6$ км/с $R_1 = 8,3$ кпк $R_2 = 12,5$ кпк	$f_R = -3,1 \pm 2,3$ км/с $f_\theta = 13,6 \pm 2,3$ км/с $\Omega_p = 23,2 \pm 3,6$ км/с · кпк $\mu = 0,76 \pm 0,16$ $F = 0,17 \pm 0,04$ $\mu_0 = 50 \pm 13 M_\odot/\text{пк}^2$
В: Принято $R_0 = 8$ кпк, $V_0 = 220$ км/с.	
$i = 9^\circ, 6$ $\chi_0 = 161^\circ$ $\Delta \Omega_0 = -2,1$ км/с · кпк ² $R_1 = 6,1$ кпк $R_2 = 10,3$ кпк	$f_R = -3,5$ км/с $f_\theta = 13,2$ км/с $\Omega_p = 23,3$ км/с · кпк $\mu = 0,65$ $F = 0,15$ $\mu_0 = 51 M_\odot/\text{пк}^2$

о спиральных волнах в Галактике. На самом деле эти соображения, скорее всего, не верны. Звезды образуются из облачной компоненты межзвездного газа, а она ведет себя, как непосредственно показали Берман и др. (1982) (см. также § 20), практически неотличимо от звездной компоненты. Поэтому для молодых звезд правомерно применение формул линейной теории квазистационарных волн.

Берман и Мишунов (1981) провели вычисления параметров спиральной структуры по выборке цефеид, которая использовалась для получения параметров таблицы 26, по формулам нелинейной теории. Результаты показали, что расхождения между линейным и нелинейным приближениями незначительны. Это независимо говорит о том, что возможные эффекты нелинейности в окрестности Солнца не настолько сильно влияют на кинематику молодых звезд, чтобы ее нельзя было использовать для нахождения характеристик спиральной волны.

Результаты исследования поля скоростей молодых звезд в окрестности Солнца позволяют сделать следующие выводы.

1) Поле скоростей отличается от чистого вращения и обнаруживает спиральную структуру, хорошо согласующуюся с другими данными о крупномасштабной спиральной структуре Галактики — о положении ветвей Стрельца и Персея и об угле закрутки ($i = 6^\circ - 8^\circ$).

2) Эта структура имеет волновую природу: если бы спиральные ветви были конгломератами материи, закручиваемыми дифференциальным вращением, то движения были бы чисто круговыми.

3) Вклад в спиральную волну дает лишь некоторая часть всей массы диска Галактики; поверхностная плотность "активного" диска в окрестности Солнца примерно в полтора — два раза меньше плотности диска в целом.

4) Вариации поверхностной плотности диска, связанные со спиральной структурой, составляют примерно 30% от общей плотности диска в окрестности Солнца. Это неплохо согласуется с величиной вариации яркости диска (после вычитания вклада в яркость от молодых звезд), которые обнаружены в ряде близких спиральных галактик (Швейцер, 1976).

5) Найденные параметры спиральной структуры и "активного" диска не противоречат модели спиральной структуры Марочника и др. (1972), в которой $\Omega_p = 23 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$, $\mu_0 = 40 \text{ М}_\odot/\text{пк}^2$, но не подтверждают значение $\Omega_p = 11 - 13 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$ модели Лина и др. (1969).

6) Помимо движения, связанного со спиральной волной (величины f_K, f_0), центроид молодых звезд (цефеид) в целом обнаруживает движение относительно локального центроида (величины $\Delta\Omega_0, \Delta\mu_0$); он движется со скоростью около 8 км/с от центра Галактики, и отстает от скорости вращения локального центроида примерно на 15 км/с. Последнее подтверждает известный в звездной кинематике результат о том, что самые молодые объекты в окрестности Солнца по какой-то причине вращаются медленнее, чем более старые (Эйнасто, 1973; Сучков, 1980; см., также § 7).

8. Миграция звезд

Если спиральные ветви представляют собой волны плотности, то родившиеся в ветвях звезды не остаются в них навечно, а постепенно уходят, мигрируют из них. Это эффект дает, в принципе, возможность получить оценку величины Ω_p по наблюдаемому смещению молодых звезд относительно газового спирального рукава. Если предположить, что звезды родились в газовом рукаве, на фронте галактической ударной волны (см. § 20), который перемещается по диску со скоростью волны Ω_p , то

указанное смещение пропорционально разности скоростей волны и диска, $\Omega_p - \Omega(R)$, и возрасту звезд. При известном возрасте и величине $\Omega(R)$ отсюда можно найти значение Ω_p (Стрёмгрен, 1967).

Однако этот метод имеет существенный дефект. Как показал Юань (1969), величина и характер смещения зависят и от гравитационного поля волны F , поэтому независимо от F значения Ω_p найти нельзя. Поле величины $F \approx 5\%$ от гравитационного притяжения Галактики на расстоянии $R = R_0 = 10 \text{ кпк}$ снижает Ω_p от 20 км/с кпк у Стрёмгрена до значения 11 км/с кпк, принятого в модели спиральной структуры Лина и др. (1969); отсюда, собственно, и вошло в широкое употребление значение величины гравитационного поля спиральных ветвей $F = 0.05$. Но на самом деле, приняв другие значения Ω_p , получим другие величины F и наоборот. Поэтому определение Ω_p или F в рамках этого метода не дают однозначного результата.

Более того, однозначности в решении этой задачи нет даже при фиксированном значении F . Исследование, которое провел Гросбол (см. Контопулос, 1978) по данным о молодых звездах, показало, что одинаково приемлемым оказываются по крайней мере два значения скорости вращения: $\Omega_p = 14 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$, и $\Omega_p = 32 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$. Аналогичную задачу решили Палоуш и др. (1977). Используя возрасты и скорости рассеянных скоплений, они вычисляли места их рождения, рассматривая орбиты этих скоплений в гравитационном поле Галактики и спиральной волны с $F = 0.05$, $i = 6^\circ$, и варьируя величину Ω_p . Оказалось, что места рождения одинаково хорошо коррелируют с положением спиральных рукавов в окрестности Солнца при двух значениях скорости узола: $\Omega_p = 13.5 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$ и $\Omega_p = 20.0 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$. Таким образом, явление миграции звезд пока не дало однозначного ответа на вопрос о значениях величин Ω_p и F . Несомненно здесь нужен более тщательный и тонкий подход, предполагающий самосогласованное определение величин Ω_p и F , и не приводящий к указанной выше неоднозначности. Кроме того, здесь требуется сравнительно большая точность определения возраста объектов; необходимо хотя бы оценить степень неопределенности оценок Ω_p , связанную с неопределенностью оценок возраста (замечим, что в возраст надо включать и время, необходимое для образования звезды или скопления из межзвездного газа; оно сравнимо с возрастом рассматриваемых молодых объектов, поэтому этот фактор может существенно влиять на оценки величины Ω_p).

§ 22. Солнечная система в Галактике

На первый взгляд кажется, что нет оснований для того, чтобы считать положение Солнца в Галактике выделенным. Это соответствует интуитивному неприятию антропоцентризма с одной стороны и отсутствию, казалось бы, каких-либо астрономических свидетельств в пользу этого, с другой. Оказываясь, однако, что существуют астрономические данные, которые возможно, свидетельствуют об особом положении Солнца и, следовательно, солнечной системы в Галактике. Точнее, следует говорить о возможной выделенности вообще всей галактической орбиты Солнца.

Если угловая скорость вращения спирального узора близка к $\Omega_p \approx 23-24 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$, то это означает, что солнечная орбита расположена вблизи коротационного круга — уникального места в Галактике. Здесь, как мы видим, особые условия звездообразования (не возникает ГУВ), и это, возможно, имеет значение для формирования систем, подобных Солнечной, и даже, быть может, для происхождения жизни (Марочник и Мухин, 1983).

1. Аномальное содержание изотопов плутония, иода и алюминия в Солнечной системе

Важнейшие для космогонии факты заключаются в том, что в ранней истории Солнечной системы существуют временные шкалы $T_1 \sim 10^9 - 10^{10}$ лет, $T_2 \sim 10^8$ лет и, возможно, $T_3 \sim 10^6$ лет. Временная шкала T_1 связана с радиоактивной геохронологией долгоживущих нуклидов (^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th), а также с радиоактивной хронологией каменных метеоритов и может рассматриваться как время жизни Солнечной системы. Время, протекающее с момента затвердения каменных метеоритов и образования Земли как изолированной системы, до "сегодняшнего дня", оценивается как $\sim 4,6 \cdot 10^9$ лет, что и составляет величину порядка T_1 . Временные шкалы T_2 и T_3 установлены по "вымершей радиоактивности" нуклидов ^{129}I , ^{244}Pu и ^{26}Al .

Наличие ^{129}I и ^{244}Pu в ранней истории Солнечной системы установлено по избытку ^{129}Xe , являющегося конечным продуктом распада этих нуклидов. Согласно Хохенбергу и др. (1967) к моменту удержания ксенона в формирующихся метеоритах содержание изотопов иода составляло $^{129}\text{I}/^{127}\text{I} \approx 10^{-4}$, а изотопа плутония $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U} \approx 0,015$ (Подосек, 1978). Поскольку t -процессы галактического нуклеосинтеза приводят к начальному изотопному содержанию $^{129}\text{I}/^{127}\text{I} \sim 1$ и $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U} \sim 1$ (Шрамм, 1978), а периоды полураспада соответствующих элементов $\tau_{1/2} (^{129}\text{I}) = 1,7 \cdot 10^7$ лет и $\tau_{1/2} (^{244}\text{Pu}) = 8,2 \cdot 10^7$ лет, то отсюда время, протекающее с момента поступления в протосолнечное облако радиоактивных нуклидов ^{129}I и ^{244}Pu до начала формирования метеоритов, оказывается порядка $2 - 4 \cdot 10^8$ лет, что и дает шкалу T_2 . Это означает, что приблизительно за 10^8 лет до начала удержания ксенона в метеоритах (оно произошло по $4,6 \cdot 10^9$ лет тому назад), т.е. $4,7 \cdot 10^9$ лет тому назад в протосолнечную туманность были инжектированы "свежие" продукты нуклеосинтеза и, в частности, ^{129}I и ^{244}Pu .

Наличие ^{26}Al в веществе первичной туманности устанавливается по избытку ^{26}Mg (и корреляции последнего с обилием ^{27}Al), являющегося продуктом распада этого короткоживущего нуклида ^{26}Al (^{26}Al) = $0,72 \cdot 10^{-6}$ лет. Согласно Ли и др. (1976) обилие этого изотопа к моменту удержания ^{26}Mg в метеоритах должно было составлять $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \approx 5 \cdot 10^{-5}$. Это приводит к оценке $\sim 10^6$ лет для времени, протекающего от инжекции в протосолнечную туманность свежесинтезированного короткоживущего ^{26}Al до начала формирования метеоритов, что и дает шкалу T_3 . Это означает, что приблизительно за 10^6 лет до удержания Mg в метеоритах, но уже после инжекции иода и плутония произошло событие, вследствие которого в протосолнечном облаке появился ^{26}Al .

Временная шкала $T_3 \sim 10^6$ лет может быть связана с различными причинами — обзор возможных гипотез см., например, в статье Шрамма (1978). Наиболее распространена идея о вспыхе близкой (ближе нескольких десятков парсек) сверхновой, восходящая к ранней работе Олика (1953), который первым, по-видимому, предположил, что вспышки сверхновых могут стимулировать звездообразование. Применительно к вопросу об инжекции ^{26}Al в протосолнечную туманность эта гипотеза детально рассматривалась во многих работах, ссылки на которые можно найти также в обзоре Шрамма (1978).

*) Относительно реальности шкалы T_3 имеются некоторые сомнения (Подосек, 1978; Клейтон, 1979; Скотт, 1982).

Итак, по радиоактивной хронологии нуклидов в космогонии Солнечной системы установлены временные шкалы T_1 , T_2 и, возможно, T_3 . Каково их происхождение? Ривс (1972) первым предположил, что шкала T_2 может быть связана с прохождением досолнечного облака через спиральные рукава Галактики. Позже эту идею использовал Шрамм (1978) и для интерпретации шкалы T_3 .

Поскольку межзвездный газ испытывает сжатие в ГУВ, то последняя, как говорилось, является триггером для процесса звездообразования. Первыми образуются наиболее массивные звезды, которые быстро эволюционируют ($\sim 10^6$ лет), взрываются как сверхновые. Поэтому при вхождении досолнечного облака *) в спиральный рукав естественно ожидать его "загрязнения" продуктами свежего нуклеосинтеза, обязанного взрыву ближайшей сверхновой.

Проблема со шкалой T_2 в том, что до начала удержания ксенона в веществе метеоритов, ^{129}I и ^{244}Pu в течение приблизительно 10^8 лет должны свободно распадаться, чтобы к эпохе удержания ^{129}Xe их обилия соответствовали наблюдаемым данным, приведенным выше. При этом неясно, как протосолнечное облако в течение времени $\sim 10^8$ лет могло находиться в стороне от идущего в Галактике нуклеосинтеза. Идея Ривса заключалась в том, что процесс "загрязнения" протосолнечного облака радиоактивными нуклидами ^{129}I и ^{244}Pu повторялся каждые 10^8 лет, когда облако встречало волну плотности — спиральный рукав. В промежутках между встречами иод и плутоний свободно распадались (детальный расчет такого процесса был сделан Трайведи (1977)). Действительно, угловая скорость вращения Солнца в Галактике $\Omega_0 = 25 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$, угловая скорость вращения спиральной волны плотности согласно Лину и др. (1969) $\Omega_p = 13,5 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$. Досолнечное облако периодически встречается с волной плотности через промежутки времени

$$\Delta T = \pi (\Delta \Omega)^{-1}, \quad (22.1.1)$$

где $\Delta \Omega = \Omega_0 - \Omega_p$. При принятых значениях Ω_0 , Ω_p находим $\Delta T = 2,7 \cdot 10^8$ лет, что объясняет согласно Ривсу происхождение шкалы T_2 (см. рис. 121 а).

После обнаружения шкалы T_3 космогонический сценарий Ривса (1972) был уточнен Шраммом (1978) и стал выглядеть следующим образом. Предпоследняя встреча со спиральным рукавом Галактики ($\sim 4,7 \cdot 10^9$ лет назад) привела к поступлению в протосолнечное облако иода и плутония, которые свободно распадались $\sim 10^8$ лет до последней (перед началом образования Солнечной системы) встречи с волной плотности. Вспышка сверхновой при последней встрече ($\sim 4,6 \cdot 10^9$ лет назад) привела к поступлению ^{26}Al (за $\sim 10^6$ лет до образования Солнечной системы), но без иода и плутония и, возможно, к коллапсу протосолнечного облака. В этом сценарии шкалы T_1 , T_2 и T_3 не связаны единым процессом. Шкалы T_2 и T_3 связаны (последовательными встречами со спиральными рукавами). Одноко сверхновые, поставляющие в протосолнечное облако нуклиды ^{129}I , ^{244}Pu и нуклид ^{26}Al , должны взрываться специальным способом — в одном случае, поставляя все нуклиды или только иод с плутонием, во

*) Под досолнечным будем понимать первичное облако, которое может быть и диффузным и молекулярным, и даже молекулярным комплексом. В процессе эволюции досолнечного облака в нем возникает облако протосолнечное. Под последним будем понимать то газо-пылевое образование (с массой порядка одной или нескольких солнечных масс), из которого уже непосредственно образовалась Солнечная система.

Действительно, при $\Omega_p \approx 25 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$ и $\Omega_p \approx 24 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$ $\Delta\Omega = \Omega_0 - \Omega_p \approx 1 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$ *). Это означает, что Солнце в Галактике расположено вблизи коротационного круга, на котором выполняется условие $\Omega_p = \Omega(R_c)$. В каждой галактике есть только один коротационный круг, который, таким образом, является в ней выделенным местом. Утверждение об исключительности положения Солнца в Галактике делается именно в этом смысле. Точнее, следовало бы говорить о специальных условиях в которых находятся все галактические объекты, лежащие вблизи коротации, в том числе и Солнечная система. Является ли местоположение вблизи коротационного круга необходимым условием для формирования систем, подобных Солнечной, или совпадение случайное? Ответа на этот вопрос пока нет. Сейчас можно сказать немного: с точки зрения проблемы звездообразования (и в частности, рождения Солнца) основная специфика условий вблизи коротации в том, что здесь ударная волна в межзвездном газе, порожденная звездной волной плотности, вырождается в слабую волну сжатия, создающую стационарно действующий ($\sim 10^8$ лет) источник внешнего давления, обжимающего находящиеся здесь облака (подробнее см. § 20). Необходимость постоянно действующего источника внешнего давления для проблемы звездообразования представляется почти несомненной (Пада и др., 1978).

Если использовать модель Шмидта (1965), то в нашей Галактике при $\Omega_p \approx 24 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$ радиус коротации $R_c \approx 10,3 \text{ кпк}$, так что $\Delta R = R_c - R_0 \approx 300 \text{ пк}$. Таким образом, отклонение от коротации порядка $\Delta R/R_0 \approx 0,03$. Разумеется, эта цифра зависит от вида кривой вращения Галактики и носит, скорее, иллюстративный характер, указывая на то, что отклонение Солнца от коротации не слишком велико.

Результаты Гривнева (1981), Павловской и Сучкова (1984), по-видимому, указывают на то, что градиенты возрастов звезд в рукавах Персея и Стрельца, между которыми находится Солнце, направлены в противоположные стороны. Это возможно, лишь если относительная скорость газа и волны плотности меняет знак между этими рукавами, т.е. между ними проходит коротационный круг и, следовательно, Солнце расположено вблизи него. При $\Omega_p \approx 13,5 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$, как принято в схеме Лина и др. (1969), $R_c \approx 16 \text{ кпк}$, и вышеприведенный результат не может быть, по-видимому, объяснен естественным образом.

2. Связь аномалий химического состава Солнечной системы с прохождением спиральных волн плотности

Покажем, что основные шкалы космогонии T_1, T_2, T_3 , могут быть, по-видимому, связаны с прохождением досолнечного облака через спиральные рукава Галактики, причем характерное время эволюционных процессов намного меньше времени жизни облака в волне уплотнения. Последнее означает, что досолнечное облако в процессе своего превращения в протосолнечное состояние находится под действием внешнего давления, необходимого, по-видимому, триггера для звездообразования вообще и солнеобразования, в частности.

Мы приняли по порядку величины $\Omega_p \approx 24 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$. Возьмем для удобства $\Omega_p = 24,6 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$ (см. ниже). Тогда время, которое досолнеч-

*) Современное определение Ω_0 отличается от рекомендованных МАС. Например, в модели Эйнасто (1979) $\Omega_0 = 26 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$. Ясно, однако, что порядковые оценки не изменятся.

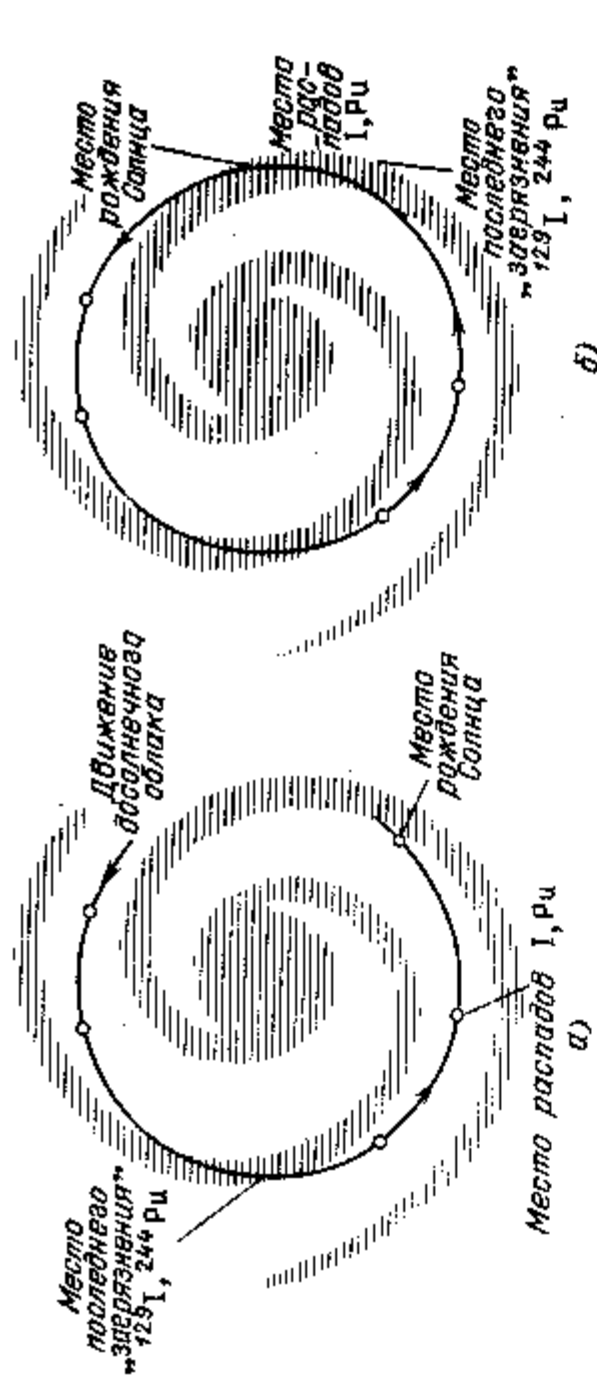


Рис. 121. Сценарий ранней истории Солнечной системы (Марочник, 1983). а) Спиральная структура Галактики обусловлена S-волнами плотности, $\Omega_p = 13,5 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$. Досолнечное облако, пересекая каждые $\sim 10^8$ лет ударную волну перед спиральным рукавом, "загрязняется" продуктами нуклеосинтеза взрывов возникающих здесь сверхновых. Предпоследняя встреча со спиральным рукавом была местом последнего "загрязнения" нуклидами иода и плутония, которые затем свободно распадались в течение $\sim 10^8$ лет, до встречи со следующим рукавом, в котором родилось Солнце. б) Спиральная структура Галактики обусловлена L-волнами, $\Omega_p \approx 24 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$. Досолнечное облако пересекает спиральный рукав только один раз. При вхождении в волну сжатия облако "загрязняется" нуклидами иода и плутония от вспышки близкой сверхновой, которые затем свободно распадаются $\sim 10^8$ лет при движении облака в рукаве. В процессе этого движения досолнечное облако в течение $\sim 5 \cdot 10^8$ лет эволюционирует, превращаясь в протосолнечное. Выйдя из рукава, протосолнечное облако движется в галактическом пространстве между спиральными ветвями $\sim 4,6 \cdot 10^9$ лет, в течение которых последние не оказывают влияния на его эволюцию, приводящую к возникновению Солнечной системы.

втором — только ^{26}Al без плутония и иода. Такой выход из положения кажется не слишком естественным, т.к. образование этих сверхновых происходит в одинаковых условиях и вследствие одних и тех же причин. Они образуются в газе, сжатом ударной волной, возникающей при встрече с очередной волной плотности. В то же время, продукты их нуклеосинтеза, как видим, должны быть различны.

Привлекательность космогонического сценария Ривса заключается в его прямой связи с процессами галактического масштаба — волнами плотности, ответственными за спиральную структуру Галактики. Сценарий основан на значении угловой скорости волны, равной $\Omega_p = 13,5 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$.

В разделах 17–19 мы привели серьезные, как кажется, аргументы в пользу другого значения Ω_p , соответствующего L-моду волн плотности, которое представляется лучше согласующимся с данными наблюдений. Это значение $\Omega_p \approx 23,6 \pm 3,6 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$ (Павловская и Сучков, 1980).

Такое значение Ω_p приводит, оказывается, к совершенно иному космогоническому сценарию (Марочник, 1981; 1983), сохраняющему вместе с тем, основную привлекательную черту сценария Ривса — связь ранней истории Солнечной системы с процессами галактического масштаба. В рамках этого сценария временные шкалы T_1, T_2 и, возможно, T_3 объясняются единым процессом и непринужденным образом. При этом Солнечная система в Галактике, оказывается, находится в исключительном положении — Солнце вращается почти синхронно с волной плотности, что создает специальные условия для эволюции досолнечного облака.

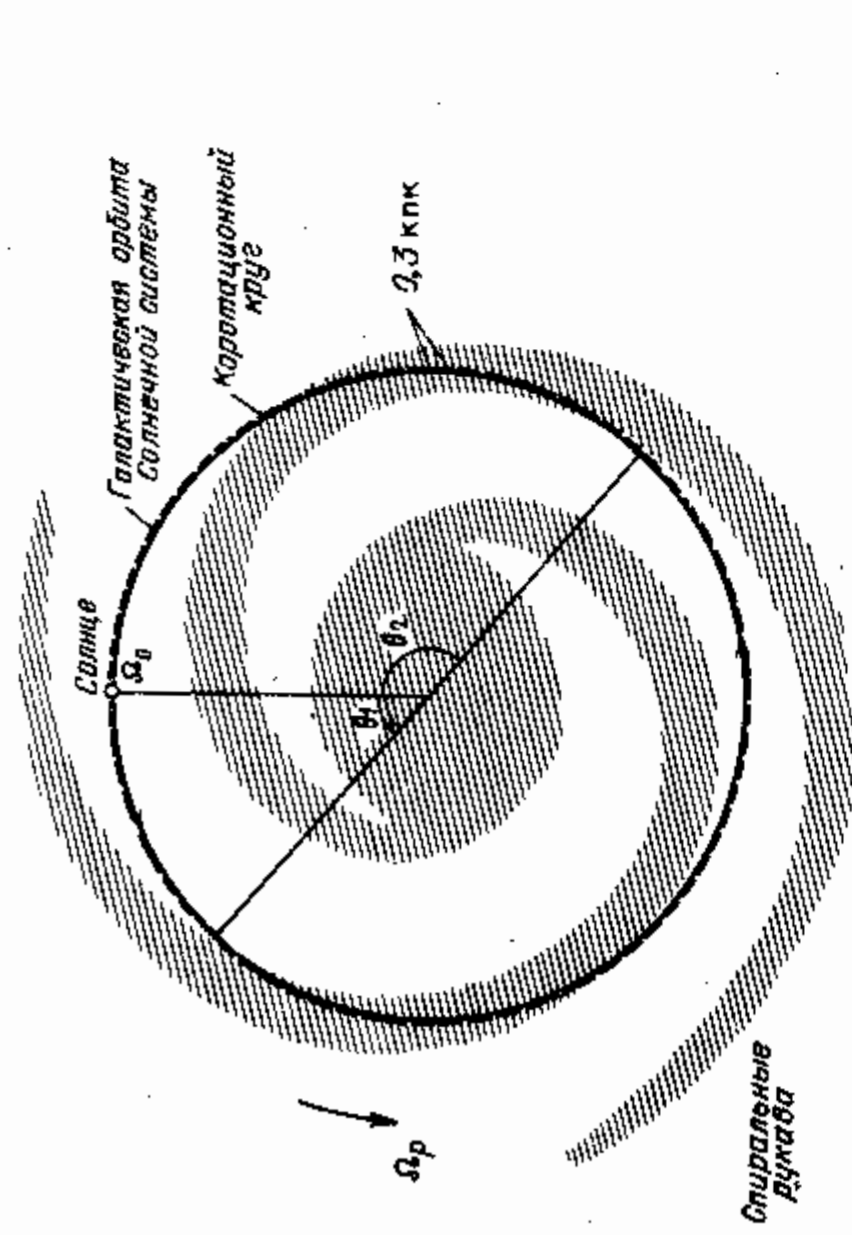


Рис. 122. Схематически изображено современное положение Солнца между спиральными рукавами Персея и Стрельца (Марочник, Мухин, 1983). При фазовом угле $\chi_0 = 151^\circ$ (Павловская, Сучков, 1980) $\theta_1 \approx 75^\circ$, $\theta_2 \approx 105^\circ$.

ное облако проводит между последовательными встречами с волнами плотности, найдем из (22.1.1), подставляя $\Delta\Omega = \Omega_0 - \Omega_p = 0,4$ км/с · кпк. Очевидно $\Delta T \approx 8 \cdot 10^9$ лет. Воспользуемся результатами определения параметров спирального узора Галактики Павловской и Сучкова (1980). По данным этих авторов фаза волны у Солнца $\chi_0 = 151^\circ \pm 9^\circ$ (таблица 26). Отсюда следует, что углы на рис. 122 равны $\theta_1 \approx 75^\circ$ и $\theta_2 \approx 105^\circ$. Принимая $R_0 = 10$ кпк, находим, что время, за которое Солнечная система прошла расстояние $R_0 \theta_2$, равно $\tau_2 \approx 4,6 \cdot 10^9$ лет. Время, за которое она пройдет расстояние $R_0 \theta_1$, равно $\tau_1 \approx 3,4 \cdot 10^9$ лет.

Очевидно, $\tau_2 = T_1$, что объясняет происхождение этой временной шкалы; время жизни Солнечной системы (в рамках сделанной гипотезы) есть время, за которое выйдя из рукава Стрельца она дошла до своего современного местонахождения. Когда выше говорилось о соображениях удобства, из-за которых мы выбрали $\Omega_p = 24,6$ км/с · кпк, то имелось в виду именно это обстоятельство (такой подбор Ω_p , при котором выполняется равенство $\tau_2 = T_1$). В действительности, как мы видели в § 21, точность определения Ω_p из наблюдений слишком плоха, чтобы можно было провести справедливую проверку этого утверждения. Если вместе с тем, идти от обратного, полагая справедливой гипотезу о том, что время жизни Солнечной системы есть τ_2 , то это дает $\Omega_p \approx 24,6$ км/с · кпк (с точностью, определяемой точностью нахождения χ_0).

Во всяком случае, для широкого интервала значений $\Omega_p \approx 22 - 28$ км/с · кпк промежутки времени $\Delta T \sim 10^9$ лет. Это совпадает по порядку величины со шкалой T_1 и может означать, что она связана с движением Солнца в межукавном пространстве.

Время, которое облако проводит внутри рукава, есть $\Delta t = \frac{\Delta l}{v_\theta}$. Здесь $v_\theta = \Delta\Omega R_0$ — относительная линейная скорость облака и волны, $\Delta l = \Delta R (\sin i)^{-1}$ — длина дуги окружности, по которой движется досолнечное

облако в спиральном рукаве, ΔR — толщина рукава, i — угол закрутки спирали. При $i = 7^\circ, 5$ и $\Delta R \approx 300$ пк находим $v_\theta \approx 4,0$ км/с, $\Delta l \approx 2,3$ кпк, $\Delta t \approx 5,75 \cdot 10^8$ лет, что по порядку величины и дает шкалу T_2 .

Шкала T_3 , если она вообще реальна, скорее всего, связана с гидродинамикой взаимодействия облака с волной. Звздообразование происходит в молекулярных облаках. Компонента относительной скорости волны и облака, нормальная к фронту, равна:

$$v_1 = [\Omega(R) - \Omega_p] \cdot R \sin i. \quad (22.2.1)$$

При принятых значениях параметров имеем $v_1 \approx 0,5$ км/с. Отсюда время гидродинамических процессов, связанных с взаимодействием волны с газовым облаком размера $\Delta x \sim 1$ пк, порядка $\Delta t_c = \Delta x / v_1 \approx 2 \cdot 10^6$ лет, что по порядку величины близко к шкале T_3 .

Заметим, что шкалы T_1 и T_2 не зависят от модели облака (диффузное, молекулярное и т.п.), а определяются лишь параметрами спиральной структуры Галактики. Шкала T_3 , напротив, зависит от того, каково досолнечное облако. Можно предполагать, что в цепи превращений, которое испытало досолнечное облако в процессе своего превращения в протосолнечное (заметим, что $M \approx 2 - 3 M_\odot$, например, в модели Камерона (1978)) оно прошло через стадию диффузного, а затем уже молекулярного облака. Во всяком случае, как отмечает например Ивенс (1978), наивно считать, что ударная волна от сверхновой, инжектировавшей в облаке ^{26}Al , взаимодействовала с изолированной протосолнечной туманностью, более реально считать, что она взаимодействовала с облаком молекулярным с $M \approx 10^3 - 10^5 M_\odot$.

В условиях близости к коротации досолнечное облако в течение всей жизни в спиральном рукаве находится как бы в стационарных условиях при повышенном внешнем давлении (окружающий газ уплотнен в $\sim 2 - 3$ раза), так как T_2 существенно больше временных шкал основных эволюционных процессов (Марочник, 1983): времени коллапса t_{ff} , времени излучения альеновских волн из облака в среду с более слабым магнитным полем t_A , времени диффузии магнитного поля из облака в среду с более слабым полем t_D .

Это приводит к следующей возможной картине эволюции досолнечного облака. Диффузное облако, попадая в рукав, находится все время в стационарно обжатом внешним давлением состоянии. Оно быстро теряет вращательный момент ($t_A \ll T_2$) и, несмотря на то, что его магнитная энергия больше гравитационной, может начать коллапсировать, под влиянием триггера — внешнего давления волны сжатия. После трансформации в молекулярное, облако быстро теряет магнитное поле ($t_D \ll T_2$) и, следовательно, сохраняет далее угловой момент. Его эволюция также идет в стационарных условиях внешнего обжатия, так как $\Delta t_c \sim t_{ff} \ll T_2$.

В оболочках молекулярных облаков джинсовская масса $M_J \approx 8 - 24 M_\odot$, в их ядрах — $M_J \approx 2 - 4 M_\odot$ (Ивенс, 1978). Это соответствует известному обстоятельству, что массивные звезды образуются вблизи кромок молекулярных облаков, а маломассивные — в их центральных частях. Время эволюции массивных звезд, которые могут взрываться как сверхновые, также порядка $t_d \approx 10^6$ лет. Из сказанного следует, что t_{ff} , Δt_c , $t_d \sim T_3$. Это естественно, если связывать поступление ^{26}Al со взрывом близкой сверхновой,

*) Для данного сценария нет необходимости предполагать, что сначала имелось диффузное облако, которое затем трансформировалось в молекулярное. Облако могло быть с самого начала молекулярным, так как ни оценки временных шкал, ни выводы при этом не меняются.

образовавшаяся, например, во внешних частях молекулярного облака, во внутренней части которого может при этом возникнуть протосолнечная туманность.

Таким образом, можно предполагать, что за время жизни в спиральном рукаве T_2 , досолнечное облако, находясь под влиянием стационарно действующего внешнего давления, порождает в конечном счете, протосолнечную туманность, которую одна или несколько близких сверхновых обогащают алюминием. Выйдя из рукава, протосолнечная туманность движется по своей галактической орбите в межрукавном пространстве в течение времени T_1 . В этот период волны плотности не оказывают влияния на ее эволюцию.

Оценим угловой момент протосолнечной туманности, предполагая, что она возникает в ядре молекулярного облака, где $M_j = 2 M_\odot$ и $\rho_n \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ (Ивенси, 1978). Рассмотрим случаи, когда облако приобретает момент за счет дифференциального вращения Галактики и за счет градиента скорости волны сжатия. При принятых значениях M и ρ_n линейный размер протосолнечного облака составит $\Delta x \approx 0,13 \text{ пк}$. Удельный момент его порядка $q \sim \omega_\alpha (\Delta x)^2$, где ω_α — угловая скорость, сообщаемая облаку соответствующей причиной (α). Угловые скорости, приобретаемые облаком за счет дифференциального вращения Галактики $\omega_{\Delta\Omega}$ и градиента относительной скорости облака и L -волны ω_{v_1} , $\omega_{v_{II}}$ составляют

$$\omega_{\Delta\Omega} = \frac{d(\Omega R)}{dR}, \quad \Omega_{v_1} = \frac{dv_1}{dR}, \quad \omega_{v_{II}} = \frac{dv_{II}}{dR},$$

где v_1, v_{II} — компоненты относительной скорости облака и волны в направлениях нормальном и касательном к рукаву, причем $v_{II} = v_1 \operatorname{ctg} i$, где i дается формулой (22.2.1). Используя модель Галактики Шмидта (1965 г.), находим при $R_0 = 10 \text{ кпк}$, $\Omega = \Omega_0 = 25 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$, $\Omega_p = 24 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$, $d\Omega/dR = -3 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$; $\omega_{\Delta\Omega} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$, $\omega_{v_1} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$, $\omega_{v_{II}} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ км/с} \cdot \text{кпк}$. Отсюда следует, что по порядку величины

$$q \approx \beta \omega_{II} (\Delta x)^2 = \beta \cdot 10^{20} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (22.2.2)$$

что при $\beta \approx 1$ совпадает с удельным моментом планетной системы. Оценка (22.2.2), конечно, груба, так как неясно, какая часть удельного момента волны β передается облаку и не очень уверена оценка величины Δx . Облако с такими параметрами уже не теряет, по-видимому, момент, т.к. для него время излучения альвеновских волн $t_A \approx 2 \cdot 10^8 \text{ лет}$, а время диффузии поля $t_D \approx 4 \cdot 10^6 \text{ лет}$ ($\ll t_A$).

3. Космогонический сценарий происхождения Солнечной системы

Так же как Ривс (1972) и Шрамм (1978), мы полагаем, что Галактика существовала $\sim 7 - 15 \cdot 10^9 \text{ лет}$ до начала сценария, и что межзвездная среда состояла, для простоты, из хорошо перемешанного газа и пыли с тяжелыми элементами большей частью содержащимися в пылинках. Как отмечает Шрамм (1978), возможно, нет необходимости предполагать существование хорошо перемешанной межзвездной среды, так как перемешивание и испарение в ранней солнечной системе могут оказаться достаточными, чтобы получить нужную однородность. Далее, сценарии различаются. Поскольку возраст досолнечного облака меньше, чем $(8 + 4,6) \cdot 10^9 \text{ лет}$, то до "сегодняшнего дня" оно успело всего раз пройти через спиральный рукав. Вторым раз войти в него Солнечная система еще не успела (сейчас Солнце находится между спиральными рукавами Пер-

сея и Стрельца). Облако вошло в спиральную ветвь Стрельца $(4,6 + 0,575) \cdot 10^9 \text{ лет}$ назад. Сжатие газа в поле волны плотности явилось триггером для образования одной или нескольких массивных звезд, которые быстро ($\sim 10^6 \text{ лет}$) по сравнению со временем жизни облака в рукаве (T_2) проэволюционировали, взорвались и "загрязнили" облако продуктами своего нуклеосинтеза (^{12}C , ^{24}Mg). Затем в течение нескольких сотен миллионов лет нуклиды иода и плутония свободно распадались, после чего произошло событие, приведшее к началу формирования Солнечной системы, и, в частности, метеоритного вещества). Облако вышло из спирального рукава $4,6 \cdot 10^9 \text{ лет}$ назад, проведя внутри него $0,575 \cdot 10^9 \text{ лет}$. К этому времени содержание нуклидов иода, плутония и алюминия станет таким, как "нужно" (см. рис. 1216).

С момента выхода из рукава протосолнечное облако "спокойно" эволюционировало $4,6 \cdot 10^9 \text{ лет}$, перемещаясь в галактическом пространстве между рукавами, которые в течение всего этого времени не оказывали на него влияния. В период "жизни" в спиральном рукаве досолнечное облако имело достаточно времени ($\sim 5,75 \cdot 10^8 \text{ лет}$), чтобы превратиться в облако протосолнечное (пройдя, например, через стадию молекулярного облака, фрагментацию, приобрести соответствующий удельный момент), так как, с одной стороны, характерные времена всех процессов существенно меньше, чем T_2 , с другой стороны, в течение всего промежутка времени T_2 оно находилось в квазистационарных условиях повышенного внешнего давления (в волне сжатия), т.е. имелся постоянно действующий триггер для включения процесса солнцееобразования.

То обстоятельство, что Солнце в Галактике находится в специфических условиях близости к коротации, может, конечно, быть чисто случайным и не иметь прямого отношения к формированию Солнечной системы со всеми ее особенностями (вполне определенным образом расположенными планетами, распределением углового момента, жизнью и т.п.).

Мы стремились показать, что близость к коротации создает достаточно специальные условия для эволюции досолнечного облака (например, в течение всего времени жизни $\sim 4,6 \cdot 10^9 \text{ лет}$ протосолнечная туманность ни разу не пересекает спиральные рукава Галактики. Не имеет ли это значения для проблемы происхождения жизни?). Имеющийся сегодня уровень знаний о процессе звездообразования не позволяет сделать однозначный вывод о том, является ли близость к коротации условием необходимым и (или) достаточным для возникновения Солнечной системы

^{*)} Это мог быть взрыв близкой сверхновой, например, стимулировавший коллапс протосолнечного облака и поставивший в него ^{26}Al , но не пополнявший его иодом и плутонием. В данном сценарии такая гипотеза кажется менее специальной, чем в сценарии Шрамма (1978), так как образование сверхновых, поставивших в облако иод и плутоний и отдельно алюминий, происходило, по крайней мере, в разных условиях. Сверхновая, пополнявшая облако нуклидами иода и плутония, образовалась в галактической ударной волне на внутренней кромке рукава, связанной с торжением газа в гравитационном поле волны плотности. Сверхновая же, пополнявшая облако алюминием, возникла позднее внутри рукава. Ее возникновение можно связывать с процессом гидродинамического взаимодействия досолнечного молекулярного облака с волной уплотнения. Сверхновая могла, например, образоваться вблизи кромки молекулярного облака вследствие обжатия его волной, вспыхнуть и "загрязнить" алюминием образовавшуюся (образующуюся) в центральной части облака протосолнечную туманность. Впрочем, с одной стороны, неясно, насколько вообще реальна шкала T_2 , с другой стороны — она может объясниться совершенно иными причинами, связанными не с процессом прохождения облака через волну плотности, а, например, с химическим фракционированием и т.п. (Клейтон, 1978). Поэтому детальное обсуждение природы T_2 пока вряд ли разумно.

с ее особенностями и подобными ей систем. Если однако совпадение не случайное, то системы, подобные Солнечной, могут образовываться в нашей и других галактиках преимущественно вблизи коротационного круга, где их стоит, быть может, искать.

Наличие в Галактике большого числа двойных (или вообще кратных) систем, конечно, ослабляет веру в такое предположение. Более того, казалось бы, из статистики Абта и Леви (1976) следует, как известно, что 10% звезд типа Солнца (по массе) имеют, вероятно, планетные системы (подробное обсуждение этих вопросов дано Шкловским (1980)). Два обстоятельства, как кажется, снижают ценность подобных аргументов: 1) нет наблюдательных оснований считать, что из факта существования вдали от Солнца двойных систем следует и существование планетных, хотя теоретически кажется вероятным, что двойные звезды и планетные системы образуются сходным путем и, следовательно, в сходных условиях. Не исключено тем не менее, что различие в начальных условиях звездообразования вблизи коротации и вдали от нее при прохождении облака через волну плотности может привести к различию в условиях образования двойных звезд и звезд с планетными системами, во всяком случае, подобными нашей, 2) статистика Абта и Леви (1976) основана на анализе звезд, расположенных ближе 300 пк от Солнца, т.е. в зоне коротации. Обычно их результат экстраполируется на всю Галактику, откуда делается вывод о большой распространенности в ней планетных систем типа Солнечной. Не исключено, как видим, что их результат, скорее свидетельствует о противоположном — о большой распространенности планетных систем лишь вблизи коротационного круга, к малой области окрестности которого относятся их исследование. Вообще, любые результаты, свидетельствующие, казалось бы, о множественности систем подобных Солнечной, основанные на анализе фактов, относящихся лишь к окрестностям, например, и др.), всегда могут рассматриваться как аргументы, имеющие противоположный смысл, — свидетельствующие о том, что все это так, но лишь вблизи коротационного круга. Более общий вывод заключается в том, что часто производимая экстраполяция результатов, полученных для окрестностей окрестности, на всю Галактику может оказаться незаконной.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ ТЕРМИНОВ

ВКБ-приближение — приближение Венцеля — Крамерса — Бриллюэна
 ГП — главная последовательность
 ГПНВ — главная последовательность нулевого возраста
 ГР-диаграмма — диаграмма Гершпрунга — Рассела
 ГУВ — галактическая ударная волна
 ЗО — звездообразование
 КСС-гипотеза — гипотеза о квазистационарной спиральной структуре
 МГС — межгалактическая среда
 МЗС — межзвездная среда
 НФМ — начальная функция масс
 ПТ — планетарные туманности
 СЗО — скорость звездообразования
 ФС — функция светимости
 ШС — шаровые скопления

ЛИТЕРАТУРА

Принятые сокращения названий журналов

- АЖ — Астрономический журнал
 АЦ — Астрономический циркуляр
 ДАН — Доклады Академии Наук СССР
 ЖЭТФ — Журнал экспериментальной и теоретической физики
 ПАЖ — Письма в Астрономический журнал
 УФН — Успехи физический наук
 ASS — Astrophysics and Space Science
 Ann. Rev. Astr. — Annual Review of Astronomy and Astrophysics
 ApJ — Astrophysical Journal
 ApJ Lett. — Astrophysical Journal Letters
 ApJ Suppl. — Astrophysical Journal Supplement
 Ap Lett. — Astrophysical Letters
 AsAp — Astronomy and Astrophysics
 AsAp Suppl. — Astronomy and Astrophysics Supplement
 AsJ — Astronomical Journal
 BAAS — Bulletin of the American Astronomical Society
 MN — Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
 PASJ — Publications of the Astronomical Society of Japan
 PASP — Publications of the Astronomical Society of the Pacific
 Phys. Rev. — The Physical Review
 Rev. Mod. Phys. — Reviews of the Modern Physics

Названия коллоквиумов и симпозиумов Международного Астрономического Союза, приведенных в списке литературы

- Colloq. IAU No. 45 (1978) — Chemical and dynamical evolution of our Galaxy/eds. E. Basinska — Grzesik, M. Mayor — Geneva: Geneva Obs.
 Symp. IAU No. 31 (1967) — Radio Astronomy and Galactic System/ed. H. van Woerden — London: Academic Press.
 Symp. IAU No. 38 (1970) — The spiral structure of our Galaxy/eds. W. Becker, G. Contopoulos — Dordrecht: D. Reidel.
 Symp. IAU No. 58 (1974) — The formation and dynamics of galaxies/ed. J. R. Shekeshaf — Dordrecht: D. Reidel.
 Symp. IAU No. 72 (1976) — Abundance effects in classification/eds. B. Hauck, P. C. Keenan — Dordrecht/Boston: D. Reidel.
 Symp. IAU No. 75 (1977) — Star formation/Eds. T. de Jong, A. Maeder — Dordrecht/Boston/London: D. Reidel.
 Symp. IAU No. 85 (1980) — Star clusters/ed. J. E. Hesser — Dordrecht/Boston/London: D. Reidel.
 Symp. IAU No. 96 (1981) — Infrared astronomy/eds. C. G. Wynn — Williams, D. P. Cruikshank — Dordrecht/Boston/London: D. Reidel.
 Symp. IAU No. 97 (1982) — Extragalactic radio sources/eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade — Dordrecht/Boston/London: D. Reidel.

- Абт и Леву, 1976 — Abt H. A., Levy S. G. — ApJ Suppl., v. 30, p. 273.
 Айбен, 1974 — Iben I. J. — Ann. Rev. Astr. v. 12, p. 215.
 Айе и др., 1981 — Iye M., Ueda T., Noguchi M., Aoki S. — Preprint.
 Акер, 1980 — Acker A. — AsAp, v. 89, p. 162.
 Аллен, 1975 — Allen R. — In: La Dynamique des galaxies Spirales/ed. L. Weliachew — Paris: CNRS, p. 157.
 Алькайно, 1979 — Alcaino G. — Vistas in Astronomy, v. 23, p. 1.

- Амбарцумян В. А., 1937—АЖ, т. 14, с. 207.
 Амбарцумян В. А., 1958 — Изв. АН Армянской ССР, сер. физ.-мат. наук, т. 11, с. 9.
 Амбарцумян В. А., 1968 — Проблемы эволюции Вселенной — Ереван: изд-во АН Армянской ССР, с. 85.
 Амбарцумян В. А., 1980 — Ann. Rev. Astr. v. 18, p. 1.
 Антони-Теварог, Демарк, 1977 — Anthony-Twarog B. T., Demarque P. — AsAp, v. 57, p. 471.
 Аоки и др., 1979 — Aoki S., Noguchi M., Iye M. — PASJ, v. 31, p. 737.
 Апгрей, 1962 — Ugrein A. R. — AsJ, v. 67, p. 37.
 Апгрей, 1976 — Ugrein A. R. — BAAS, v. 8, p. 4, 542.
 Апгрей, Армандроу, 1981 — Ugrein A. R., Armadroff T. E. — AsJ, v. 86, p. 1898.
 Аракелян М. А., 1970 — Сообш. Бюроканской обс., т. 41, с. 56.
 Аракелян М. А., 1981 — В кн.: Итоги науки и техники, Астрономия, т. 18, с. 83.
 Ардебег, 1976 — Ardeberg A. — AsAp, v. 46, p. 87.
 Арнет, 1969 — Arnett W. D. — ASS, v. 5, p. 180.
 Арнет, 1978 — Arnett W. D. — ApJ, v. 219, p. 1008.
 Арнет, 1979 — Arnett W. D. — ApJ Lett., v. 230, p. 37.
 Арнет, Клейтон, 1970 — Arnett W. D., Clayton D. D. — Nature, v. 227, p. 780.
 Арни, 1966 — Arny T. T. — ApJ, v. 145, p. 572.
 Бааде, 1944 — Baade W. — ApJ, v. 100, p. 137.
 Бааде, 1958 — Baade W. — In: Stellar populations. Riserche Astron., v. 5/Ed. S. J. O'Connell — Vatican Obs., p. 303.
 Бакел, Вольф, 1976 — Bahcall J. N., Wolf R. A. — ApJ, v. 209, p. 214.
 Бакел, Сонейра, 1980 — Bahcall J. N., Soneira R. M. — ApJ Suppl., v. 44, p. 73.
 Бакел и др., 1983 — Bahcall J. N., Schmidt M., Soneira R. M. — ApJ, v. 265, p. 730.
 Барбанис, Волчер, 1967 — Barbanis B., Wolter L. — ApJ, v. 150, p. 461.
 Баркер, 1978 — Barker T. — ApJ, v. 220, p. 193.
 Барри и др., 1981 — Barry D. C., Cromwell R. H., Hege K., Schoolman S. A. — ApJ, v. 247, p. 210.
 Бартая Р. А., 1979 — Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс. т. 50, с. 1.
 Бархатова К. А., Павловская Е. Д., 1975 — В кн.: Динамика и эволюция звездных систем — М. — Л.: с. 38.
 Баскомб В., 1974 — Переменные звезды, приложение 2, № 9.
 Батлер, 1975 — Butler D. — PASP, v. 87, p. 559.
 Батлер и др., 1978 — Butler D., Dickens R. J., Epps E. — ApJ, v. 225, p. 148.
 Батлер и др., 1979 — Butler D., Kinman T. D., Kraft R. P. — AsJ, v. 84, p. 993.
 Батлер и др., 1982 — Butler D., Kemper E., Kraft R. P., Sützeff N. B. — AsJ, v. 87, p. 353.
 Батчер, 1975 — Butcher H. R. — ApJ, v. 199, p. 710.
 Батчер, 1977 — Butcher H. R. — ApJ, v. 216, p. 372.
 Батчер, Омлер, 1978 — Butcher H. R., Oemler A. — ApJ, v. 219, p. 18.
 Бейкер, Баркер, 1975 — Baker P. L., Barker P. K. — AsAp, v. 36, p. 179.
 Бейкер, Бертон, 1975 — Baker P. L., Burton W. B. — ApJ, v. 198, p. 282.
 Бейкер и др., 1979 — Becker R. H., Holt S. S., Smith B. W., White N. E., Boldt E. A., Mushotzky R. E., Serlemitsos P. J. — ApJ Lett., v. 234, p. 73.
 Бейкер и др., 1980 — Becker R. H., Holt S. S., Smith B. W., White N. E., Boldt E. A., Mushotzky R. E., Serlemitsos P. J. — ApJ Lett., v. 235, p. 5.
 Бейкер, 1981 — Baker D. — Symp. IAU No. 97.
 Беклин, Нойзебауэр, 1968 — Beclin E. E., Neugebauer G. — ApJ, v. 151, p. 145.
 Беклин, Нойзебауэр, 1975 — Beclin E. E., Neugebauer G. — ApJ Lett., v. 200, p. 271.
 Беклин и др., 1978 — Beclin E. E., Matthews K., Neugebauer G., Willner S. P. — ApJ, v. 219, p. 121.
 Белл, Густавфссон, 1982 — Bell R. A., Gustafsson B. — ApJ, v. 255, p. 122.
 Бербидж и др., 1957 — Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F. — Rev. Mod. Phys., v. 29, p. 547.
 Берг, ван ден, 1962 — van den Bergh S. — AsJ, v. 72, p. 70.
 Берг, ван ден, 1969 — van den Bergh S. — ApJ Suppl., v. 19, p. 171.
 Берг, ван ден, 1981 — van den Bergh S. — In: The Structure and evolution of normal galaxies/Eds: S. M. Fall, D. Lynden-Bell — Cambridge: Cambridge Univ. Press, p. 201.
 Бергерон и др., 1983 — Bergeron J., Boksenberg A., Dennefeld M., Tarengi M. — MN, v. 202, p. 125.
 Берман В. Г., Марочник Л. С., Мишуоров Ю. Н., Сучков А. А., 1982 — Препринт ИКИ АН СССР, Пр. — 717; 1983 — ASS, v. 89, p. 177.
 Берман В. Г., Марочник Л. С., Мишуоров Ю. Н., Сучков А. А., Тимонин Л. М., в печати.
 Берман В. Г., Мишуоров Ю. Н., 1980 — Астрофизика, т. 16, с. 71.
 Берман В. Г., Мишуоров Ю. Н., 1981 — ПАЖ, т. 7, с. 590.
 Берман В. Г., Мишуоров Ю. Н., 1982 — АЖ, т. 59, с. 1055.
 Берман, Марк, 1977 — Berman R. H., Mark J. M. K. — ApJ, v. 216, p. 257.

Берман, Марк, 1979 — Bergman R.H., Mark J.W.K. — AsAp, v. 77, p. 31.
 Бертин, 1980 — Bertin G. — Phys. Reports, v. 61, p. 1.
 Берто Ж.-Л., Бламон Ж.-Е., Бургин М.С., Курт В.Г., Смирнов А.С., Шерффер Е.Ю., 1978 — Космические исследования, т. 16, с. 269.
 Бертон 1971 — Burton W.B. — AsAp, v. 10, p. 76.
 Бертон, 1976a — Burton W.B. — Ann. Rev. Astr. & Sp., v. 14, p. 275.
 Бертон Г.Б., 1976b — В кн.: Галактическая и внегалактическая астрономия/Под ред. Г.П. Версера, К.И. Келлермана. — М.: Мир, с. 133.
 Бертон, Банья, 1974 — Burton W.B., Bania T.W. — AsAp, v. 33, p. 425.
 Бертон, Лисц, 1979 — Burton W.B., Liszt H.S. — Symp. IAU No. 84, p. 325.
 Бессель, Викрамасинг, 1979 — Bessel M.S., Wickramasinghe D.T. — ApJ, v. 227, p. 232.
 Бил, Овенден, 1978 — Bui J., Owendon M.W. — ApJ, v. 225, p. 289.
 Бил, Овенден, 1981 — Bui J., Owendon M.W. — MN, v. 196, p. 659.
 Бирман и др., 1972 — Bierman P., Kirpenhahn R., Tscharnuter W., Yorke H. — AsAp, v. 19, p. 113.
 Бисноватый-Коган Г.С., Новиков И.Д., 1980 — АЖ, т. 57, с. 899.
 Бисноватый-Коган и др., 1982 — Bismovaty-Kogan G.S., Chugayev R.S., Kolosov B.I. — AsAp, v. 113, p. 179.
 Блау, 1964 — Blaauw A. — Ann. AsAp, v. 2, p. 213.
 Блитц, Шу, 1980 — Blitz L., Shu F. — ApJ, v. 238, p. 148.
 Блэк, Дальгарно, 1973 — Black J.H., Dalgarno A. — ApJ Lett., v. 184, p. 101.
 Боденхеймер, Свегарт, 1968 — Bodenheimer P., Sweigart A. — ApJ, v. 152, p. 515.
 Бойл, Мак-Клюр, 1975 — Boyle R.J., McClure R. — PASP, v. 87, p. 17.
 Бок, 1977 — Bok B.J. — PASP, v. 89, p. 597.
 Бок Б., Бок П., 1981 — Млечный Путь — М.: Мир.
 Бок, Рейли, 1947 — Bok B.J., Reilly E.F. — ApJ, v. 105, p. 255.
 Бок и др., 1971 — Bok B.J., Cordwell C.S., Cromwell R.H. — In: Dark Nebulae, globules and protostars, ed. V.T. Lynds, p. 33.
 Борзов Г.Г., 1973 — АЖ, т. 50, с. 1041.
 Боросон и др., 1982 — Boroson T.A., Oke J.B., Green R.F. — ApJ, v. 263, p. 32.
 Босма, 1978 — Bosma A. — Thesis — Univ. Groningen, Holland.
 Бочкарев Н.Г., 1979 — Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, № 48/Под ред. И.М. Ойрингеля — М.: Наука, с. 195.
 Боярчук М.Е., 1976 — Изв. Крымской астрофиз. об-с., т. 55, с. 127.
 Брегер, 1968 — Breger M. — PASP, v. 80, p. 578.
 Брегрман, 1981a — Bregman J.N. — In: The phases of the interstellar medium/Ed. J.M. Dickey — NRAO Green Bank, p. 191.
 Брегрман, 1981b — Bregman J.N. — ApJ, v. 250, p. 7.
 Буассе и др., 1981 — Boisse P., Gispert R., Coron N., Wijnbergen J.J., Serra J., Ryter C., Puget J.L. — AsAp, v. 94, p. 265.
 Букбиндер и др., 1980 — Bookbinder J., Cowie L.L., Krolik J.H., Ostriker J.P., Rees M. — ApJ, v. 237, p. 647.
 Бэш, 1981 — Bash F.N. — ApJ, v. 250, p. 551.
 Вагонер, 1973 — Wagoner R. — ApJ, v. 179, p. 343.
 Вагонер и др., 1967 — Wagoner R.V., Fowler W.A., Hoyle F. — ApJ, v. 148, p. 3.
 Вайнер Б.В., Дрыжакова О.В., Загускин В.Л., Марочник Л.С., Резницкий Л.И., 1978 — АЖ, т. 55, с. 3.
 Вайнер Б.В., Шекинов Ю.А., 1984 — УФН, в печати.
 Валлерштейн 1962 — Wallerstein G. — ApJ Suppl., v. 6, p. 407.
 Вамплер и др., 1975 — Wampler E.J., Robinson E.B., Burbidge E.M., Baldwin J.A. — ApJ Lett., v. 198, p. 49.
 Вандервоорт, 1970 — Vandervoort P. — ApJ, v. 161, p. 87.
 Веденов и др., 1962 — Vedenov A.A., Velikhov E.P., Sagdeev R.Z. — Nuclear Fusion Suppl., v. 2, p. 465.
 Вейдеман, 1977 — Weidemann V. — AsAp, v. 61, p. 27.
 Верещагин С.В., Пискунов А.З., 1979 — АЦ, № 1054.
 Верещагин С.В., Пискунов А.З., 1981 — ПЖ, т. 7, с. 90.
 Визру и др., 1981 — Vigroux L., Chieze J.P., Lazareff B. — AsAp, v. 98, p. 119.
 Вилен, 1974 — Wielen R. — Highlights of Astronomy, v. 3, p. 395.
 Вилен, 1977 — Wielen R. — AsAp, v. 60, p. 263.
 Вилен, 1979a — Wielen R. — Symp. IAU, No. 84, p. 133.
 Вилен, 1979b — Wielen R. — Symp. IAU No. 84, p. 144.
 Вилкерсон и др., 1977 — Wilkerson M.S., Strom S.E., Strom K.M. — BAAS, v. 9, p. 649.
 Вильсон, 1976 — Wilson O.C. — ApJ, v. 205, p. 823.
 Вильсон и др., 1981 — Wilson O.C., Vaughan A.H., Michalas D. — Scientific American, v. 244, p. 82.
 Воган, Престон, 1980 — Vaughan A.H., Preston G.W. — PASP, v. 92, p. 385.

Вокулер, 1958 — de Vaucouleurs G. — ApJ, v. 127, p. 487.
 Вокулер, 1959 — de Vaucouleurs G. — Handbuch der Physik, v. 53, p. 275.
 Вокулер, 1961 — de Vaucouleurs G. — ApJ Suppl., v. 5, p. 233.
 Вокулер, 1962 — В кн.: Строение звездных систем — М.: ИЛ.
 Вокулер, 1963 — de Vaucouleurs G. — ApJ Suppl., v. 8, p. 31.
 Вокулер, 1964 — de Vaucouleurs G. — Symp. IAU No. 20, p. 195.
 Вокулер, 1970 — de Vaucouleurs G. — Symp. IAU No. 38, p. 18.
 Вокулер, 1979 — de Vaucouleurs G. — Symp. IAU No. 84, p. 203.
 Вокулер, Пенс, 1978 — de Vaucouleurs G., Pence W.D. — ApJ, v. 83, p. 1163.
 Ворден ван, 1979 — Woerden, van H. — Symp. IAU No. 84, p. 501.
 Воронцов-Вельяминов Б.А., 1964 — АЖ, т. 41, с. 814.
 Воронцов-Вельяминов Б.А., 1968 — АЦ, № 457.
 Воронцов-Вельяминов Б.А., 1978 — Внегалактическая астрономия — М.: Наука.
 Врба, 1977 — Wirta F.J. — Symp. IAU No. 75, p. 243.
 Ву, 1968 — Wu C.S. — Phys. Fluids, v. 11, p. 545.
 Ву и др., 1983 — Wu C.S., Leventhal M., Sarazin C.L., Gull R. — ApJ Lett., v. 269, p. 5.
 Вудвард, 1975 — Woodward P.R. — ApJ, v. 195, p. 61.
 Вудвард, 1976 — Woodward P.R. — ApJ, v. 207, p. 484.
 Вудвард, 1978 — Woodward P.R. — Ann. Rev. Astr. & Sp., v. 16, p. 555.
 Вули и др., 1977 — Wooley R., Martin W.L., Penston M.J., Sinclair J.E., Asian S. — MN, v. 179, p. 81.
 Вусли и др., 1973 — Wooley S.E., Arnett W.D., Clayton D.D. — ApJ Suppl., v. 26, p. 231.
 Гейзенберг, Вайцеккер, 1948 — Heisenberg W., Weizsäcker C.F. — Zs. Phys., v. 125, p. 290.
 Герола, Сейден, 1978 — Gerola H., Seiden P.E. — ApJ, v. 223, p. 129.
 Герола, Сейден, 1979 — Gerola H., Seiden P.E. — BAAS, v. 11, p. 434.
 Гинзбург В.Л., 1981 — Теоретическая физика и астрофизика — М.: Наука.
 Глассголд, Лангер, 1976 — Glassgold A.B., Langer W.D. — ApJ, v. 204, p. 403.
 Глизе, 1969 — Gliese W. — Veröffentlich. Astron. Rechen Inst. Heidelberg, No. 22, p. 1.
 Глизе, 1978 — Gliese W. — Symp. IAU No. 80, p. 79.
 Голдрейх и Кеан, 1974 — Goldreich P., Kwan J. — ApJ, v. 189, p. 441.
 Голдрейх, Линден-Белл, 1965a — Goldreich P., Lynden-Bell D. — MN, v. 130, p. 97.
 Голдрейх, Линден-Белл, 1965b — Goldreich P., Lynden-Bell D. — MN, v. 130, p. 125.
 Горбачук В.Г., 1977 — Космическая газодинамика. — М.: Наука.
 Гордон, Бертон, 1976 — Gordon M.A., Burton W.B. — ApJ, v. 208, p. 346.
 Гордон, Бертон, 1978 — Gordon M.A., Burton W.B. — AsAp, v. 63, p. 7.
 Готесман, Вельяшев, 1975 — Gottesman S., Weliachew L. — ApJ, v. 195, p. 23.
 Гоцка Т.Г., 1975 — АЖ, т. 52, с. 1017.
 Гренон, 1978 — Grenon M. — Publ. obs. Geneva, Ser. B, v. 5, p. 1.
 Гренон, Руфенер, 1981 — Grenon M., Rufener — AsAp Suppl., v. 46, p. 25.
 Гренер и др., 1976 — Grenier S., Da Silva L., Heck A. — Symp. IAU No. 72, p. 215.
 Гринев Е.М., 1981 — ПЖ, т. 7, с. 543.
 Гросс, 1951 — Gross E.P. — Phys. Rev., v. 82, p. 232.
 Грэхем, 1979 — Graham J.A. — Symp. IAU No. 84, p. 195–199.
 Гуревич Л.З., 1954 — В кн.: Вопросы космогонии, т. 2, с. 151.
 Гуревич Л.З., Чернин А.Д., 1975 — АЖ, т. 52, с. 3.
 Гуревич Л.З., Чернин А.Д., 1978 — Введение в космогонии — М.: Наука.
 Гурзядян В.Г., Озерной Л.М., 1980 — Препринт ФИАН, сер. Физика космоса, № 32.
 Гусейнов О.Х., Касумов Ф.К., Юсифов И.М., 1981 — АЖ, т. 58, с. 996–1195.
 Гусейнов О.Х., Касумов Ф.К., Юсифов И.М., 1982 — АЖ, т. 59, с. 51; 312.
 Дайсон, Галлифорд, 1975 — Dyson J.E., Gulliford P. — ASS, v. 37, p. 477.
 Дальгарно, Мак-Крей, 1972 — Dalgarno A., McCrey R.A. — Ann. Rev. Astr. & Sp., v. 10, p. 375.
 Дан, Харрингтон, 1978 — Dahn C.C., Harrington R.S. — Symp. IAU No. 80, p. 129.
 Дафтон и др., 1981 — Dufton P.L., Kane L., McKeith C.D. — MN, v. 194, p. 85.
 Демарк, 1980 — Demarque P. — Symp. IAU No. 85, p. 281.
 Демарк, Мак-Клюр, 1977 — Demarque P., McClure R.D. — In: The evolution of galaxies and stellar populations/Eds. B.M. Tinsley, R.B. Larson — Yale Univ. Obs., p. 199.
 Демарк, Мак-Клюр, 1980 — Demarque P., McClure R.D. — ApJ Lett., v. 242, p. 5.
 Джеймс, Селлеуд, 1978 — James R.A., Sellwood J.A. — MN, v. 182, p. 331.
 Джеймс, 1975 — James K. — ApJ Suppl., v. 29, p. 161.
 Джеймс, 1979 — James K. — ApJ Suppl., v. 39, p. 139.
 Джеймс, Адлер, 1982 — James K., Adler D. — ApJ Suppl., v. 49, p. 425.
 Джеймс, Демарк, 1983 — James K., Demarque P. — ApJ, v. 264, p. 206.
 Джексон, Келмман, 1974 — Jackson P.D., Kellmann S.A. — ApJ, v. 190, p. 53.
 Дженкинс, 1978 — Jenkins E.B. — ApJ, v. 219, p. 845; v. 220, p. 107.
 Дженкинс, Мелой, 1974 — Jenkins E.B., Meloy D.A. — ApJ Lett., v. 193, p. 21.
 Джефертс и др., 1973 — Jefferts K.B., Penzias A.A., Wilson R.W. — ApJ Lett., v. 179, p. 457.
 Джилмор, 1981 — Gilmore G. — MN, v. 195, p. 183.

Джилмор, Рейд — 1983 — Gilmore G., Reid N. — MN, v. 202, p. 1025.
Джинс, 1928 — Jeans J. — Astronomy and cosmogony — Cambridge: Cambridge Univ. Press.
Джованелли, 1979 — Giovanelli R. — Symp. IAU No. 84, p. 533.
Джойл, Абт, 1974 — Joy A., Abt H. — ApJ Suppl., v. 28, p. 1.
Джулиан, 1967 — Julian W.H. — ApJ, v. 148, p. 175.
Дикман, 1978 — Dikman R.L. — ApJ Suppl., v. 37, p. 407.
Докучаев В.И., Озерной Л.М., 1977a — Препринт ФИАН № 14207.
Докучаев В.И., Озерной Л.М., 1977b — Препринт ФИАН № 02866.
Долан, 1975 — Dolan J. — AsAp, v. 39, p. 463.
Допита и др., 1980 — Dopita M.A., D'Odorico S., Benvenuti P. — ApJ, v. 236, p. 628.
Дорашкевич А.Г., Зельдович Я.Б., Сюняев Р.А., 1976 — В кн.: Происхождение и эволюция галактик и звезд — М.: Наука, с. 65.
Дорашкевич А.Г., Колесник И.Г., 1976 — АЖ, т. 53, с. 10.
Дорашкевич А.Г., Шандарин С.Ф., 1974 — АЖ, т. 51, с. 41.
Дункан, 1981 — Duncan D.K. — ApJ, v. 248, p. 651.
Дэвидсон, Нетцер, 1979 — Davidson K., Netzer K. — Rev. Mod. Phys., v. 51, p. 715.
Дэвис, Каммингс, 1975 — Davies R.D., Cummings R.E. — MN, v. 170, p. 95.
Дэвис, Фью, 1979 — Davies R.D., Frew R.W. — Symp. IAU No. 84, p. 81.
Ефремов Ю.Н., 1982 — ПАЖ, т. 8, с. 339.
Ефремов Ю.Н., 1983 — ПАЖ, т. 9, с. 94.
Ефремов Ю.Н., Иванов Г.Р., 1981 — АЖ, т. 58, с. 117.
Ефремов Ю.Н., Иванов Г.Р., 1982 — АЖ, т. 59, с. 117.
Ефремов Ю.Н., Иванов Г.Р., Николай Н.С., 1981 — АЖ, т. 58, с. 401.
Жоржелев, Жоржелев, 1976 — Georgelin Y.M., Georgelin Y.P. — AsAp, v. 49, p. 57.
Занг, 1979 — Zang T. — BAAS, v. 11, p. 608.
Засов А.В., 1981 — В кн.: Итоги науки и техники. Астрономия, т. 18/Под ред. В.П. Архиповой. — М.: ВИНТИ, с. 3.
Зельдович Я.Б., Новиков И.Д., 1975 — Структура и эволюция Вселенной — М.: Наука.
Зельдович Я.Б., Пикельнер С.Б., 1969 — ЖЭТФ, т. 56, с. 316.
Зинн, 1980a — Zinn R. — ApJ Suppl., v. 42, p. 19.
Зинн, 1980b — Zinn R. — ApJ, v. 241, p. 602.
Зонн В., Рудницкий К., 1959 — Звездная астрономия — М.: ИЛ.
Иванникова Е.И., Литвинцев С.И., Максумов М.Н., 1982 — ДАН Тадж. ССР, т. 25, с. 63.
Иванова Л.Н., Имшенник В.С., Надежин Д.К., 1969 — Научные информации астрономии та АН СССР, т. 13, с. 3.
Иванова Л.Н., Имшенник В.С., Четкин В.М., 1977 — АЖ, т. 54, с. 354; 661; 1009.
Ивэнс, 1978 — Evans M.J. — In: Protostars and Planets/Ed. T. Gehrels — Arizona: p. 153.
Иенсен и др., 1976 — Jensen E.B., Strom K.M., Strom S.E. — ApJ, v. 209, p. 748.
Икеучи, 1977 — Ikeuchi S. — Progr. Theor. Phys., v. 58, p. 1742.
Икеучи и др., 1983 — Ikeuchi S., Tomisaka K., Ostriker J.P. — ApJ, v. 265, p. 583.
Имшенник В.С., Надежин Д.К., 1982 — В кн.: Итоги науки и техники. Астрономия, т. 21/Под ред. Р.А. Сюняева — М.: ВИНТИ, с. 63.
Исобе, 1974 — Isobe S. — AsAp, v. 36, p. 327; p. 333.
Йонейма, 1972 — Yonezawa T. — PASJ, v. 24, p. 87.
Йосс, Харткопф, 1979 — Yoss K.M., Hartkopf W.J. — AsJ, v. 84, p. 1293.
Йосс и др., 1981 — Yoss K.M., Karmann P.A., Hartkopf W.J. — AsJ, v. 86, p. 36.
Йоши, Сайо, 1979 — Yoshi Y., Saio H. — PASJ, v. 31, p. 339.
Йывер М., 1974 — Публ. Тартуской обш., т. 53, с. 89.
Калер, 1978 — Kahler J.B. — ApJ, v. 226, p. 947.
Калер, 1979 — Kahler J.B. — ApJ, v. 228, p. 163.
Калнайс, 1965, 1970 — Kalnajs A. — Ph.D. Thesis Harv. Univ., Symp. IAU No. 38, p. 318.
Калнайс, 1971 — Kalnajs A. — ApJ, v. 166, p. 275.
Калнайс, 1972 — Kalnajs A. — ApJ, v. 11, p. 41.
Камерон, 1975 — Cameron A.G.W. — In: Stellar evolution, nuclear astrophysics and nuclear genesis, Chalk River Report, CRL — 41.
Камерон, 1978 — Cameron A.G.W. — In: Protostars and Planets/Ed. T. Gehrels — Arizona.
Каплан С.А., Пикельнер С.Б., 1963 — Физика межзвездной среды — М.: Физматгиз.
Каплан С.А., Пикельнер С.Б., 1974 — Ann. Rev. AsAp, v. 12, p. 113.
Каплан С.А., Пикельнер С.Б., 1979 — Физика межзвездной среды — М.: Наука.
Каплан С.А., Шацова Р.Б., 1975 — АЖ, т. 52, с. 260.
Капуто и др., 1977 — Caputo F. — ASS, v. 49, p. 113.
Капуто и др., 1980 — Caputo F., Castellani V., Martini A. — AsAp, v. 82, p. 305.
Кардашев Н.С., 1983 — Препринт ИКИ АН СССР, Пр — 728.
Кардини и др., 1977 — Cardini D., Mazzitelli I., Rossi L. — ASS, v. 48, p. 283.
Каримова Д.К., Павловская Е.Д., 1973 — АЖ, т. 51, с. 597.
Каримова Д.К., Кукаркин Б.В., Павловская Е.Д., 1976 — Труды Гос. Астрон. Ин-та им. Штернберга, т. 46, с. 76.

Карни, 1979 — Carney B.W. — ApJ, v. 233, p. 877.
Карни, 1980 — Carney B.W. — ApJ Suppl., v. 42, p. 481.
Карни, Петерсон, 1981 — Carney B.W., Peterson R. — ApJ, v. 245, p. 238.
Касоли, Комбис, 1982 — Casoli F., Combes F. — AsAp, v. 110, p. 287.
Кастеллани, 1977 — Castellani V. — Colloq. IAU No. 45, p. 133.
Кастеллани, Мельчиори, 1981 — Castellani V., Melchiorri M. — ASS, v. 80, p. 289.
Като, 1968 — Kato S. — ASS, v. 2, p. 37.
Като, 1970 — Kato S. — PASJ, v. 22, p. 285.
Керель, 1978 — Cayrel de Strobel G. — Symp. IAU No. 85, p. 91.
Керель и др., 1980 — Cayrel de Strobel G., Bentolilla C., Hauck B., Churchod A. — AsAp Suppl., v. 41, p. 405.
Керр, 1967 — Kerr F.J. — Symp. IAU No. 31, p. 239.
Керр, 1969 — Kerr F.J. — Ann. Rev. AsAp, v. 7, p. 39.
Кинг, 1975 — King I. — In: La dynamique des galaxies spirales/Ed. L. Weliachew — Paris: CNRS, p. 417.
Кинг, 1977 — King I. — In: The evolution of galaxies and stellar populations/Eds. B.M. Tinsley, R.B. Larson — Yale Univ. obs., p. 1.
Киппенхан, Чарнута, 1975 — Kippenhahn R., Tscharnuter W. — Lect. Notes Phys., v. 52, p. 79.
Кишнер, Оук, 1975 — Kirshner R.R., Oke J.B. — ApJ, v. 200, p. 574.
Клейтон, 1978 — Clayton D. — In: Protostars and planets/Ed. T. Gehrels — Arizona, p. 13.
Клейтон, 1979 — Clayton D. — Rev. Geophys. Res., v. 17, p. 159.
Клюб, 1977 — Clube S.V.M. — Colloq. IAU No. 45, p. 275.
Клюб, 1978 — Clube S.V.M. — Vistas in Astronomy, v. 22, p. 77.
Кокс, Смит, 1974 — Cox D.P., Smith B.W. — ApJ Lett., v. 189, p. 105.
Колгейт, Мак-Ки, 1969 — Colgate S.A., McKee C. — ApJ, v. 157, p. 623.
Колдуэлл, Острикер, 1981 — Caldwell J.A.R., Ostriker J.P. — ApJ, v. 251, p. 61.
Колесник И.Г., 1979 — Препринт ИКИ АН СССР, Пр — 460.
Коминс, 1981 — Komins V. — MN, v. 194, p. 169.
Кондо и др., 1971 — Condo M., Sofue Y., Unno W. — Progr. Theor. Phys. Suppl., v. 49, p. 120.
Конти и др., 1967 — Conti P.S., Greenstein J.L., Spinrad H., Wallerstein G., Vardya M.S. — ApJ, v. 148, p. 105.
Контонулос, 1966 — Contopoulos G. — J. Math. Phys., v. 7, p. 788.
Контонулос, 1970 — Contopoulos G. — ApJ, v. 160, p. 113.
Контонулос, 1978 — Contopoulos G. — In: Astronomical papers dedicated to Bengt Strömberg/Eds. A. Reiz, T. Andersen — Univ. Obs., Copenhagen, p. 387.
Корменди, 1977 — Kormendy J. — ApJ, v. 217, p. 406.
Корменди, Норман, 1979 — Kormendy J., Norman S.A. — ApJ, v. 233, p. 539.
Корчагин В.И., Марочник Л.С., 1975 — АЖ, т. 52, с. 15; т. 52, с. 7.
Корчагин В.И., Корчагин Л.И., Сучков А.А., 1983 — АЖ, т. 61, с. 478.
Козн, 1980 — Cohen J. — ApJ, v. 241, p. 981.
Козн, 1979 — Cohen R.J. — Symp. IAU No. 84, p. 337.
Козни др., 1980 — Cohen R.J., Cong H., Dame T.M., Thaddeus P. — ApJ Lett., v. 238, p. 53.
Крачгер, 1982 — Crutcher R.M. — ApJ, v. 254, p. 82.
Крафт и др., 1979 — Kraft R.P., Trefzger C.F., Süntzeff N. — Symp. IAU No. 84, p. 463.
Крезе, Меннесер, 1973 — Creze M., Mennessier M. — AsAp, v. 27, p. 281.
Крисциунас, 1975 — Krisciunas R. — PASP, v. 87, p. 699.
Крисциунас, 1977 — Krisciunas R. — AsJ, v. 82, p. 195.
Кровиссер и др., 1978 — Crovisier J., Kazes I., Aubry D. — AsAp Suppl., v. 32, p. 20.
Кровиссер и Казз, 1979 — Crovisier J., Kazes I. — Symp. IAU No. 84, p. 253.
Кроуфорд, Перри, 1976 — Crawford D.L., Perry C.L. — PASP, v. 88, p. 454.
Круит, ван дер, 1972 — van der Kruit P.C., Oort J.H., Mathewson D.S. — AsAp, v. 21, p. 169.
Круит, ван дер, 1973 — van der Kruit P.C. — AsAp, v. 29, p. 231.
Круит, ван дер, Аллен, 1976 — van der Kruit P.C., Allen R.J., Ann. Rev. AsAp, v. 14, p. 417.
Круит, ван дер, Сирл, 1982 — van der Kruit P.C., Searl S. — AsAp, v. 110, p. 61.
Крускал Дж., 1962 — Адиабатические инварианты — М.: ИЛ.
Кузмин Г.Г., 1953 — Публ. Тартуской обш., т. 32, с. 332.
Куликовский П.Г., 1978 — Звездная астрономия — М.: Наука.
Кукаркин Б.В., 1949 — Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд — М.: Гостехиздат.
Кукаркин Б.В., 1974 — Шаровые звездные скопления. — М.: Наука.
Курочкин Н.Е., 1958 — АЖ, т. 35, с. 86.

- Курт, 1981 — Kurt V.G. — In: *Ap. Space. Sci. Rev./Ed. R.A. Syun'yaev* — New-York: v. 1, p. 267.
- Кэннон, 1970 — Cannon R.D. — MN, v. 150, p. 111.
- Лада и др., 1978 — Lada C.J., Blitz L., Elmegreen B.C. — In: *Protostars and planets/Ed. T. Gehrels* — Arizona, p. 241.
- Лазарев, 1975 — Lazareff B. — AsAp, v. 42, p. 25.
- Лайн, 1982 — Lyne A.G. — In: *Supernovae: a survey of current research/Eds. M.J. Rees, R.J. Stoneham* — Dordrecht/Boston/London: D. Reidel, p. 405.
- Лайтман, Шалиро, 1977 — Lightman A.P., Shapiro S.L. — ApJ, v. 211, p. 244.
- Лак, Бонд, 1980 — Luck R.E., Bond H.E. — ApJ, v. 241, p. 218.
- Лак, Бонд, 1981 — Luck R.E., Bond H.E. — ApJ, v. 244, p. 919.
- Лак, 1982 — Luck R.E. — ApJ, v. 256, p. 177.
- Ламберт и др., 1974 — Lambert D.L., Sneden S., Riese L.M. — ApJ, v. 188, p. 97.
- Ландау Л.Д., 1937 — ЖЭТФ, т. 7, с. 203.
- Ларсон В.Г., Равеский М.А., 1980 — АЖ, т. 57, с. 991.
- Ларсон, Старфилд, 1971 — Larson R.B., Starfield S. — AsAp, v. 13, p. 190.
- Ларсон, 1972 — Larson R.B. — Nature Phys. Sci., v. 236, p. 7.
- Ларсон, 1973 — Larson R.B. — Ann. Rev. AsAp, v. 11, p. 219.
- Ларсон, 1974 — Larson R.B. — MN, v. 169, p. 229.
- Ларсон, 1976 — Larson R.B. — MN, v. 176, p. 31.
- Ларсон, 1977 — Larson R.B. — In: *The evolution of galaxies and stellar populations/Eds. B.M. Tinsley, R.B. Larson* — Yale Univ. obs., p. 97.
- Ларсон, 1979 — Larson R.B. — Symp. IAU No. 84, p. 233.
- Ларсон, Тинсли, 1978 — Larson R.B., Tinsley B.M. — ApJ, v. 219, p. 46.
- Лау и др., 1976 — Lau Y.Y., Lin C.C., Mark J.W.K. — Proc. Nat. Acad. Sci. USA, v. 73, p. 1379.
- Лау, Хаасс, 1979 — Lau Y.Y., Haas J. — Symp. IAU No. 84, p. 154.
- Лебедев В.И., Максумов М.Н., Марочник Л.С., 1965 — АЖ, т. 42, с. 709.
- Леке, 1979 — Lequeux J. — AsAp, v. 71, p. 1.
- Ли и др., 1976 — Lee T., Papanastassiou O.A., Wessenberg G.J. — Geophys. Res. Lett., v. 3, p. 109.
- Либерт и др., 1979 — Liebert J., Dahm C.C., Gresham M., Strittmatter P.A. — ApJ, v. 233, p. 226.
- Лин, 1967 — Lin C.C. — Ann. Rev. AsAp, v. 5, p. 453.
- Лин, 1970 — Lin C.C. — In: *Symp. IAU No. 38*, p. 377.
- Лин, 1971 — Lin C.C. — Highlights of Astronomy, v. 2, p. 88.
- Лин, 1975 — Lin C.C. — In: *La dynamique des galaxies spirales/Ed. L. Weliachew* — Paris: CNRS, p. 491.
- Лин, 1976 — Теор. и прикладн. механика, т. 8, с. 188.
- Лин, Лау, 1979 — Lin C.C., Lau Y.Y. — SIAM, v. 60, p. 97.
- Лин, Марк, 1979 — Lin C.C., Mark J.W.K. — Symp. IAU No. 84, p. 153.
- Лин, Шу, 1964 — Lin C., Shu F. — ApJ, v. 140, p. 646.
- Лин, Шу, 1966 — Lin C., Shu F. — Proc. Nat. Acad. Sci., USA, v. 55, p. 229.
- Лин, Юань, 1978 — Lin C.C., Yuan C. — In: *Astronomical papers dedicated to Bengt Strömberg/Eds. A. Reiz and T. Anderson* — Copenhagen Univ. obs., p. 369.
- Лин и др., 1969 — Lin C.C., Yuan C., Shu F. — ApJ, v. 155, p. 721.
- Лингга, 1981 — Lynga G. — Catalog of open clusters — Obs. de Strassbourg, Centre de données stellaires.
- Лингга, 1982 — Lynga G. — AsAp, v. 109, p. 213.
- Линдблад, 1933 — Lindblad B. — Handbuch der Astrophysik, v. 5/2.
- Линдблад, 1941 — Lindblad B. — Stock. Obs. Ann., v. 13, No. 10.
- Линдблад, 1942 — Lindblad B. — Stock. Obs. Ann., v. 14, No. 1.
- Линдблад, 1958 — Lindblad B. — Stock. Obs. Ann., v. 20, No. 6.
- Линдблад, 1961 — Lindblad B. — Stock. Obs. Ann., v. 21, No. 8.
- Линдблад Б., 1962 — В кн.: *Строение звездных систем* — М.: ИЛ.
- Линдблад, 1963 — Lindblad B. — Stock. Obs. Ann., v. 22, p. 3.
- Линдблад, 1960 — Lindblad B.O. — Stock. Obs. Ann., v. 21, No. 4.
- Линден-Белл, 1962a — Lynden-Bell D. — MN, v. 124, p. 1.
- Линден-Белл, 1962b — Lynden-Bell D. — MN, v. 124, p. 279.
- Линден-Белл, 1967a — Lynden-Bell D. — Symp. IAU No. 31, p. 257.
- Линден-Белл, 1967b — Lynden-Bell D. — MN, v. 136, p. 101.
- Линден-Белл, 1967a — Lynden-Bell D. — In: *Lectures in Applied Math.*, v. 9/Ed. J. Ehlers.
- Линден-Белл, 1979a — Lynden-Bell D. — Symp. IAU No. 84, p. 157.
- Линден-Белл, 1979b — Lynden-Bell D. — MN, v. 187, p. 101.
- Линден-Белл, Калнайс, 1972 — Lynden-Bell D., Kalnajs A. — MN, v. 157, p. 1.
- Линден-Белл, Острикер, 1967 — Lynden-Bell D., Ostriker J.P. — MN, v. 136, p. 273.
- Линдс, 1970 — Lynds R. — Symp. IAU No. 38, p. 26.

- Линдс, Тоомре, 1976 — Lynds R., Toomre A. — ApJ, v. 209, p. 382.
- Лип, Валлерстайн, 1981 — Leep E.M., Wallerstein G. — MN, v. 196, p. 543.
- Лиси, Бертон, 1979 — Liszt H.S., Burton W.B. — Symp. IAU No. 84, p. 343.
- Лиси, Бертон, 1981 — Liszt H.S., Burton W.B. — ApJ, v. 243, p. 778.
- Лиси и др., 1981 — Liszt H.S., Xiang D.L., Burton W.B. — ApJ, v. 249, p. 532.
- Ловелас, Холфелд, 1978 — Lovelace R.V.E., Holfeld R.G. — ApJ, v. 221, p. 51.
- Лозинская Т.А., 1983 — В кн.: *Итоги науки и техники. Астрономия*, т. 22/Под ред. Р.А. Сюняева. — М.: ВНИИТИ, с. 33.
- Локман, 1979 — Lockman F.J. — ApJ, v. 232, p. 761.
- Лоран и др., 1979 — Lorent C., Vidal-Madjar A., York D. — ApJ, v. 229, p. 923.
- Лоу, Линден-Белл, 1976 — Low C., Lynden-Bell D. — MN, v. 176, p. 367.
- Лэйзер, 1963 — Layzer D. — ApJ, v. 137, p. 351.
- Лэйси и др., 1982 — Lacy J.H., Townes C.H., Hollenbach D.J. — ApJ, v. 262, p. 120.
- Любимков Л.С., 1974 — Изв. Крымской астрофиз. обс., т. 52, с. 49.
- Любимков Л.С., 1976 — Изв. Крымской астрофиз. обс., т. 55, с. 112.
- Любимов В.А., Новиков Е.Г., Нозик В.З., Третьяков Е.Ф., 1980 — Ядерная физика, т. 32, с. 301.
- Льютен, 1968 — Luyten W.J. — MN, v. 139, p. 221.
- Льютен, 1977 — Luyten W.J. — Proper motion survey with the 48-inch Schmidt Telescope L.I. — Minneapolis: University of Minnesota.
- Льютен, 1978 — Luyten W.J. — Symp. IAU No. 80, p. 63.
- Майер-Хассельвандер и др., 1982 — Mayer-Hasselwander H.A., Bennet K., Bignami G.F., Buscheri R., D'Amico N., Hermesen W., Kanbach G., Lebrun F., Lichti C.G., Masnon J.L., Paul J.A., Pinkau K., Scarso L., Swaneburg B.N., Wills R.D. — AsAp, v. 105, p. 164.
- Маухара и др., 1979 — Maehara T., Oda N., Okuda H. — ApJ Lett., v. 227, p. 129.
- Майор, 1976 — Mayor M. — AsAp, v. 48, p. 301.
- Майор, 1977 — Mayor M. — Colloq. IAU No. 85, p. 213.
- Мак-Карти и др., 1980 — McCarthy J.F., Forrest W.J., Briotta D.A., Houck J. and J.R. — ApJ, v. 242, p. 965.
- Мак-Ки, Острикер, 1977 — McKee C.F., Ostriker J.P. — ApJ, v. 218, p. 148.
- Мак-Клюр, 1973 — McClure R.D. — Symp. IAU No. 50, p. 162.
- Мак-Клюр, Кроуфорд, 1971 — McClure R.D., Crawford D.L. — AsJ, v. 76, p. 31.
- Мак-Клюр, Тинсли, 1976 — McClure R.D., Tinsley B. — ApJ, v. 208, p. 480.
- Мак-Клюр, Тейлор, 1977 — McClure R.D., Twarog B.A. — Colloq. IAU No. 45, p. 193.
- Мак-Клюр и др., 1980 — McClure R.D., Cowley A.P., Crampton D. — ApJ, v. 236, p. 112.
- Максумов М.Н., 1980 — Бюлл. Ин-та астрофизики АН Тадж. ССР, № 69-70, с. 3.
- Максумов М.Н., Марочник Л.С. — 1965 — ДАН СССР, т. 164, с. 1019.
- Мандука, 1981 — Manduca A. — ApJ, v. 245, p. 258.
- Манзо и др., 1983 — Manzo G., Peacock A., Taylor B.J., Andresen R.D. — AsAp, v. 122, p. 124.
- Манчестер, 1979 — Manchester R.N. — Austr. J. Phys., v. 32, p. 1.
- Манчестер Р., Тейлор Дж., 1980 — Пульсары — М.: Мир.
- Манчестер, Тейлор, 1981 — Manchester R.N., Taylor J.H. — AsJ, v. 86, p. 1953.
- Марк, 1971 — Mark J. — Proc. Nat. Acad. Sci. USA, v. 68, p. 2095.
- Марк, 1975 — Mark J.W.-K. — In: *La dynamique des galaxies Spirales/Ed. L. Weliachew* — Paris: CRNS, p. 67.
- Марк, 1976a — Mark J.W.-K. — ApJ, v. 203, p. 81.
- Марк, 1976b — Mark J.W.-K. — ApJ, v. 205, p. 363.
- Марк, 1976в — Mark J.W.-K. — ApJ, v. 206, p. 418.
- Марк, 1977 — Mark J.W.-K. — ApJ, v. 212, p. 645.
- Марочник Л.С., 1964 — АЖ, т. 41, с. 264.
- Марочник Л.С., 1966a — АЖ, т. 43, с. 560; 1966b — АЖ, т. 43, с. 919.
- Марочник Л.С., 1968 — Бюлл. Ин-та астрофиз. АН Тадж. ССР, т. 51-52.
- Марочник Л.С., 1970 — АЖ, т. 47, с. 46.
- Марочник Л.С., 1981 — ДАН СССР, т. 261, с. 571.
- Марочник Л.С., Мухин Л.М., 1983 — Препринт ИКИ АН СССР, Пр-761.
- Марочник Л.С., 1983 — ASS, т. 89, с. 61.
- Марочник Л.С., Птицина, 1968 — АЖ, т. 45, с. 516.
- Марочник Л.С., Сучков А.А., 1968a — Препринт Ин-та астрофиз. АН Тадж. ССР, № 1.
- Марочник Л.С., Сучков А.А., 1968b — Препринт Ин-та астрофиз. АН Тадж. ССР, № 2.
- Марочник Л.С., Сучков А.А., 1968в — Препринт Ин-та астрофиз. АН Тадж. ССР, № 3.
- Марочник Л.С., Сучков А.А., 1968г — Препринт Ин-та астрофиз. АН Тадж. ССР, № 4.
- Марочник Л.С., Сучков А.А., 1968д — Препринт Ин-та астрофиз. АН Тадж. ССР, № 5.
- Марочник Л.С., Сучков А.А., 1968е — АЖ, т. 46, с. 319.
- Марочник Л.С., Сучков А.А., 1969a — АЖ, т. 46, с. 524.
- Марочник Л.С., Сучков А.А., 1971 — Бюлл. Ин-та астрофиз. АН Тадж. ССР, № 58.
- Марочник и др., 1972 — Marochnik L.S., Mishurov Yu.N., Suchkov A.A. — ASS, v. 19, p. 285.

- Марочник Л.С., Сучков А.А., 1974 — УФН, т. 112, с. 275.
 Марочник Л.С., Сучков А.А., 1981 — ASS, v. 79, p. 337.
 Марсаков В.А., 1979 — АЦ, № 1069, с. 5.
 Марсаков В.А., 1980 — Статистическое исследование химических и кинематических свойств населения Галактики. Канд. диссертация — Ростов-на-Дону.
 Марсаков В.А., Сучков А.А., 1976 — ПАЖ, т. 2, с. 381.
 Марсаков В.А., Сучков А.А., 1977 — АЖ, т. 54, с. 1232.
 Марсаков В.А., Сучков А.А., 1978а — АЖ, т. 55, с. 472.
 Марсаков В.А., Сучков А.А., 1978б — ПАЖ, т. 4, с. 431.
 Марсаков В.А., Сучков А.А., 1978в — ПАЖ, т. 4, с. 500.
 Марсаков В.А., Сучков А.А., 1980 — АЖ, т. 57, с. 53.
 Марсаков В.А., Сучков А.А., 1982 — Астрофизика, т. 18, с. 367.
 Марсаков В.А., Сучков А.А., 1983а — АЦ, № 1300; АЖ в печати.
 Марсаков В.А., Сучков А.А., 1983б — АЦ, № 1297; АЖ в печати.
 Марсаков В.А., Сучков А.А., Шевелев Ю.Г., 1984 — АЖ, т. 61, с. 463.
 Мейол, 1946 — Mayall N.V. — ApJ, v. 105, p. 148.
 Мендел и др., 1979 — Mengel J.G., Sweigart A.V., Demarque P., Gross P.F. — ApJ Suppl., v. 40, p. 733.
 Местел, 1965 — Mestel L. — Quarterly J. Roy. Astron. Soc., v. 6, p. 161; p. 265.
 Мецгер, 1970 — Mezger G. — Symp. IAU No. 38, p. 107.
 Мецгер, Паулс, 1979 — Mezger G., Pauls T. — Symp. IAU No. 84, p. 357.
 Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., 1977 — Гравитация — М.: Мир.
 Миллер, 1981 — Miller J.S. — PASP, v. 93, p. 681.
 Миллер, 1976 — Miller R.H. — ApJ, v. 207, p. 408.
 Миллер и др., 1970 — Miller R.H., Prendergast K.H., Quirk W.J. — ApJ, v. 161, p. 903.
 Миллер, Скало, 1979 — Miller I.E., Scalo J.M. — ApJ Suppl., v. 41, p. 513.
 Миллс, 1959 — Mills B.Y. — PASP, v. 71, p. 267.
 Михайловский А.Б., Петавашвили В.И., Фридман А.М., 1979 — АЖ, т. 56, с. 279.
 Михалас и Бинни, 1981 — Mihalis D., Binney J. — Galactic astronomy — San Francisco: W.H. Freeman and Co.
 Мишуков Ю.Н., 1973 — В кн.: Динамика галактик и звездных скоплений — Алма-Ата: Наука, с. 25.
 Мишуков Ю.Н., Петлюев В.Н., Сучков А.А., 1975 — ПАЖ, т. 1, с. 8.
 Мишуков Ю.Н., Сучков А.А., 1976а — АЖ, т. 53, с. 206.
 Мишуков Ю.Н., Сучков А.А., 1976б — АЖ, т. 53, с. 488.
 Мишуков Ю.Н., Павловская Е.Д., Сучков А.А., 1977 — АЦ, № 967.
 Мишуков Ю.Н., Павловская Е.Д., Сучков А.А., 1979 — АЖ, т. 56, с. 268.
 Миямото, Нагаи, 1975 — Miyamoto W., Nagai R. — PASJ, v. 27, p. 533.
 Морган, 1970 — Morgan W. — IAU Symp. No. 38, p. 9.
 Морель и др., 1976 — Morel M., Bentolila C., Cayrel de Strobel G., Hauck B. — Symp. IAU No. 72, p. 223.
 Морини, 1981 — Morini I. — AsAp, v. 104, p. 75.
 Морозов А.Г., 1981а — АЖ, т. 58, с. 244.
 Морозов А.Г., 1981б — ПАЖ, т. 7, с. 197.
 Моулд, Хайланд, 1976 — Mould J.R., Hyland A. — ApJ, v. 208, p. 399.
 Мушовис и др., 1974 — Mouschovias T.C., Shu F., Woodward P.R. — AsAp, v. 33, p. 73.
 Мэйлумут, Киришер, 1981 — Malumuth E.H., Kirshner R.P. — ApJ, v. 251, p. 508.
 Мэтьюсон и др., 1972 — Mathewson D.S., van der Kruit P.C., Brow W.N. — AsAp, v. 17, p. 468.
 Мэтьюсон и др., 1974 — Mathewson D.S., Cleary M.N., Murray J.D. — ApJ, v. 190, p. 291.
 Мэтьюсон, Шварц, 1976 — Mathewson D.S., Schwarz M.P. — MN, v. 176, p. 47 p.
 Мэтьюсон и др., 1979 — Mathewson V.L., Ford M.P., Schwarz M.P. — Symp. IAU No. 84, p. 547.
 Некель, Кларе, 1980 — Neckel Th., Klare G. — AsAp Suppl., v. 42, p. 251.
 Ниссен, 1981 — Nissen P. — AsAp, v. 97, p. 145.
 Норрис и др., 1981 — Norris J., Cottrell P.L., Freeman K.C. Da Costa G.S. — ApJ, v. 244, p. 205.
 Огородников К.Ф., 1958 — Динамика звездных систем — М.: Физматгиз.
 Одуз, 1977 — Audouze J. — Colloq. IAU No. 45, p. 79.
 Одуз и др., 1980 — Audouze J., Dennefeld M., Kuhn J. — The Messenger, No. 22, p. 1.
 Одуз и Тинсли, 1976 — Audouze J., Tinsley B. — Ann. Rev. AsAp, v. 14, p. 43.
 Озерной Л.М., 1967 — АЦ № 422, с. 1.
 Озерной Л.М., 1968 — В кн.: Проблемы звездной эволюции и переменные звезды — М.: Наука, с. 13.
 Озерной Л.М., Прилуцкий О.Ф., Розентау И.Л., 1973 — Астрофизика высоких энергий — М.: Атомиздат.
 Озерной Л.М., 1976 — В кн.: Происхождение и эволюция галактик и звезд — М.: Наука, с. 105.
 Озерной Л.М., Черномордик В.В., 1976 — АЖ, т. 53, с. 459.
 Озерной Л.М., Черномордик В.В., 1978 — АЖ, т. 55, с. 236.
 Озерной, 1984 — Ozerov L.M. — Ann. New-York Acad. Sci., v. 336.
 О'Коннел, 1980 — O'Connell R.W. — ApJ, v. 236, p. 430; 1982 — ApJ, v. 257, p. 89.
 Окуда и др., 1979 — Okuda H., Maehara T., Oda V., Sugiyama T. — Symp. IAU No. 84, p. 377.
 Ольсон, Пенья, 1976 — Olson G., Peña J., ApJ, v. 205, p. 527.
 Оорт, 1932 — Oort J. — Bull. Astron. Inst. Nederland, v. 6, p. 249.
 Оорт, 1958 — Oort J., In: Stellar populations. Ricerche Astron., v. 5/Ed. S.J. O'Connell — Vatican Obs., p. 415.
 Оорт, 1962 — Oort J. — In: Interstellar matter in galaxies/Eds L. Woltjer, N.Y. Benjamin.
 Оорт, 1966 — Oort J. — Quarterly J. Roy. Astron. Soc., v. 7, p. 329.
 Оорт, 1973 — Oort J. — Mitteilungen Astron. Gesellschaft, No. 32, p. 15.
 Оорт, 1977 — Oort J. — Ann. Rev. AsAp, v. 15, 295.
 Оорт, 1982 — Oort J. — In: The Galactic Center/Eds G.R. Riegler, R.D. Blandford — New-York: American Inst. of Phys., p. 180.
 Оорти др., 1958 — Oort J., Kerr P.J., Westerhout G. — MN, v. 118, p. 379.
 Опи, 1953 — Opi F. — Irish AsJ, v. 2, p. 219.
 Оппенгеймер, Дэлзертно, 1975 — Oppenheimer M., Dalgarno A. — ApJ, v. 200, p. 419.
 Острикер, 1977 — Ostriker J.P. — Colloq. IAU No. 45, p. 241.
 Острикер, Дэвидсен, 1968 — Ostriker J.P., Daviden A.F. — ApJ, v. 151, p. 679.
 Острикер, Колдуэлл, 1979 — Ostriker J.P., Caldwell J.A.R. — Symp. IAU No. 84, p. 441.
 Острикер, Пиблс, 1973 — Ostriker J.P., Peebles P.J.E. — ApJ, v. 186, p. 467.
 Острикер, Туан, 1975 — Ostriker J.P., Thuan T.X. — ApJ, v. 202, p. 353.
 Острикер и др., 1974 — Ostriker J.P., Peebles P.J.E., Yahil A. — ApJ Lett., v. 193, p. 1.
 Павловская Е.Д., Сучков А.А., 1978 — ПАЖ, т. 4, с. 450.
 Павловская Е.Д., Сучков А.А., 1980 — АЖ, т. 57, с. 280.
 Павловская Е.Д., Сучков А.А., 1981 — АЦ, № 1199, с. 1.
 Павловская Е.Д., Сучков А.А., 1982 — АЖ, т. 59, с. 44.
 Павловская Е.Д., Сучков А.А., 1984 — АЖ, т. 61, № 3.
 Палоуш и др., 1977 — Palous J., Ruprecht J., Dluhnevskaya O.B., Piskunov A.V. — AsAp, v. 61, p. 27.
 Паренаго П.П., 1946 — Курс звездной астрономии — М.: Гостехиздат.
 Паренаго П.П., 1951 — Труды Гос. Астрон. Ин-та им. Штернберга, т. 20.
 Паренаго П.П., 1954 — Курс звездной астрономии — М.: Гостехиздат.
 Паулс и др., 1976 — Pauls T., Downes D., Mezger P.G., Churchwell E. — AsAp, v. 46, p. 407.
 Паша И.И., Смирнов М.А., 1982 — ASS, v. 86, p. 215.
 Пейджел, 1980 — Page B. — In: The structure and evolution of normal galaxies/Eds S.M. Fall, D. Lynden-Bell — Cambridge: Cambridge Univ. Press, p. 221.
 Пейджел, Патчет, 1975 — Page B., Patchett B.E. — MN, v. 172, p. 13.
 Пеймберт, 1977 — Peimbert M. — Colloq. IAU No. 45, p. 149.
 Пеймберт, Серрано, 1982 — Peimbert M., Serrano A. — MN, v. 198, p. 563.
 Пеймберт, Торрес-Пеймберт, 1976 — Peimbert M., Torres-Peimbert S. — ApJ, v. 203, p. 581.
 Пеймберт и др., 1978 — Peimbert M., Torres-Peimbert S., Rayo J.E. — ApJ, v. 220, p. 516.
 Пензиас, 1979 — Penzias A.A. — ApJ, v. 228, p. 430.
 Перальта, 1975 — Peralta M. — T.C. — AsAp, v. 45, p. 87.
 Перрин и др., 1977 — Perrin M.N., Hejlesen P.M., Cayrel de Strobel G., Cayrel R. — AsAp, v. 54, p. 779.
 Петерсон, 1976 — Peterson R.C. — ApJ, v. 206, p. 800; 1978 — ApJ, v. 222, p. 181.
 Петровская И.В., 1981 — Ученые записки ЛГУ, т. 58, с. 97.
 Пиблс, 1972 — Peebles P.J.E. — ApJ, v. 178, p. 371.
 Пиблс, 1974 — Peebles P.J.E. — Symp. IAU No. 58, p. 55.
 Пиблс, Дикке, 1968 — Peebles P.J.E., Dicke R.H. — ApJ, v. 154, p. 891.
 Пиддингтон, 1973 — Piddington J. — ApJ, v. 179, p. 755.
 Пиддингтон, 1978 — Piddington J.H. — ASS, v. 59, p. 237.
 Пикельнер С.Б., 1967 — АЖ, т. 44, с. 915.
 Пикельнер С.Б., 1970 — АЖ, т. 47, с. 752.
 Пикельнер С.Б., 1976 — АЖ, т. 53, с. 449.
 Пикельнер С.Б., Каплан С.А., Засов А.В., 1976 — В кн.: Происхождение и эволюция галактик и звезд/Под ред. С.Б. Пикельнера. — М.: Наука, с. 235.
 Пилачовски и др., 1980 — Pilachowski C.A., Canterna R., Wallerstein G. — ApJ Lett., v. 235, p. 21.
 Пискунов А.Э., Тутуков А.В., Юнгельсон Л.Р., 1979 — ПАЖ, т. 5, с. 81.
 Подосек, 1978 — Podosek F.A. — Ann. Rev. AsAp, v. 16, p. 293.
 Пол, 1979 — Paul J.A. — Symp. IAU No. 84, p. 125.
 Поляченко В.Л., Фридман А.М., 1976 — Равновесие и устойчивость гравитирующих систем — М.: Наука.
 386

Поляченко В.Л., Фридман А.М., 1981 — ПАЗ, т. 7, с. 136.
 Поляченко В.Л., Шухман И.Г., 1980 — АЖ, т. 57, с. 268.
 Прайс, 1974 — Price R.M. — AsAp, v. 33, p. 33.
 Прендергаст, 1970 — Prendergast K. — Symp. IAU No. 38, p. 303.
 Притчет, Кемпбелл, 1980 — Pritchett C., Campbell B. — ApJ, v. 240, p. 768.
 Птицын Д.А., Четкин В.М., 1980 — ПАЗ, т. 6, с. 110.
 Пуанкаре А., 1911 — Poincaré H. — Leçons sur les hypothèses cosmologiques — Paris: Hermann et Fils, p. 100.
 Рейсин и др., 1978 — Rasin R., Oke J.B., Searle L. — ApJ, v. 223, p. 82.
 Рефазли, 1978 — Refaely Y. — ApJ, v. 225, p. 335.
 Ривс Г., 1972 — В кн.: Происхождение солнечной системы/Под ред. Г. Ривса. — М.: Мир, с. 51.
 Рик, Лебовски, 1979 — Rieke G.H., Lebofsky M.J. — Ann. Rev. AsAp, v. 17, p. 477.
 Рис, 1976 — Rees M. — MN, v. 176, p. 483.
 Ричстоун, Оук, 1977 — Richstone D.O., Oke J.B. — ApJ, v. 144, p. 639.
 Робертс, 1966 — Roberts M. — ApJ, v. 144, p. 639.
 Робертс, 1967 — Roberts M. — Symp. IAU No. 31, p. 189.
 Робертс, 1968 — Roberts M. — In: Interstellar ionized hydrogen — New York: Benjamin, p. 617.
 Робертс, 1969 — Roberts W.W. — ApJ, 158, p. 123.
 Робертс, 1979 — Roberts W.W. — Symp. IAU No. 84, p. 175.
 Робертс, Шу, 1972 — Roberts W.W., Shu F. — ApJ, v. 172, p. 49.
 Робертс, Юань, 1970 — Roberts W.W., Yuan C. — ApJ, v. 161, p. 887.
 Робертс и др., 1975 — Roberts W.W., Roberts M.S., Shu F. — ApJ, v. 196, p. 381.
 Роджерсон, Йорк, 1973 — Rogerson J.B., York D. — ApJ Lett., v. 186, p. 95.
 Рольфс, 1972 — Rolfs K. — AsAp, v. 17, p. 246.
 Рольфс К., 1980 — Лекции по теории волн плотности. — М.: Мир.
 Рольфс, Крайчман, 1981 — Rolfs K., Kreitschman J. — ASS, v. 79, p. 289.
 Ромеро, Гомес-Гонсалес, 1981 — Romero, del A., Gomez-Gonzales J. — AsAp, v. 104, p. 83.
 Росселанд, 1928 — Rosseland S. — MN, v. 88, p. 208.
 Ротс, 1975 — Rots A., AsAp, v. 45, p. 25.
 Ротс, Шайн, 1975 — Rots M., Shane W. — AsAp, v. 45, p. 41.
 Рубин, 1979 — Rubin V.C. — Symp. IAU No. 84, p. 211.
 Рубин и др., 1973 — Rubin V.C., Ford W., Kumar C. — ApJ, v. 181, p. 61.
 Рубин и др., 1980 — Rubin V.C., Ford W.K., Thorndad N. — ApJ, v. 238, p. 471.
 Рудакоев и Сагдеев, 1958 — Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. 3, с. 268.
 Рузмайкина Т., 1972 — АЖ, т. 49, с. 1229.
 Саар, 1979 — Saar E. — Symp. IAU No. 84, p. 513.
 Сайо, 1977 — Saio H. — ASS, v. 50, p. 93.
 Сандерс, 1977 — Sanders R.H. — ApJ, v. 217, p. 916; 1979 — Symp. IAU No. 84.
 Сандерс, Хантли, 1976 — Sanders R.H., Huntley J.M. — ApJ, v. 209, p. 53.
 Санчиси, 1976 — Sancisi R. — AsAp, v. 53, p. 159.
 Санчиси и др., 1974 — Sancisi R., Goss W.M., Anderson C., Johansson L.E., Winnberg A. — AsAp, v. 35, p. 445.
 Свейгарт и Гросс, 1978 — Sweigart A.V., Gross P.G. — ApJ, Suppl., v. 36, p. 405.
 Саут, 1963 — Sweet P.A. — MN, v. 125, p. 285.
 Сейден и др., 1979 — Seiden P.E., Schulman L.S., Gerola H. — ApJ, v. 232, p. 702.
 Сейден, Герола, 1982 — Seiden P., Gerola H. — Fundamentals Cosm. Phys., v. 7, p. 241.
 Серра и др., 1980 — Serra G., Puget J.L., Rytter C.E. — AsAp, v. 84, p. 220.
 Силк, 1982 — Silk J. — ApJ, v. 256, p. 514.
 Симкин, 1975 — Simkin S. — ApJ, v. 195, p. 293.
 Симрда, Айбен, 1970 — Simoda M., Iben I., — ApJ, Suppl., v. 22, p. 81.
 Симонсон, 1976 — Simonson S.C. — AsAp, v. 46, p. 261.
 Синха, 1979 — Sinha R.P. — Symp. IAU No. 84, p. 448.
 Сирл, 1971 — Searle L. — ApJ, v. 168, p. 337.
 Сирл, Зинн, 1978 — Searle L., Zinn R. — ApJ, v. 225, p. 357.
 Сирл, Сарджент, 1972 — Searle L., Sargent W.L. — ApJ, v. 173, p. 25.
 Сирл и др., 1973 — Searle L., Sargent W., Bagnulo W. — ApJ, v. 229, p. 578.
 Скоуил, Херш, 1979 — Scoville N.Z., Hersh K. — ApJ, v. 229, p. 578.
 Скотт, 1982 — Scott E.R.D. — Nature, v. 297, p. 361.
 Смит, 1980 — Smith J. — ApJ, v. 238, p. 842.
 Смит, Батлер, 1978 — Smith H.S., Butler D. — PASP, v. 90, p. 671.
 Снеден и др., 1979 — Sneden S., Lambert D., Whitaker R. — ApJ, v. 234, p. 964.
 Соломон, Сандерс, 1980 — Solomon P.M., Sanders D.B. — In: Giant molecular clouds in the Galaxy / Eds P.M. Solomon, M.G. Edmunds — Oxford: Pergamon Press.

Соллпер, 1955 — Salpeter E.E. — ApJ, v. 121, p. 161.
 Соллпер, 1979 — Salpeter E.E. — Symp. IAU No. 84, p. 245.
 Спинрад, 1976 — Spinrad H. — Symp. IAU No. 72, p. 183.
 Спинрад, Тейлор, 1969 — Spinrad H., Taylor B.J. — ApJ, v. 157, p. 1279.
 Спинрад и др., 1978 — Spinrad H., Ostriker J.P., Stone R., Chiu G., Bruzual J. — ApJ, v. 225, p. 56.
 Спитцер, 1956 — Spitzer L. — ApJ, v. 124, p. 20.
 Спитцер, 1978 — Spitzer L. — Physical properties in interstellar medium — New York: J. Wiley and Sons.
 Спитцер, 1981 — Spitzer L. — In: The phases of the interstellar medium / Ed. J.M. Dickey — NRAO, Green Bank, p. 1.
 Спитцер, Шварцшильд, 1951 — Spitzer L., Schwarzschild M. — ApJ, v. 114, p. 385.
 Спитцер, Шварцшильд, 1953 — Spitzer L., Schwarzschild M. — ApJ, v. 118, p. 106.
 Старикова Г.А., 1960 — АЖ, т. 37, с. 476.
 Стори и др., 1982 — Storey I., Straede I., Jorden P., Thorne D., Wall I. — Nature, v. 296, p. 333.
 Стоун, 1970 — Stone M.E. — ApJ, v. 159, p. 277, p. 293.
 Страйжис В.Л., 1977 — Многоцветная фотометрия звезд — Вильнюс: Мокспас.
 Страйжис В.Л., 1982а — Звезды с дефицитом металлов — Вильнюс: Мокспас.
 Страйжис В.Л., 1982б — ASS, v. 81, p. 179.
 Стрёмберг, 1922 — Strömberg G. — ApJ, v. 59, p. 229.
 Стрёмгрен, 1967 — Strömberg B. — Symp. IAU No. 31, p. 323.
 Стрёмгрен и др., 1982 — Strömberg B., Olsen E.H., Gustafsson B. — PASP, v. 94, p. 5.
 Стром и др., 1976а — Strom S.E., Strom K.M., Goad J.W., Vrba F.J., Rice W. — ApJ, v. 204, p. 684.
 Стром и др., 1976б — Strom S.E., Strom K.M. — ApJ Lett., v. 206, p. 11.
 Стром, Стром, 1979 — Strom S.E., Strom K.M. — Symp. IAU No. 84, p. 9.
 Сучков А.А., 1977а — ПАЗ, т. 3, с. 165.
 Сучков А.А., 1977б — ПАЗ, т. 3, с. 204.
 Сучков А.А., 1978 — АЖ, т. 55, с. 972.
 Сучков А.А., 1979 — Строение и эволюция Галактики. Докт. дисс. — М.: Гос. астрон. инст. им. П.К. Штернберга.
 Сучков А.А., 1980 — ПАЗ, т. 6, с. 632.
 Сучков А.А., 1981а — ASS, v. 77, p. 3.
 Сучков А.А., 1981б — АЦ, № 1200.
 Сучков А.А., 1983 — ПАЗ, т. 9, с. 44.
 Сучков А.А., 1984 — ПАЗ, в печати.
 Сучков А.А., Шекинов Ю.А., 1975 — АЖ, т. 52, с. 562.
 Сучков А.А., Шекинов Ю.А., 1979 — АЖ, т. 56, с. 1179.
 Сучков А.А., Шекинов Ю.А., 1981 — ПАЗ, т. 7, с. 617.
 Сучков А.А., Шекинов Ю.А., Эдельман М.А., 1982 — Астрофизика, т. 18, с. 629.
 Сэйвидж и др., 1977 — Savage B.D., Bohlin R.C., Drake J.F., Budich W. — ApJ, v. 216, p. 291.
 Сэйвидж, Матис, 1979 — Savage B.D., Mathis J.S. — Ann. Rev. AsAp, v. 17, p. 73.
 Сэндижд, 1975 — Sandage A. — In: Stars and Stellar Systems, v. 9.
 Сэндижд, 1982 — Sandage A. — ApJ, v. 252, p. 553.
 Сюнцев, 1980 — Süntzeff N.B. — AsJ, v. 85, p. 398.
 Сюняев и др., 1978 — Sunyaev R.A., Tinsley B.M., Meyer D. — Comm. Ap., v. 7, p. 183.
 Таббс, 1980 — Tubbs A.D. — ApJ, v. 239, p. 892.
 Талент, Дюфур, 1979 — Talent D.L., Dufour R.J. — ApJ, v. 233, p. 888.
 Тальбот, Арнетт, 1971 — Talbot R., Arnett W.D. — ApJ, v. 170, p. 409.
 Танэка, Бликер, 1977 — Tanaka Y., Bleeker A.M. — Space Sci. Rev., v. 20, p. 815.
 Таунс и др., 1983 — Towns C.H., Lacy J.H., Geball T.K., Holtzbaach D.H. — Nature, v. 301, p. 661.
 Тварог, 1980а — Twarog B.A. — ApJ, v. 242, p. 242.
 Тварог, 1980б — Twarog B.A. — ApJ Suppl., v. 44, p. 1.
 Тейлор, 1979 — Taylor J.H. — Symp. IAU No. 84, p. 119.
 Тейлор, Манчестер, 1977 — Taylor J.H., Manchester R.N. — ApJ, v. 215, p. 885.
 Тернер, 1979 — Turner B.E. — Symp. IAU No. 84, p. 257.
 Тильхейм, Вольф, 1981 — Thielheim K.O., Wolff H. — ApJ, v. 245, p. 39.
 Тинсли, 1979 — Tinsley B.M. — ApJ, v. 229, p. 1046.
 Тинсли, 1980 — Tinsley B.M. — Fundamentals Cosm. Phys., v. 5, p. 287.
 Тинсли, 1981 — Tinsley B.M. — ApJ, v. 250, p. 758.
 Тинсли, Ларсон, 1979 — Tinsley B.M., Larson R.B. — MN, v. 186, p. 503.
 Тифт, 1961 — Tift W.G. — AsJ, v. 66, p. 390.
 Толин, 1980 — Tohlin J.E. — ApJ, v. 239, p. 417.

- Тонри, 1981 — Tonry J.L. — *ApJ Lett.*, v. 251, p. 1.
Тоомре, 1964 — Toomre A. — *ApJ*, v. 139, p. 1217.
Тоомре, 1969 — Toomre A. — *ApJ*, v. 158, p. 899.
Тоомре, 1970 — Toomre A. — *Symp. IAU No. 38*, p. 334.
Тоомре, 1974 — Toomre A. — *Highlights of Astronomy*, v. 3, p. 457.
Тоомре, 1977 — Toomre A. — *Ann. Rev. Astr. & Sp.*, v. 15, p. 437.
Тоомре, 1979 — Toomre A. — *Symp. IAU No. 84*, p. 153.
Тоомре, 1981a — Toomre A. — В кн.: Крупномасштабная структура Вселенной — М.: Мир, с. 129.
Тоомре, 1981b — Toomre A. — In: The structure and evolution of normal galaxies / Eds S.M. Fall, D. Lynden-Bell — Cambridge Univ. Press, p. 111.
Тоомре, Тоомре, 1972 — Toomre A., Toomre J. — *ApJ*, v. 178, p. 623.
Торрес-Леймберт, Леймберт, 1977 — Torres-Peimbert S., Peimbert M. — *Rev. Mex. Astron. Astrofiz.*, v. 2, p. 161.
Тоса, 1973 — Tosa M. — *PASJ*, v. 25, p. 191.
Тоси, 1979 — Tosi M. — *Mem. Soc. Astron. Italiana*, v. 50, p. 245.
Трайведи, 1977 — Trivedi B.M.P. — *ApJ*, v. 215, p. 877.
Тримбл, 1979 — Trimble V. — *Symp. IAU No. 84*, p. 585.
Труан, Арнет, 1971 — Truman J.W., Arnett W.D. — *ASS*, v. 11, p. 430.
Труан, Камерон, 1971 — Truman J.W., Cameron A.G.W. — *ASS*, v. 14, p. 179.
Туве, Лундзагер, 1972 — Tuve M.A., Lundsgaard S. — *AsJ*, v. 77, p. 652.
Тулли, 1974 — Tully R.B. — *ApJ Suppl.*, v. 27, p. 415.
Тум и др., 1980 — Tsum C., Mezger P.G., Rankin V. — *AsAp*, v. 87, p. 269.
Уитмор, Кишнер, 1981 — Whitmore B.C., Kirshner R.P. — *ApJ*, v. 250, p. 43.
Уитфорд, 1977 — Whitford A.E. — *ApJ*, v. 211, p. 527.
Уитфорд, 1978 — Whitford A.E. — *ApJ*, v. 226, p. 777.
Унзольд, 1969 — Unsöld A. — *Science*, v. 163, p. 1015.
Унзольд, 1974 — Unsöld A. — *Der neue Kosmos*, Springer.
Уотсон и др., 1981 — Watson M.G., Willingale R., Grindlay J.E., Hertz P. — *ApJ*, v. 250, p. 142.
Фабер, 1973 — Faber S.M. — *ApJ*, v. 179, p. 731.
Фабер, 1977 — Faber S.M. — In: The evolution of galaxies and stellar populations / Eds V.M. Tinsley, R.B. Larson — Yale Univ. Obs., p. 157.
Фабер, Галлахер, 1976 — Faber S.M., Gallagher J.S. — *ApJ*, v. 204, p. 365.
Фабер, Галлахер, 1979 — Faber S.M., Gallagher J.S. — *Ann. Rev. Astr. & Sp.*, v. 17, p. 135.
Фаулер В., Хойл Ф., 1967 — Фаулер В., Хойл Ф. — В кн.: Нейтринные процессы и образование пар в массивных звездах и сверхновых. — М.: Мир.
Фейтцингер и др., 1981 — Feitzinger J.V., Glassgold A.E., Gerola H., Seiden P.E. — *AsAp*, v. 98, p. 371.
Фелдман, Лин, 1973 — Feldman S.I., Lin C.C. — *Studies in Appl. Math.*, v. 52, p. 1.
Филд, 1965 — Field G.B. — *ApJ*, v. 142, p. 531.
Филд Дж.Б., 1972 — В кн.: Космическая газодинамика. М.: Наука, с. 64.
Филд, 1978 — Field G. — In: Protostars and planets / Ed. T. Gehrels — Arizona.
Филд и др., 1969 — Field G.B., Goldsmith D.W., Habing V.V. — *ApJ Lett.*, v. 155, p. 149.
Филлип, Эгре, 1980 — Philip A.G., Egret D. — *AsAp Suppl.*, v. 40, p. 199.
Филлипс и др., 1981 — Phillips S., Kearsey S., Osborne J.L., Haslam C.G.T., Stoffel H. — *AsAp*, v. 98, p. 286.
Фитцджеральд, 1968 — Fitzgerald M.P. — *AsJ*, v. 73, p. 983.
Фой и др., 1975 — Foy R., Heck A., Mennessier M.O. — *AsAp*, v. 43, p. 175.
Форт и др., 1981 — Forte J.C., Strom S.E., Strom R.M. — *ApJ Lett.*, v. 245, p. 9.
Франк, Рис, 1976 — Frank Y., Rees M.J. — *MN*, v. 176, p. 633.
Фримен, 1970 — Freeman K. — *ApJ*, v. 160, p. 811.
Фрогель и др., 1978 — Frogel J.A., Persson S.E., Aaronson M., Matthews K. — *ApJ*, v. 220, p. 75.
Фуджимото, 1968 — Fujimoto M. — *Symp. IAU No. 29*, p. 453.
Хаасс, 1980 — Haass J.C. — *BAAS*, v. 12, p. 739.
Хаббл, 1936 — Hubble E. — The Realm of the nebulae — New Haven: Yale Univ. Press.
Халсбосх, 1979 — Halsbosch A.N.M. — *Symp. IAU No. 84*, p. 525.
Хансен, Кьергаард, 1971 — Hansen L., Kjaergaard P. — *AsAp*, v. 15, p. 123.
Хансен, 1962 — Хансен L. — *ApJ*, v. 136, p. 594.
Хантер, 1964 — Хантер C. — *ApJ*, v. 139, p. 570.
Хантер, 1970 — Хантер C. — *SIAM*, v. 49, p. 59.
Хантер, 1972 — Хантер C. — *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, v. 4, p. 219.
Хантли, 1977 — Хантли J.M. — *Ph.D. Thesis*.
Харди, 1977 — Hardy E. — *ApJ*, v. 211, p. 718.
Харрис, 1981 — Harris H.C. — *AsJ*, v. 86, p. 707; p. 719.
Харрис, Кантерни, 1979 — Harris W.E., Canterna R. — *ApJ Lett.*, v. 231, p. 19.
Харрис и др., 1978 — Harris W.E., Strom K.M., Strom S.E., Wells D.C. — *PASP*, v. 90, p. 492.
Хартвик, 1976 — Hartwick F.D. — *ApJ*, v. 209, p. 418.
Хартвик и др., 1981 — Hartwick F.D., Barlow D.V., Hesser J.E. — *AsJ*, v. 86, p. 1044.
Хатчингс и др., 1982 — Hutchings J.B., Crampton D., Campbell B., Gower A.C., Morris S.C. — *ApJ*, v. 262, p. 48.
Хаули, 1978 — Hawley S.A. — *ApJ*, v. 224, p. 417.
Хаули, Миллер, 1978 — Hawley S.A., Miller J.S. — *ApJ*, v. 220, p. 609.
Хаякава и др., 1981 — Hayakawa S., Matsumoto T., Murakami H., Uyama K., Thomas J.H., Yamagami T. — *AsAp*, v. 100, p. 116.
Хевнис, 1978 — Hevnes O. — *ASS*, v. 57, p. 401.
Хейлсен, 1980 — Hejlesen P.M. — *AsAp Suppl.*, v. 39, p. 347.
Хейнс, 1977 — Hanes D.A. — *MN*, v. 179, p. 331.
Хербст, Ассуса, 1977 — Herbst W., Assousa G.E. — *ApJ*, v. 217, p. 473.
Хёрнер, 1975 — von Hoerner S. — *Lect. Notes Phys.*, v. 42, p. 53.
Хиршфельд и др., 1978 — Hirschfeld A., McClure R.D., Twarog B.A. — *Symp. IAU No. 80*, p. 163.
Ходж, 1980 — Hodge P.W. — *ApJ*, v. 241, p. 125.
Хойл, 1946 — Hoyle F. — *MN*, v. 106, p. 343.
Хойл, 1953 — Hoyle F. — *ApJ*, v. 118, p. 513.
Хойл, 1958 — Hoyle F. — In: Stellar populations, *Rivista Astron.*, v. 5 / Ed. S.J. O'Connell — Vatican Obs., p. 435.
Хокин, Хол, 1969 — Hockney R.W., Hohl F. — *AsJ*, v. 74, p. 1102.
Хол, 1971 — Hohl F. — *ApJ*, v. 168, p. 343.
Хол, 1975 — Hohl F. — In: La dynamique des galaxies spirales / Ed. L. Weliachew — Paris: CNRS, p. 55.
Холл, 1980 — Hall A.N. — *MN*, v. 191, p. 751.
Холл и др., 1982 — Hall D.N.B., Kleinmann S.G., Scoville N.Z. — *ApJ Lett.*, v. 260, p. 253.
Холопов П.Н., 1981 — Звездные скопления — М.: Наука.
Хоук, Фесен, 1978 — Hawk N., Fesen R. — *Symp. IAU No. 80*, p. 91.
Хохенберг и др., 1967 — Hohenberg C.M., Podosek P.A., Reynolds J.H. — *Science*, v. 156, p. 202.
Хухра, 1977 — Huchra J. — *ApJ*, v. 217, p. 928.
Цейткин, 1957 — Zwicky F. — In: Morphological astronomy — Berlin: p. 194.
Цукерман, Койлер, 1980 — Zuckerman B., Kuyper T. — *ApJ*, v. 235, p. 840.
Чандрасекар С., 1948 — Принципы звездной динамики — М.: ИЛ.
Чандрасекар С., 1973 — Эллипсоидальные фигуры равновесия — М.: Наука.
Чандрасекар, Ферми, 1953 — Chandrasekhar S., Fermi E. — *ApJ*, v. 118, p. 113.
Черномордик и Озерной, 1983 — Черномордик V.E., Ozerov L.M. — *Nature*, v. 303, p. 153.
Черномордик и Озерной, 1984 — Черномордик V.E., Ozerov L.M. — *ASS*, v. 919, p. 7.
Чечеткин В.М., Герштейн С.С., Имшенник В.С., Иванова Л.Н., Хлопов М.Ю., 1980 — *ASS*, v. 67, p. 62.
Чиардулло, Демарк, 1977 — Ciardullo R.S., Demarque P. — *Trans. Yale Univ. Obs.*, v. 33, p. 1.
Чу и др., 1956 — Chew G., Goldberger M., Low F. — *Proc. Roy. Soc.*, v. 236, p. 112.
Шандарин С.Ф., Дорошкевич А.Г., Зельдович Я.Б., 1983 — *УФН*, т. 139, с. 83.
Шаров А.С., 1963 — *АЖ*, т. 40, с. 900.
Шаров А.С., 1976 — *АЖ*, т. 53, с. 702.
Шацова Р.Б., 1965 — Планковское распределение скоростей звезд в окрестности Солнца — Ростов-на-Дону: Ростовский госуниверситет.
Шацова Р.Б., 1982 — В кн.: Астрономический календарь, т. 86 / Под ред. М.М. Дагаева. — М.: Наука, с. 221.
Шайн, 1975 — Shane W. — In: La dynamique des galaxies spirales / Ed. L. Weliachew — Paris: CNRS, p. 217.
Шварц и др., 1975 — Schwarz J., Ostriker J.P., Yahil A. — *ApJ*, v. 202, p. 1.
Шварцшильд, 1907 — Schwarzschild K. — Ueber die Eigenbewegungen der Fixsterne. Nachrichten d. Kgl. Gesellschaft d. Wissenschaften zu Göttingen, p. 614.
Шварцшильд, 1958 — Schwarzschild M. — In: Stellar populations, *Rivista Astron.*, v. 5 / Ed. S.J. O'Connell — Vatican Obs., p. 429.
Швейцер, 1975 — Schweizer F. — In: La dynamique des galaxies spirales / Ed. L. Weliachew — Paris: CNRS, p. 337.
Швейцер, 1976 — Schweizer F. — *ApJ Suppl.*, v. 31, p. 313.
Шевалье, 1977 — Chevalier R.A. — *Ann. New-York Acad. Sci.*, v. 302, p. 106.
Шевалье и Кишнер, 1978 — Chevalier R.A., Kirshner R.P. — *ApJ*, v. 219, p. 931.
Шевалье, Тейс, 1975 — Chevalier R.A., Theys J.C. — *ApJ*, v. 195, p. 53.
Шемп, 1982 — Schemp W.V. — *ApJ*, v. 258, p. 96.
Шкловский И.С., 1976 — Сверхновые звезды — М.: Наука.

- Шкловский И.С., 1980 — Вселенная, жизнь, разум — М.: Наука.
- Шкловский И.С., 1981а — АЖ, т. 58, с. 1017.
- Шкловский И.С., 1981б — ПАЖ, т. 7, с. 479.
- Шкловский И.С., 1984 — Звезды: их рождение, жизнь и смерть — М.: Наука.
- Шкловский И.С., 1983а — ПАЖ, т. 9, с. 345.
- Шкловский И.С., 1983б — ПАЖ, т. 9, с. 474.
- Шмидт, 1963 — Schmidt M. — ApJ, v. 137, p. 758.
- Шмидт, 1965 — Schmidt M. — Stars and stellar systems, v. 4, p. 513.
- Шмидт, 1975 — Schmidt M. — ApJ, v. 202, p. 22.
- Шмидт-Калер, 1975 — Schmidt-Kahler Th. — Vistas in Astronomy, v. 19, p. 69.
- Шмидт-Калер, Вигандт, 1980 — Schmidt-Kahler Th., Wiegandt R. — AsAp, v. 82, p. 238.
- Шоммер, Салливэн, 1976 — Schommer R., Sullivan W. — Ap Lett., v. 17, p. 191.
- Шрамм, 1978 — Schramm D.N. — In: Protostars and Planets / Ed. T. Gehrels—Arizona.
- Шу, 1970а — Shu F. — ApJ, v. 160, p. 89.
- Шу, 1970б — Shu F. — ApJ, v. 160, p. 99.
- Шу и др., 1971 — Shu F., Stachnik R., Yost J. — ApJ, v. 166, p. 465.
- Шу и др., 1972 — Shu F., Milione V., Gebel W., Yuan C., Goldsmith D.W., Roberts W.W. — ApJ, v. 173, p. 557.
- Шу и др., 1973 — Shu F., Milione V., Roberts W.W. — ApJ, v. 183, p. 819.
- Шустер, 1979 — Schuster W.J. — Rev. Mex. Astron. Astrof., v. 4, p. 307.
- Щекинов Ю.А., 1979 — Астрофизика, т. 15, с. 347.
- Эгген, 1962 — Eggen O.J. — Roy. Obs. Bull., v. 51, p. 79.
- Эгген, 1964 — Eggen O.J. — Roy. Obs. Bull., v. 84, p. 1.
- Эгген, 1969 — Eggen O.J. — ApJ, v. 155, p. 701.
- Эгген, 1970 — Eggen O.J. — Vistas in Astronomy, v. 12, p. 367.
- Эгген, 1973 — Eggen O.J. — ApJ, v. 182, p. 821.
- Эгген, 1976 — Eggen O.J. — Quarterly J. Roy. Astron. Soc., v. 17, p. 1.
- Эгген, 1977 — Eggen O.J. — PASP, v. 89, p. 187.
- Эгген, 1979 — Eggen O.J. — ApJ, v. 229, p. 158.
- Эгген и др., 1962 — Eggen O.J., Lynden-Bell D., Sandage A., ApJ, v. 136, p. 748.
- Эгген, Сэндидж, 1969 — Eggen O.J., Sandage A. — ApJ, v. 168, p. 669.
- Эддингтон, 1915 — Eddington A.S. — MN, v. 76, p. 37.
- Эйк, Гринштейн, 1980 — Ake T.B., Greenstein J.L. — ApJ, v. 240, p. 859.
- Эйлеси др., 1975 — Eyles C.J., Skinner G.K., Willmore A.A., Rosenberg F.D. — Nature, v. 257, p. 291.
- Эйнасто Я.Э., 1973 — АЦ, № 790.
- Эйнасто, 1979 — Einasto J. — Symp. IAU No. 84, p. 451.
- Эйнасто и др., 1974 — Einasto J., Kaasik A., Saar E. — Nature, v. 250, p. 309.
- Эйнасто и др., 1976 — Einasto J., Jõeveer M., Kaasik A. — Tartu Astron. Obs. Teated, v. 54, p. 3.
- Эйнасто, Кузьмин, 1982 — Einasto V., Kuzmin G. / Eds IAU Commission 33. Structure and dynamics of the Galactic System. Report 1978—81 — Tartu.
- Экертс и др., 1975 — Ekers R.D., Goss W.M., Schwarz J.J., Down D., Rogstad D.H. — AsAp, v. 43, p. 159.
- Экертс и др., 1983 — Ekers R.D., van Gorkom J.H., Schwarz U.J., Goss, w.m. — AsAp, v. 122, p. 143.
- Элмегрин, Лада, 1977 — Elmegreen B.G., Lada C.J. — ApJ, v. 214, p. 725.
- Элмегрин, Элмегрин, 1978 — Elmegreen B.G., Elmegreen D. — ApJ, v. 220, p. 1051.
- Элмегрин, Элмегрин, 1982а — Elmegreen D., Elmegreen B.G. — MN, v. 201, p. 1021.
- Элмегрин, Элмегрин, 1982б — Elmegreen D., Elmegreen B.G. — MN, v. 201, p. 1035.
- Энеев и др., 1973 — Eneev T.M., Sunyaev R.A., Kozlov N.N. — AsAp, v. 22, p. 41.
- Юань, 1969 — Yuan C. — ApJ, v. 158, p. 871, 889.
- Юань, Гросбол, 1981 — Yuan C., Grosbol P. — ApJ, v. 243, p. 432.
- Юханссон и др., 1979 — Johansson L.E.B., Hjalmarson A., Rydbeck O.E.H. — Symp. IAU No. 84, p. 57.
- Яанисте, Саар, 1976 — Jaaniste J., Saar E. — Tartu Astron. Obs. Teated, v. 54, p. 93.
- Ярайс, Вилен, 1974 — Jahreiss H., Wielen R. — Mitteilungen Astron. Gesellschaft, No. 35, p. 212.
- Яхил и др., 1977 — Yahil A., Tamman G.A., Sandage A. — ApJ, v. 217, p. 903.