

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего образования
«Южный федеральный университет»

На правах рукописи



Ткаченко Роман Валерьевич

ОСОБЕННОСТИ ХИМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ
ГАЛАКТИЧЕСКОГО ДИСКА

Специальность 01.03.02 – астрофизика и звездная астрономия

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф.-м. н., профессор
Мишуров Юрий Николаевич

Ростов-на-Дону – 2020

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Исследование особенностей распределения кислорода в Галактическом диске	21
1.1. Наблюдения и статистический анализ данных	22
1.2. Описание теоретической модели.....	25
1.2.1. Формирование галактического диска.....	26
1.2.2. Скорость звездообразования и время жизни звезд.....	29
1.2.3. Эволюция компонент диска.....	33
1.2.4. Синтез кислорода в Галактическом диске	40
1.3. Результаты и обсуждения.....	43
1.3.1. Радиальное распределение кислорода.....	43
1.3.2. Предельные массы предшественников СН II	48
1.4. Выводы по первой главе	54
Глава 2. Исследование локальных особенностей в распределении кислорода	57
2.1. Построение теоретической модели	57
2.2. Результаты и обсуждения.....	61
2.3. Выводы по второй главе.....	68
Глава 3. Исследование радиального распределения железа вдоль Галактического диска.....	71
3.1. Наблюдаемое распределение железа в Галактическом диске.....	73
3.2. Синтез железа в Галактическом диске	74
3.3. Результаты и обсуждения.....	84
3.4. Выводы по третьей главе	94
Глава 4. Локальная функция распределения металличности	97
4.1. Основная идея и метод.....	99
4.2. Модифицированная начальная функция масс	104
4.3. Эффекты модифицированной начальной функции масс, звездных	

блужданий и случайного разброса звезд по металличности	107
4.4. Выводы к четвертой главе.....	110
Заключение.....	112
Приложение А. Влияние разброса цефеид по Галактическим радиусам на распределение кислорода и железа	116
Список литературы.....	119

Введение

Актуальность темы

Исследования химического состава звезд и межзвездного газа играют исключительно важную роль в понимании эволюции галактик. Известно, что тяжелые элементы не могли быть синтезированы в период космологического нуклеосинтеза. Но они могли быть произведены уже на галактической стадии. В основе химической эволюции галактики лежат термоядерные реакции, протекающие в звездах либо в процессе их эволюции, либо во время взрывов, когда вещество звезды выбрасывается в межзвездную среду, будучи уже обогащенным вновь синтезированными химическими элементами. А это означает, что содержание тяжелых элементов в межзвездной среде и во вновь рождающихся звездах должно монотонно возрастать со временем. Поэтому относительное содержание химических элементов может служить индикатором возраста, подразумевая, что бедные металлами звезды в среднем относительно старше, чем богатые металлами. Знания о химическом составе позволяют судить не только о возрастах, но и физических свойствах межзвездного вещества (хорошо известно, что наличие даже небольшого количества тяжелых элементов увеличивает скорость охлаждения межзвездного газа, т.е. стимулирует звездообразование). Тем самым химическая эволюция галактик оказывается тесно связанной с их историей звездообразования.

Стоит отметить, что ввиду развития наблюдательной техники, измеряют не только общую металличность (“металлами” в астрофизике принято называть относительную концентрацию элементов тяжелее водорода и гелия), но и детальный химический состав. Соответственно, и от современной теории химической эволюции галактик теперь уже требуются сценарии, объясняющие не только

общую (среднюю) металличность, но и соотношение содержаний отдельных химических элементов на каждом этапе эволюции галактик.

Отличительной особенностью исследования содержания различных элементов в нашей Галактике является то, что есть возможность измерить химический состав отдельных звезд, причем как в локальной солнечной окрестности, так и на достаточно далеких расстояниях от нее. Изучению химической эволюции нашей Галактики и посвящена настоящая диссертация.

Остановимся вкратце на основных этапах развития представлений о химической эволюции Млечного пути. Первые исследования в этой области были посвящены изучению объектов в непосредственной близости к Солнцу. Следовательно, и первые теории химической эволюции были направлены на объяснение того, как эволюционирует солнечная окрестность. В работах тех лет (например, [1,2,3] и др.), посвященных этой теме, были раскрыты возможности указанного направления исследований в изучении истории звездообразования и обогащения Галактики тяжелыми элементами. Поскольку в качестве наблюдательного материала в цитированных статьях использовались маломассивные звезды в близкой окрестности Солнца, то результатом обработки наблюдательных данных явилось среднее содержание металлов в солнечной окрестности и распределение звезд по металличности.

С целью объяснения указанных данных была разработана так называемая “закрытая” (closed-box) модель химической эволюции галактик, суть которой состояла в том, что, например, галактический диск формировался из вещества, которое однажды (10 – 13 млрд. лет назад) быстро выпало в область будущего диска галактики. Из этого вещества впоследствии формировались звезды, часть которых достаточно быстро эволюционировала (очевидно, это были массивные звезды) и заканчивала свою жизнь сбросом планетарных туманностей или взрывом сверхновых, тем самым обогащая окружающий межзвездный газ тяжелыми элементами.

Однако уже на ранних этапах развития этой теории возникла проблема нехватки бедных металлами звезд в наблюдениях, по сравнению с тем количеством, что предписывали модели тех лет. Впоследствии она была названа проблемой «G – карликов». С целью улучшения согласия теории с наблюдениями был предложен целый ряд возможных усовершенствований теоретических моделей (например, [4, 5, 6] и др.).

Отметим также, что в работах того времени солнечная окрестность рассматривалась как типичная, и химический состав в этой «точке» ассоциировался со всей Галактикой в целом, хотя уже тогда было понятно, что он может в значительной мере изменяться с Галактическим радиусом.

На следующем этапе произошло открытие изменяющегося с галактическим расстоянием химического состава. Сначала такая информация стала доступна для соседних галактик [7]. В последующем радиальные градиенты химического состава были получены для нашей Галактики по зонам III [8,9], из наблюдений по планетарным туманностям [10], рассеянным скоплениям [11] и цефеидам [12,13]. Теоретические исследования на этом этапе ознаменовались работой [14]. В ней, используя подход [5], они уже явно стали рассматривать все входящие в уравнения величины не только как функции времени, но и как функции галактического радиуса. Кроме того, попытки объяснения радиального градиента химического состава были сделаны и в рамках “однозонного” подхода [15].

Заключительным этапом можно назвать открытие разного рода особенностей в распределении химических элементов вдоль галактического радиуса, например, в работе [16] был получен провал в радиальном распределении кислорода по O-B звездам. Впоследствии этот вывод был подкреплён и другими наблюдениями [17].

Вскоре появились обширные спектроскопические данные о содержании химических элементов по цефеидам, которые показали, что распределение

тяжелых элементов является бимодальным с достаточно крутым градиентом внутри солнечного круга и пологим плато во внешней части галактики [18,19,20,21]. Совсем недавно были опубликованы новые, наиболее точные и полные (как по числу наблюдаемых спектральных линий, так и по количеству звезд) данные о содержании кислорода [22,23,24,25] и железа [26,27,28] в цефеидах, охватывающие большой диапазон радиусов (от 5 до 15 кпк) Галактического диска.

Стоит сказать несколько слов о том, почему столько внимания уделяется цефеидам. Дело в том, что они являются массивными яркими звездами, видимыми на больших, хорошо определяемых расстояниях. Будучи молодыми звездами (~ 100 млн. лет), цефеиды не удаляются далеко от места своего рождения. Таким образом, они дают информацию о содержании химических элементов в настоящий момент времени примерно в тех местах, где они и наблюдаются, что очень важно для теоретического моделирования эволюции содержания тяжелых элементов в диске.

Оказалось, что полученные по цефеидам распределения кислорода и железа демонстрируют нетривиальное поведение, которое не удастся описать простой линейной функцией. Они имеют достаточно крутые отрицательные градиенты во внутренней области диска, перегиб и протяженное плато вблизи солнечной окрестности, а также отрицательные градиенты во внешней области диска.

Целью настоящей диссертации является исследование указанных особенностей в распределениях кислорода и железа вдоль Галактического диска, используя новейшие спектроскопические исследования о содержании этих элементов в цефеидах. При этом ключевое внимание уделяется влиянию спиральных рукавов (в частности, коротационному резонансу, см. ниже) на процессы звездообразования и обогащения диска тяжелыми элементами.

Остановимся подробнее на кислороде. Этот элемент был выбран потому, что основным его источником являются сверхновые 2-го типа (будем обозначать их СН II; в настоящей работе к ним отнесены и сверхновые Ib/c). Предшественниками СН II являются массивные молодые звезды, локализующиеся в спиральной рукавах Галактического диска [29]. Из этого следует, что кислород может быть чистым индикатором влияния спиральной структуры на обогащение диска.

В настоящей диссертации усовершенствуется модель формирования радиального распределения кислорода вдоль диска, предложенная в ряде работ [30,31,32] и обобщенная в работе [33]. В них формирование обсуждаемых особенностей в радиальном распределении связано с комбинированным влиянием коротационного резонанса и турбулентной диффузии тяжелых элементов. Дело в том, что согласно теории галактических волн плотности в окрестности коротационного резонанса скорость звездообразования (далее СЗО) должна уменьшаться (формально, на коротационном резонансе $СЗО \rightarrow 0$). Следовательно, если химический элемент производится короткоживущими объектами (например, коллапсирующими СН II), которые в течение своей жизни не могут уйти далеко от места своего рождения в радиальных направлениях, то распределение химического элемента должно демонстрировать провал вблизи коротации. Этот провал затем сглаживается, приводя к распределению металличности в виде плато в окрестности коротационного резонанса.

Стоит отметить, что в работах по химической эволюции коротационный эффект и его влияние на процессы звездообразования и обогащения диска химическими элементами учитывались и в более ранних работах, например, [14,34,35]. Но авторы этих работ использовали модель [36], согласно которой коротация находится на краю диска. Как следствие, ожидать проявления коротации в таких моделях вблизи солнечной окрестности не приходилось.

В настоящей диссертации используется модель волнового узора, согласно которой коротационный резонанс располагается вблизи Солнца [4,37,38,39]. Близость указанного плато в радиальном распределении кислорода (и железа) к положению Солнца в Галактике и наталкивает на идею о том, что коротационный резонанс может повлиять на формирование плато.

Кроме того, рассматриваемые в диссертации методы, позволяют оценить средние массы кислорода, выбрасываемые в расчете на одну вспышку СН II. Это в свою очередь дает возможность ограничить предельные массы предшественников СН II и допустимый класс моделей формирования диска.

Помимо крупномасштабной особенности в распределении кислорода, наблюдаются также локальные особенности – провалы в содержании кислорода (шириной ~ 1 кпк). В настоящей работе такие провалы отождествляются с падением (“локальными потоками”) межгалактического низкометаллического газа ($\sim 0.2 Z_{\odot}$) на галактический диск в течение последних ~ 100 млн лет. Описанный в работе статистический метод позволяет оценить массы предполагаемых потоков, необходимые для объяснения наблюдаемых особенностей.

Переходя к железу, стоит отметить, что оно имеет в своём распределении крупномасштабную особенность, очень похожую на ту, что обнаружена для кислорода – перегиб и плато в той же области галактических расстояний, что и кислород. На первый взгляд вышеупомянутое сходство в распределениях кислорода и железа является неожиданным, поскольку обсуждаемые химические элементы производятся источниками, имеющими различную природу: кислород поставляется в Галактику только очень молодыми СН II [40], тогда как, помимо СН II, значительная часть галактического железа ($\sim 2/3$, согласно [41]) выбрасывается сверхновыми типа Ia (СН Ia). Поскольку долгое время считалось, что прародители СН Ia являются долгоживущими объектами (~ 1 млрд. лет и более), было трудно объяснить происхождение плато в радиальном распределении железа по аналогии с кислородом. Дело в том, что если прародители СН Ia

являются долгоживущими объектами, то они будут рассеяны по большей части диска под влиянием галактических спиральных рукавов [42]. Следовательно, в момент выброса железа в окружающую межзвездную среду сверхновой Ia, прародители которой рождаются вблизи коротационного резонанса, могут находиться далеко от места, где они родились. В этом случае особенность в радиальном распределении железа (подобную кислороду) было бы невозможно объяснить с помощью эффекта коротационного резонансного.

Однако после появления работ [43,44,45,46] было признано, что СН Ia разделяются на два подтипа: короткоживущие (локализующиеся строго в спиральных рукавах) и долгоживущие СН Ia (они были названы “prompt” и “tardy” соответственно; возможные сценарии для этих подтипов будут кратко описаны в параграфе 3.2). Это открытие дает возможность использовать подход, предложенный ранее в [33] и усовершенствованный в настоящей работе, позволяющий объяснить обсуждаемую особенность в радиальном распределении железа, а также оценить вклады всех источников в обогащение Галактики железом.

В настоящей диссертации рассматривается также проблема “G – карликов” – избыточного количества низкометаллических звезд, предсказываемых в теориях нуклеосинтеза в солнечной окрестности, по сравнению с их наблюдаемым количеством. Основная идея состоит в том, что анализируя крупномасштабное радиальное распределение кислорода и железа вдоль галактического диска, полученное по молодым ярким звездам – цефеидам, можно одновременно найти параметры (например, временные зависимости металличности и СЗО на солнечном расстоянии), которые позволяют рассчитать распределение звезд малых масс по металличности в близкой к Солнцу окрестности. В определенном смысле такой подход отличается от широко распространенного метода, когда вначале исследуется локальная окрестность, и лишь затем изучаются распределения химических элементов на более далеких расстояниях от Солнца. В настоящей

работе анализируются различные варианты решения проблемы G-карликов. Ключевым способом является согласование теоретического распределения маломассивных звезд по массе с наблюдаемым распределением. Хорошо известно, что наблюдаемые выборки маломассивных звезд в локальной окрестности Солнца содержат порядка 1% звезд от их реального количества (разумеется, речь идет о звездах, для которых выполнены спектральные определения содержания в них железа). Очевидно также, что “потерянными” (в наблюдениях) будут звезды малой светимости. Поэтому в настоящей диссертации предлагается вначале согласовать теоретическое распределение этих звезд с наблюдаемым, и только затем строить теоретическую функцию распределения звезд по металличности. Это согласование достигается путем переопределения звёздной начальной функции масс. С помощью вышеописанного подхода, а также некоторых дополнительных корректировок, описанных в литературе [47], удастся достичь достаточно хорошего согласия теоретической и наблюдаемой функций распределения металличности для маломассивных звезд в локальной солнечной окрестности.

Результаты, выносимые на защиту

1. Разработана численная модель для исследования химической эволюции Млечного пути, направленная на объяснение как крупномасштабного радиального распределения кислорода и железа в диске Галактики, полученного по ярким молодым цефеидам, так и локальной функции распределения металличности в солнечной окрестности, построенной по звездам - карликам.
2. С помощью разработанных моделей дана интерпретация нелинейных радиальных обилий кислорода и железа вдоль галактического диска, полученных с использованием цефеид. Показано, что такие распределения указанных элементов связаны с комбинированным влиянием

коротационного резонанса (который находится примерно на расстоянии 7 кпк) и турбулентной диффузии элементов в межзвездном газе. При этом в расчетах использовано новое представление для коэффициента турбулентной диффузии, учитывающее кориолисовы осцилляции.

3. Посредством статистического метода поиска наилучшего соответствия теоретического и наблюдаемого распределений кислорода, а также оценок погрешностей искомых параметров были получены средние массы кислорода, выбрасываемые в расчете на одну вспышку сверхновых 2-го типа. В свою очередь, они позволили оценить предельные массы предшественников сверхновых типа II, которые могут участвовать в химической эволюции Млечного пути.
4. С помощью развитого статистического метода были оценены массы потоков низкометаллического межгалактического газа, необходимые для объяснения наблюдаемых локальных провалов в радиальном распределении кислорода в диске Галактики.
5. В результате исследования крупномасштабного наблюдаемого радиального распределения железа оценены средние массы железа, выбрасываемые в расчете на одну вспышку каждого подтипа сверхновых Ia, а также процентные вклады всех источников в обогащение галактического диска железом.
6. Показано, что модели быстрого формирования галактического диска (~2 млрд лет) лучше согласуются с наблюдаемым радиальным распределением кислорода и железа в диске Галактики, чем модели с длинной временной шкалой или *inside-out*.
7. Показано, что результаты крупномасштабного моделирования радиальных распределений кислорода и железа, полученных с использованием данных об обилиях по молодым цефеидам, могут быть совместимы с наблюдаемой

локальной функцией распределения звезд – карликов (имеющим времена жизни, сравнимые и больше возраста Галактики) по металличности. Это достигается, в первую очередь, путем выделения из теоретической модели того числа звезд, которое присутствует в наблюдаемой выборке (вообще говоря, малого по сравнению с тем, что должно иметь место в близкой к Солнцу окрестности галактического диска), при этом распределение звезд по массам в модели также должно соответствовать наблюдаемому. Кроме того, для достижения наилучшего соответствия теоретической и наблюдаемой функции распределения металличности использованы также дополнительные поправки, описанные в литературе.

8. Получено уточненное представление для функции времени жизни маломассивных звезд от массы.

Научная новизна

1. Используя новейшие данные о содержании кислорода и железа в цефеидах, построены их уточненные средние радиальные распределения вдоль Галактического диска, которые свидетельствуют об их нелинейном распределении.
2. Разработан новый алгоритм численного моделирования формирования наблюдаемого нелинейного распределения кислорода и железа по галактическому диску. В частности, уточнено представление коэффициента турбулентной диффузии указанных элементов, учитывающее кориолисовы осцилляции. Используя наблюдательные данные для распределения звезд малой массы по возрастам, получено новое выражение, связывающее время жизни маломассивной звезды с ее массой. Согласно этой зависимости, время от рождения Солнца до его финальной стадии составляет примерно 11.4 млрд лет.

3. Предложен новый механизм, объясняющий локальные провалы в наблюдаемом радиальном распределении кислорода. Основная идея механизма состоит в том, что такие особенности могут образовываться вследствие падения низкометаллического газа на галактический диск от галактик-спутников с характерными временами ~ 100 млн. лет.
4. Предложен новый статистический метод для оценки средних масс выбрасываемого железа в расчете на одну вспышку каждого подтипа сверхновых Ia, а также вклада каждого типа источников железа в обогащение галактического диска.
5. Получены новые оценки предельных масс для предшественников сверхновых типа II, которые хорошо согласуются с наблюдаемыми.
6. Предложен новый подход к решению проблемы “G-карликов”. Основная идея метода заключается в выделении из общего числа звезд – карликов, присутствующих в теоретической модели в окрестности Солнца, такого их количества, которое соответствует числу звезд в наблюдаемых выборках, при этом в выделенной теоретической подвыборке звезд их распределение по массам также должно соответствовать наблюдаемому распределению. Эта процедура выполняется с помощью модификации начальной функции звездных масс. С учетом предложенных ранее в литературе корректирующих факторов удастся достичь хорошего согласования теории с наблюдениями.

Научная и практическая значимость

Полученные в диссертации результаты важны для понимания физики химической эволюции Галактического диска. Проведенные исследования также важны для объяснения наблюдаемых особенностей в распределении кислорода и железа в диске и функции распределения маломассивных звезд по

металличности. Объяснение таких особенностей может значительно ограничить количество допустимых моделей эволюции галактик.

Личный вклад автора

Автор принимал активное участие в постановке задач, статистической обработке наблюдательных данных, создании численных моделей, проведении численных расчетов, анализе результатов моделирования, обсуждении и подготовке к публикации полученных результатов. Все результаты, выносимые на защиту, получены автором в результате совместных исследований с доктором физико-математических наук, профессором Мишуровым Ю.Н.

Достоверность представленных результатов

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов исследования химической эволюции Галактического диска обеспечивается применением хорошо обоснованных теоретических моделей, устойчивостью и сходимостью использованных разностных схем, сравнением с имеющимися данными наблюдений и обсуждением полученных результатов на конференциях и семинарах. Основные результаты опубликованы в авторитетных международных рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК.

Апробация работы

Результаты, представленные в диссертации, были представлены в качестве устных и стендовых докладов:

- на международной конференции:
 - «XXI Mendeleev Congress on General and Applied Chemistry, Symposium- The Periodic Table through Space and Time» (Санкт-Петербург, Россия, 2019 г.)
- на всероссийских конференциях:
 - «ВАК-2017 Астрономия: познание без границ» (Ялта, Крым, 2017 г.)

- «VII Пулковская молодежная астрономическая конференция» (Санкт-Петербург, Россия, 2018 г.)
- «Современная звездная астрономия — 2018» (Москва, 2018 г.)
- «Современная звездная астрономия — 2019» (Нижний Архыз, 2019 г.)
- на региональных конференциях:
 - «Ежегодная научная конференция молодых ученых ЮНЦ РАН» (Ростов-на-Дону, 2016, 2017, 2018, 2019 гг.)
- на конференциях Южного федерального университета:
 - «Студенческая научная конференция Физического факультета ЮФУ» (Ростов-на-Дону, 2016, 2017, 2018, 2019 гг.)

Публикации по теме диссертации

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК

- [A1] Mishurov Y. N., **Tkachenko R. V.** On the radial oxygen distribution in the Galactic disc // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2018. – Т. 473. – №. 3. – С. 3700-3709.
- [A2] Mishurov Y. N., **Tkachenko R. V.** On the radial oxygen distribution in the Galactic disc–II. Effects of local streams // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2018. – Т. 476. – №. 4. – С. 5377-5381.
- [A3] Mishurov Y. N., **Tkachenko R. V.** On the radial iron distribution in the Galactic disc // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2019. – Т. 485. – №. 2. – С. 2225-2234.
- [A4] Mishurov Y. N., **Tkachenko R. V.** Local Metallicity Distribution Function Derived from Galactic Large-scale Radial Iron Pattern Modeling // The Astrophysical Journal. – 2019. – Т. 887. – №. 2. – С. 238.

Другие публикации автора по теме диссертации

- [B1] Mishurov Y. N., Tkachenko R. V. Features of Chemical Evolution in the Galactic Disc //Modern Star Astronomy. Vol. 1, Astronomy-2018 (XIII Congress of the International Public Organization" Astronomical Society"). Conference Abstracts, Moscow: IZMIRAN, 2018. p. 247-249. – 2018. – Т. 1. – С. 247-249.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Общий объем диссертации 132 страницы, включая 21 рисунок, 8 таблиц, 1 приложение и список цитируемой литературы из 133 наименований.

Краткое содержание диссертации

Во Введении рассматривается актуальность данной работы, а также поставленные задачи, обсуждается научная новизна полученных результатов, и оценивается научная значимость и применимость проведенных исследований.

В Главе 1 “Исследование особенностей распределения кислорода в Галактическом диске” рассматривается распределение кислорода, полученное с использованием новейших спектроскопических наблюдений по цефеидам, демонстрирующее распределение с различными градиентами вдоль галактического радиуса в пределах 5 – 14 кпк. В частности, распределение, переходящее в плато в пределах $7 \leq r \leq 9$ кпк (для солнечного расстояния принимается $r_{\odot} = 7.9$ кпк), где среднее содержание кислорода в цефеидах примерно на 0.15 dex выше, чем на Солнце. В этой главе описываются теоретические модели формирования галактического диска и последующее численное моделирование синтеза кислорода в галактическом диске, которое учитывает совместное влияние коротационного резонанса и турбулентной диффузии на обогащение диска тяжелыми элементами. Как показано в Главе 1, теория лучше всего согласуется с наблюдениями, если временная шкала скорости выпадения газа на диск t_f

составляет $\sim 2 - 3$ млрд. лет, тогда как наихудшим является случай, если $t_f = 6$ млрд. лет (последнее означает, что высокая скорость падения газа в настоящую эпоху $\sim 1.5 M_{\odot} \text{год}^{-1}$ не удовлетворяет наблюдаемому радиальному распределению кислорода). Кроме того, для альтернативного сценария "inside-out" необходимы дальнейшие исследования. Используя полученные средние массы вновь синтезированного кислорода, выбрасываемого в расчете на одну вспышку сверхновых второго типа (СН II), и теоретические массы выбрасываемого кислорода, которые требуются для объяснения наблюдаемого распределения кислорода, в работе получены предельные массы m_U звезд, которые могут взрываться как сверхновые и участвовать в химической эволюции Галактики. Полученные оценки показывают, что если $t_f \sim 2$ млрд. лет, то в рамках теоретических моделей выбрасываемого кислорода при учете вращения звезд, предельная масса m_U достигает не более $24 M_{\odot}$, но если $t_f \sim 3$ млрд. лет в моделях как для вращающихся звезд, так и для моделей без вращения звезд, m_U может достигать $40 - 50 M_{\odot}$. Первый тип предельных звездных масс (если $t_f \sim 2$ млрд. лет) хорошо согласуется с наблюдаемыми массами предшественников стандартных СН II [48,49]. Второй тип предельных звездных масс для предшественников СН II, вероятно, позволяет отождествить их с массивными звездами Вольфа-Райе, которые могут являться СН Ib/c.

В Главе 2 “Исследование локальных особенностей в распределении кислорода” анализируется идея о том, что локальные особенности — провалы (шириной ~ 1 кпк), наблюдаемые в радиальном распределении кислорода, связаны с падением межгалактического низкометаллического газа ($\sim 0.2 Z_{\odot}$) на галактический диск в течение последних ~ 100 млн лет. В настоящем исследовании указанные особенности в распределении кислорода называются “локальными потоками”. Полученные массы падающего газа (порядка $\sim 10^8 M_{\odot}$) близки к наблюдаемым, например, в Магеллановом потоке. Такие локальные потоки не

изменяют среднюю массу кислорода, выбрасываемого в расчете на одну вспышку СН II, так что предыдущий вывод о вероятных предельных массах для прародителей сверхновых СН II остается верным.

В Главе 3 “Исследование радиального распределения железа вдоль Галактического диска”, используя новейшие данные спектроскопических наблюдений о содержании железа в цефеидах, получено его радиальное распределение вдоль галактического диска. Рисунок этого распределения демонстрирует извивающееся поведение с плато в окрестностях Солнца, причем эта особенность очень похожа на ту, что получена для кислорода. Эту структура объясняется с помощью комбинированного влияния коротационного резонанса (в моделях он расположен близко к солнечному расстоянию) и турбулентной диффузии. Для этого в настоящей диссертации изучается роль трех источников обогащения железом в диске: сверхновых 2-го типа (СН II), короткоживущих и долгоживущих предшественников сверхновых типа Ia (время жизни которых ≤ 100 млн. лет и ≥ 100 млн. лет соответственно). В рамках представленных моделей также хорошо воспроизводится извивающееся радиальное распределение железа и получаются средние массы железа, выброшенные в расчете на одну вспышку каждого подтипа сверхновых Ia. Согласно численному моделированию, сверхновые типа Ia обеспечивают в общей сложности около 50 – 70% железа галактического диска. Остальная часть железа поставляется сверхновыми СН II.

В Главе 4 “Локальная функция распределения металличности” результаты, полученные в главах 1 и 3, а именно, данные об эволюции скорости звездообразования и содержании железа в близкой окрестности Солнца, используются для анализа распределения металличности долгоживущих звезд малой массы в этой же самой окрестности галактического диска. Помимо описанных в литературе методов согласования теоретических моделей синтеза железа в локальной области с наблюдениями, предлагается вначале согласовать

теоретическое распределение маломассивных звезд по массе с наблюдаемым распределением, что изначально не выполняется, так как наблюдаемое распределение содержит меньше 1% звезд от реального количества объектов. Это согласование достигается путем переопределения начальной функции звездных масс. И только после этого рассчитывается функция распределения металличности звезд малых масс в соответствующей солнечной окрестности. С помощью описанного выше алгоритма удастся достичь достаточно хорошего согласия теоретической и наблюдаемой функций распределения металличности для маломассивных звезд в локальной солнечной окрестности.

В Заключении кратко резюмируются полученные результаты и отмечаются возможные направления дальнейшей работы по теме диссертации.

В Приложении А демонстрируется влияние разбросов цефеид по галактическим радиусам.

Глава 1

Исследование особенностей распределения кислорода в Галактическом диске

В настоящей главе рассматриваются особенности синтеза кислорода в галактическом диске. Кислород выбран по ряду причин. Так, наблюдаемое распределение его содержания по радиусу галактического диска не может быть описано единым градиентом для всего диапазона расстояний. Оказалось, что его распределение во внутренней части галактики является убывающим, а вблизи солнечной окрестности превращается в плато. Затем, во внешней части галактики, оно вновь описывается отрицательным градиентом. Очевидно, что для объяснения формирования столь нетривиальной структуры требуются дополнительные факторы, которые могли бы привести, в конечном счете, к тому, что наблюдается. Основная идея для объяснения наблюдений состоит в учете коротационных эффектов: как показано в целом ряде работ [4,37,38,39], коротационный резонанс как раз располагается в диске нашей Галактики вблизи Солнца. Например, в публикациях [33,50] вблизи коротационного резонанса понижена частота основного поставщика кислорода в Галактику – вспышек коллапсирующих сверхновых типа II (СН II), что, очевидно, должно было бы привести к провалу металличности в около резонансной области. Однако этот провал замывается турбулентной диффузией кислорода, что и приводит в конечном итоге к плоскому распределению его в виде плато вблизи резонанса.

Фактически кислород был выбран, прежде всего, потому, что он поставляется в основном одним источником. По его содержанию есть достаточно хорошие спектроскопические данные, полученные по цефеидам. Цефеиды – молодые объекты с возрастом, не превышающим порядка ~ 150 млн. лет [23]. За это время они не успевают существенно смещаться по галактическому радиусу.

Следовательно, они предоставляют обилие кислорода приблизительно в том месте, где они и были рождены. Если учесть, что в поверхностном слое цефеид сохраняется содержание кислорода, которое было в межзвездном газе (МЗГ) в момент их рождения, то оно отождествляется с его содержанием в МЗГ. А это очень важно, так как теоретические модели галактического синтеза химических элементов как раз и предоставляют металличность в межзвездной среде.

Этим вопросам и посвящена настоящая глава.

1.1. Наблюдения и статистический анализ данных

В этом параграфе будет описана подготовка наблюдательных данных, которые позволяют получить радиальное распределение кислорода в галактическом диске, пригодное для сравнения с теоретическими моделями. Остановимся на этом вопросе подробнее.

Прежде всего, данные о содержании кислорода, приведенные в работах [22,23,24,25], были сведены к одному и тому же солнечному обилию $\log(\epsilon_{\odot}) = 8.69$ dex, принятого в работе [22]. При выборе такого значения авторы придерживались рекомендаций [55]. Для звезд, содержание в которых измерялось в нескольких фазах пульсаций, обилия кислорода усреднялись по фазам. Содержание кислорода, определенное по разным спектральным линиям, усреднялось в соответствии с рекомендациями, приведенными в работе [22]. Итоговая выборка содержит 362 цефеиды.

Поскольку для согласования теоретических моделей с наблюдениями будет использован статистический анализ, наблюдательные данные представляются в следующем виде: галактический радиус разбивается на интервалы (бины) шириной 0.5 кпк (эксперименты с различными размерами и начальными положениями центров ячеек показали незначительно влияние на получаемое распределение). Затем содержание кислорода усредняется для всех цефеид, попадающих в одну радиальную ячейку. Чтобы учесть влияние как естественного

разброса звездного содержания внутри ячейки, так и погрешности в измерениях отдельных звезд, для каждой цефеиды было сгенерировано 1000 нормально распределенных случайных чисел, разброс которых равен типичной ошибке наблюдения в содержании кислорода $\sim 0.18 \text{ dex}$ [22]. Затем к наблюдательным данным прибавлялись значения из вышеупомянутого набора полученных случайных чисел, и были вычислены как средние содержания кислорода в пределах ячеек, так и стандартные отклонения соответствующих средних значений. Влияние ошибок в определении галактических расстояний на распределение кислорода демонстрируется и обсуждается в приложении А.

На рисунке 1.1 приведено результирующее радиальное распределение усредненного содержания кислорода в каждой k -ой ячейке (включая стандартные отклонения средних значений), наложенное на наблюдаемые содержания кислорода в 346 цефеидах в диапазоне от 5.5 до 14.5 кпк. Здесь, как обычно, $[O/H] = \log (N_O/N_H)_{\text{звезда}} - \log (N_O/N_H)_{\odot}$, где N_O и N_H — число атомов кислорода или водорода соответственно. Нужно отметить здесь, что уменьшение числа звезд относительно первоначального (с 362 до 346) связано с чисткой выборки по критерию 3σ для содержания кислорода в цефеидах и непопаданием звезд в рассматриваемый интервал радиусов.

Как видно из рисунка 1.1, полученные данные демонстрируют довольно крутой отрицательный градиент в области расстояний $5 \leq r \leq 7$ кпк. (для Солнца принимается $r_{\odot} = 7.9$ кпк). Но при $r \approx 7$ кпк в распределении наблюдается изгиб, при котором в пределах $7 \leq r \leq 9$ кпк распределение трансформируется в плато. Однако за пределами $r \approx 9$ кпк и вплоть до $r \approx 14$ кпк поведение распределения снова может быть представлено убывающей функцией. Такое радиальное распределение кислорода в галактическом диске названо в настоящей работе “извивающимся”.

На рисунке также указаны особенности в виде локальных провалов. Их природа будет обсуждаться в следующей главе.

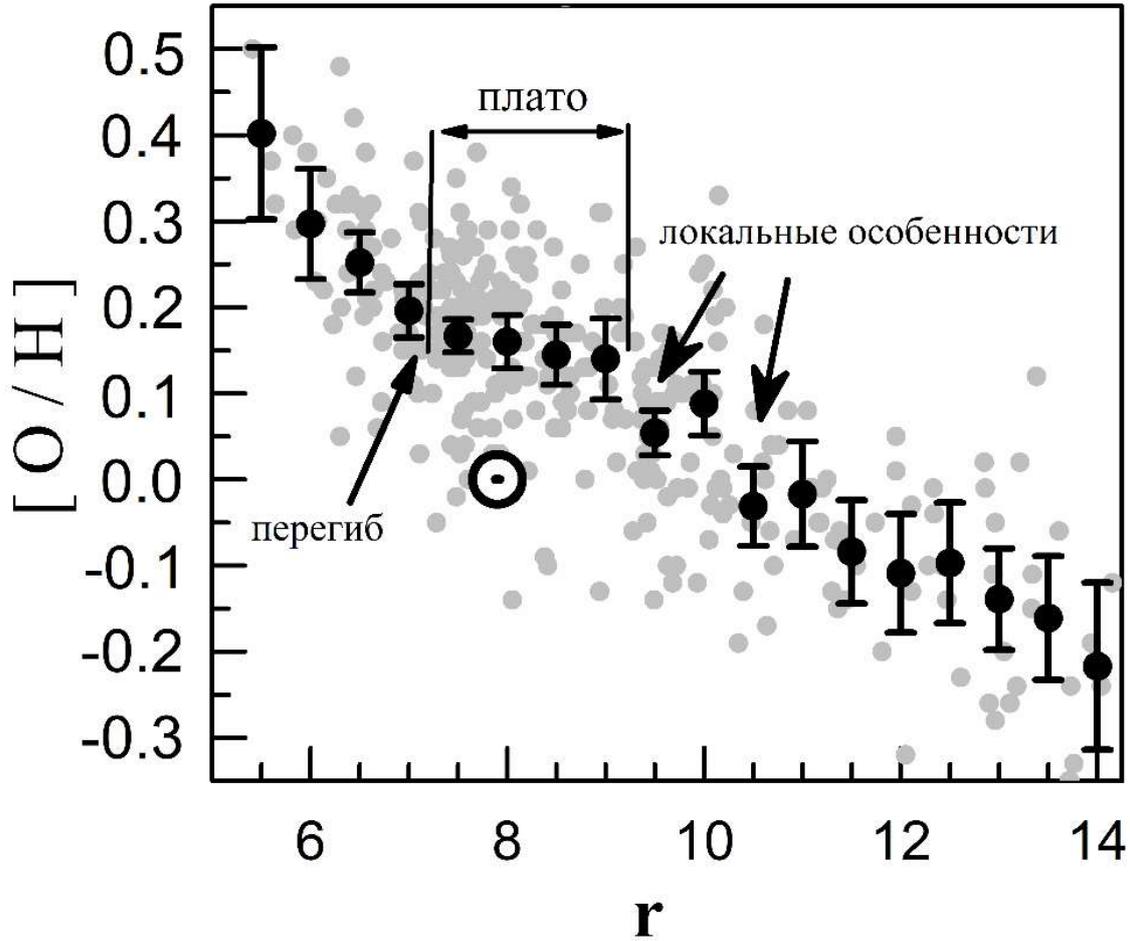


Рис. 1.1: Среднее радиальное распределение кислорода вдоль галактического радиуса. Черными точками обозначены средние содержания кислорода вдоль галактического диска в пределах ячеек шириной 0.5 кпк. Вертикальные отрезки представляют стандартные отклонения соответствующих средних значений содержания кислорода в ячейках. Серые точки показывают наблюдаемое содержание кислорода в цефеидах. Символ Солнца соответствует солнечному содержанию $[O/H]_{\odot} = 0$. Галактический радиус в килопарсеках.

Опишем вкратце используемый статистический метод поиска наилучших моделей, описывающих указанное радиальное распределение кислорода в галактическом диске.

Пусть имеется n наблюдательных значений средних содержаний $\langle [O/H] \rangle_k^{ob}$, определенных в центре k -ой ячейки (k пробегает значения от 1 до n , в нашем случае $n = 18$). С другой стороны, с помощью численного решения уравнения,

описывающего скорость синтеза кислорода на различных Галактоцентрических расстояниях, рассчитывается распределение содержания кислорода. Как будет видно в следующих параграфах, это уравнение имеет один свободный параметр – среднюю массу кислорода P_O , выбрасываемую в расчете на одну вспышку СН II. Чтобы получить значение P_O , которое наилучшим образом соответствует наблюдениям, в работе минимизируется невязка Δ^2 , варьируя указанный выше свободный параметр:

$$\Delta^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^n \{(\langle [O/H] \rangle_k^{ob} - [O/H]_k^{th}) \varpi_k\}^2, \quad (1.1)$$

где ϖ_k – вес (предполагается, что он обратно пропорционален длине вертикального отрезка в k – ой ячейке, см. рис. 1.1). Суммирование производится по всем точкам в диапазоне $5.5 \leq r \leq 14$ кпк; величина $n - 1$ называется числом степеней свободы. Статистическая погрешность для P_O оценивается, следуя авторам [32,52]. Вычисляются значения P_O^\pm , для которых Δ_\pm^2 равно:

$$\Delta_\pm^2 = \Delta_{min}^2 \left[1 + \frac{2}{n-2} F(2, n-2, 0.95) \right], \quad (1.2)$$

где Δ_{min}^2 соответствует наилучшему значению P_O ; F – функция Фишера. В настоящей главе принят 95 – процентный уровень достоверности. Значение P_O^\pm , соответствующее Δ_\pm^2 , представляет собой верхний “+” и нижний “–” доверительные интервалы для искомого параметра.

1.2. Описание теоретической модели

В классических исследованиях галактический нуклеосинтез рассматривается как задача, учитывающая как образование галактического диска, так и обогащение его тяжелыми элементами. К счастью, в рамках простого феноме-

нологического подхода образование диска можно рассматривать независимо от его обогащения тяжелыми элементами.

1.2.1. Формирование галактического диска

Полная поверхностная плотность диска представляется в виде суммы его компонент:

$$\mu_d = \mu_g + \mu_s + \mu_r, \quad (1.3)$$

где μ_g , μ_s , μ_r — плотность газа, звезд и звездных остатков соответственно (под термином “остатки” подразумеваются белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры). Эволюция галактического диска представлена как баланс между межгалактическим газом, падающим на диск, и превращением газа в звезды, которые частично возвращают газ в межзвездную среду через звездный ветер, планетарные туманности или взрывы сверхновых.

Эволюция полной плотности диска описывается следующим образом:

$$\dot{\mu}_d(r, t) = f(r, t), \quad (1.4)$$

где $f(r, t)$ — скорость выпадения газа на диск как функция галактоцентрического радиуса r и времени t :

$$f(r, t) = f_0 \exp\left(-\frac{r}{r_d} - \frac{t}{t_f}\right), \quad (1.5)$$

с радиальной и временной шкалой выпадения газа на диск r_d и t_f соответственно; f_0 — нормализующая константа. Радиальная шкала r_d принимается согласно литературным источникам. Так, по данным [53,54,55], $r_d = 2 - 4$ кпк. В данной работе принимается консервативное значение $r_d = 3.5$ кпк [56].

Однако ситуация с t_f и f_0 не так однозначна. В работе [32] была предложена короткая и постоянная временная шкала $t_f \sim 2$ млрд. лет (которая также использовалась в [33]), соответствующая низкой наблюдаемой массе

выпадающего в настоящий момент на диск газа $\sim 0.2 M_{\odot} \text{год}^{-1}$ [57]. Но наблюдения также [58,59,60] допускают более высокую скорость падения газа на диск в настоящий момент ($\sim 1.45 M_{\odot} \text{год}^{-1}$) (и более длительную временную шкалу соответственно). Кроме того, в настоящей диссертации анализируются эффекты изменения t_f с радиусом, как в моделях inside-out [61], в которых $t_f(r \approx r_{\odot}) \sim 7$ млрд. лет в окрестности Солнца.

В настоящей работе изучаются различные скорости падения газа на диск. Алгоритм нахождения t_f и f_0 зависит от того, известно ли нам априори t_f или нет: если t_f известна, нужно только оценить f_0 . Но если t_f не известна, то t_f и f_0 должны оцениваться одновременно. Ниже обсуждаются оба подхода в деталях.

- ***Inside-out модели.***

В этом подходе используется представление для t_f , предложенное в работе [61]: $t_f(4 \leq r \leq 14) = 1.03 r - 1.27$ и $t_f(r > 14) = 13$ млрд. лет. Чтобы избежать отрицательного значения t_f для малого r в приведенном выше представлении, нужно его непрерывно доопределить, полагая, что для $r < 4$ кпк $t_f = 2.85$ млрд. лет. В этой модели константа f_0 может быть оценена двумя способами:

Случай 1. С помощью интегрирования уравнения (1.4) по времени вычисляется теоретическая плотность галактического диска в данный момент времени на солнечном расстоянии $\mu_d(r, T_d)$ ($T_d = 10$ млрд. лет – принятый возраст диска):

$$\mu_d(r_{\odot}, T_d) = \mu_{d\odot} = f_0 t_f(r_{\odot}) \exp\left(-\frac{r_{\odot}}{r_d}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{T_d}{t_f(r_{\odot})}\right)\right]. \quad (1.6)$$

Затем она приравнивается к его наблюдаемой полной плотности в солнечной окрестности $\sim 53 M_{\odot} \text{пк}^{-2}$ (например, как в работах [54,55,62]) и отыскивается f_0 .

Случай 2. Интегрируется то же уравнение (1.4), но по всему галактическому диску в настоящий момент времени и оценивается текущая суммарная теоретическая скорость выпадения газа:

$$\dot{M}_d(T_d) = 2\pi f_0 \int_0^R \exp\left(-\frac{r}{r_d} - \frac{T_d}{t_f(r)}\right) r dr, \quad (1.7)$$

где $R \approx 25$ кпк – принятый радиус диска. Затем $\dot{M}_d(T_d)$ приравнивается к наблюдаемым значениям из [55,58,60] и находятся соответствующие f_0 .

- **Неизвестная константа t_f .**

Используя вышеприведенные два уравнения (1.6) и (1.7), явно вычисляется как теоретическая плотность диска $\mu_d(r_\odot, T_d)$, так и общая скорость выпадения газа $\dot{M}_d(T_d)$. Поскольку в этом подходе t_f не зависит от r , значение $\dot{M}_d(T_d)$ может быть получено с помощью прямого вычисления интеграла из уравнения (1.7). Затем эти значения приравниваются к наблюдаемым и одновременно вычисляются t_f и f_0 .

В Таблице 1.1 приводятся значения для t_f и f_0 , полученные в различных моделях.

Для inside-out модели (см. таблицу 1.1) в случае 1: $\dot{M}_d(T_d) \approx 1.28 M_\odot \text{год}^{-1}$, что согласуется с данными наблюдений [58,60,55] (напомним, что $\mu_d(r_\odot, T_d) = 53 M_\odot \text{пк}^{-2}$ – предварительно выбранное значение). В случае 2: при суммарной скорости выпадения газа на диск $0.2 M_\odot \text{год}^{-1}$ [57] и $0.45 M_\odot \text{год}^{-1}$ [61] получаются нереально низкие полные плотности диска на солнечном расстоянии $\mu_{d\odot} \approx 8.3$ и $18.5 M_\odot \text{пк}^{-2}$. Поэтому эти два варианта исключаются из дальнейшего рассмотрения. Но суммарное выпадение газа, соответствующее $\sim 1.45 M_\odot \text{год}^{-1}$ [58,60,55] приводит к разумной плотности диска на солнечном расстоянии $\mu_d(r_\odot, T_d) = 60 M_\odot \text{пк}^{-2}$.

Таблица 1.1: Параметры для скоростей выпадения газа на диск в рамках трех моделей: inside-out (случай 1 и 2) и моделей с постоянным t_f . Временная шкала t_f измеряется в млрд. лет; f_0 – нормализующий коэффициент в единицах $M_\odot \text{пк}^{-2} \text{млрд. лет}^{-1}$. Полная скорость поступления газа на диск в настоящую эпоху $\dot{M}_d(T_d)$ дана в $M_\odot \text{год}^{-1}$. Плотность диска на солнечном расстоянии и в настоящую эпоху $\mu_{d\odot}$ в единицах $M_\odot \text{пк}^{-2}$.

<i>IO</i> , случай 1		<i>IO</i> , случай 2			$t_f = \text{const}$		
f_0	\dot{M}_d	\dot{M}_d	f_0	$\mu_{d\odot}$	\dot{M}_d	t_f	f_0
96	1.28	0.20	14.9	8.3	0.20	2.25	227.7
–	–	0.45	33.5	18.5	0.45	2.93	178.7
–	–	1.45	108.0	60	1.45	5.80	106.3

Для случая с постоянным t_f соответствующие значения для t_f и f_0 , полученные для различных $\dot{M}_d(T_d)$, приведены в последних трех столбцах таблицы 1.1. Для высокой скорости выпадения газа ($1.45 M_\odot \text{год}^{-1}$) шкала времени (~ 6 млрд. лет) оказывается близкой к той, которая имеет место в случае inside-out модели на солнечном расстоянии.

1.2.2. Скорость звездообразования и время жизни звезд

В настоящей диссертации особенности радиального распределения кислорода и железа связаны с влиянием спиральных рукавов на обогащение галактического диска тяжелыми элементами. Чтобы учесть эффект спиральных рукавов, нужно принимать во внимание особенности распределения источников кислорода и железа по галактическому радиусу. Для этого отметим, что основные источники, например, кислорода – Сверхновые 2-го типа (СН II), предшественниками которых являются массивные короткоживущие звезды. Благодаря этому они строго концентрируются в спиральных рукавах. Поэтому можно ожидать, что особенности их радиального распределения проявятся в поведении радиального

распределения кислорода. В частности, как было показано в работах [33,63], интенсивность спиральной волны плотности, которая стимулирует скорость звездообразования (СЗО), подавляется в непосредственной близости к коротационному резонансу, где Галактическая скорость вращения материи диска $\Omega(r)$ совпадает со скоростью вращения Ω_p галактических спиральных волн, ответственных за спиральные рукава. Именно поэтому [34] и [35] предложили следующее представление для СЗО: $\psi(r, t) \propto |\Delta \Omega| \mu_g^k$, где $\Delta \Omega = \Omega(r) - \Omega_p$; обычно $k \approx 1.5$.

В цитируемых работах приведенное выше представление СЗО использовалось для звезд всех масс, тогда как источниками кислорода являются достаточно массивные короткоживущие звезды. Последнее очень важно для теории, описываемой в настоящей работе, поскольку короткоживущие звезды не успевают далеко мигрировать в радиальном направлении от места своего рождения. Следовательно, они в основном и подвержены влиянию спиральных рукавов. Именно поэтому в данной работе используется представление СЗО [33,63] только для короткоживущих объектов.

С другой стороны, долгоживущие (маломассивные) звезды будут рассеиваться на больших расстояниях галактического радиуса в течение своей жизни [42]. Принимая это во внимание, можно использовать для их СЗО классическое представление Шмидта-Кенниката.

Наконец, в моделях используется составное представление для СЗО:

$$\psi = \begin{cases} \psi_L = \nu \mu_g^{1.5} & , \text{если } \tau_m \geq \tau_b \\ \psi_H = \beta \mu_g^{1.5} |\Delta \Omega| \Theta(r) & , \text{если } \tau_m < \tau_b \end{cases} \quad (1.8)$$

где τ_b – граничное время жизни, разделяющее короткоживущие и долгоживущие звезды (или массивные “H” и маломассивные “L” звезды соответственно); ν и β – нормализующие константы; Θ – обрезающий фактор: $\Theta(r < r_L) = 1$ и $\Theta(r \geq r_L) = 0$; r_L – положение внешнего Линдбладовского резонанса [64].

Скачок ψ_H вблизи r_L сглаживается с характерной радиальной шкалой ~ 0.4 кпк. Обратите внимание, что функция ψ задается по числу звезд на единицу поверхности галактического диска и времени.

Из приведенного выше представления очевидно, что вблизи коротации при $r \rightarrow r_c$ для короткоживущих звезд $\psi_H \rightarrow 0$. Описанная выше особенность радиального поведения СЗО для короткоживущих массивных звезд приводит к формированию обсуждаемой особенности радиального распределения кислорода вблизи коротации.

Далее необходимо ввести границу звездного времени жизни τ_b которая разделяет короткоживущие и долгоживущие звезды (соответственно звезды с высокой и низкой массой). Значение τ_b можно оценить следующим образом: продолжительность жизни предшественников СН II составляет порядка 20 – 30 млн. лет и менее. Это значение может быть принято для τ_b в качестве нижнего предела. Верхний предел для него может быть связан со временем, необходимым для пересечения межкулачного расстояния, поскольку в противном случае нельзя утверждать, что звезда ограничена данным спиральным рукавом. В значительной части галактического диска соответствующее типичное время составляет ≈ 100 млн. лет. Далее эксперименты проводятся с двумя значениями τ_b : 100 и 50 млн. лет. Как будет показано далее, радиальное распределение кислорода незначительно зависит от приведенных выше значений τ_b .

Если известна зависимость времени жизни звезды τ_m от ее массы m , то для принятого τ_b можно определить соответствующее граничное значение m_b , которое разделяет звезды высокой и низкой массы в моделях, рассматриваемых в настоящей диссертации. В литературе было предложено несколько соотношений для зависимости $\tau_m(m)$ [65,66]. В настоящей работе было получено уточненное представления для $\tau_m(m)$, принятое из работы [67]. На рисунке 1.2 построено распределение звездных возрастов по их массам, полученное в [68]. Для этого использовалось около 6000 объектов.

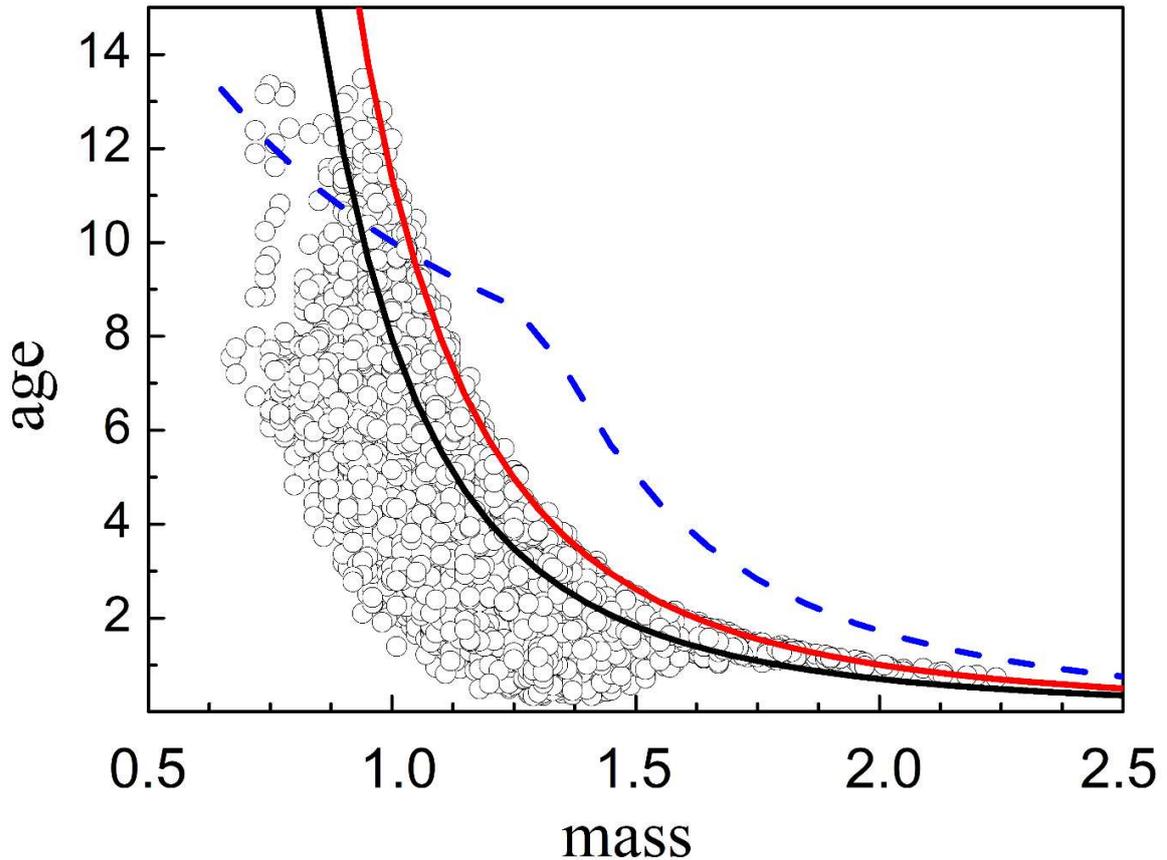


Рис. 1.2: Зависимость возраста звезд от их массы. Белые кружочки представляют собой распределение для звезд по [68]. Красная кривая очерчивает границу, за которой нет звезд. Эта линия связывает время жизни звезды τ_m с ее массой m (см. текст). Синяя пунктирная кривая – теоретическая зависимость $\tau_m(m)$ для модели [65]. Черная кривая – теоретическая зависимость из [66].

Резкая граница распределения, очерченная сплошной линией, интерпретируется как искомая зависимость времени жизни от массы звезды. Действительно, на диаграмме все звезды расположены под сплошной линией, но выше этой линии звезд нет. Граничная линия аппроксимируется следующим соотношением:

$$\log(\tau_m) = 1.056 - 3.8 \log(m) + \log^2(m). \quad (1.9)$$

Заметим, что, согласно этому представлению, время жизни звезды солнечной массы составляет $\tau_m(m = 1) \approx 11.4$ млрд. лет (по данным [69,70,71], солнечное время жизни может достигать $\approx 11 - 12$ млрд. лет).

С помощью уравнения (1.9) получается граничная масса m_b для принятого времени жизни звезды τ_m : если $\tau_m = \tau_b = 100$ млн. лет, то граничная масса $m_b = 4.5 M_\odot$; для $\tau_b = 50$ млн. лет масса $m_b = 6.0 M_\odot$.

1.2.3. Эволюция компонент диска

В этом пункте формулируются уравнения для эволюции различных компонентов галактического диска. Как было указано в предыдущем пункте, СЗО имеет различные представления для различных интервалов звездной массы. Именно поэтому уравнения имеют несколько нетрадиционную форму.

Скорость изменения поверхностной плотности звезд $\dot{\mu}_s$ (поверхностные плотности для звезд, остатков и газа измеряются в солнечных массах на единицу поверхности и времени) выглядит следующим образом:

$$\dot{\mu}_s = \psi_L(r, t) \int_{0.01}^{m_b} m \xi dm - \int_{m_t}^{m_b} \psi_L(r, t - \tau_m(m)) m \xi dm, \quad (1.10)$$

где m - масса звезды (в единицах M_\odot); m_t - масса звезды, для которой время жизни $\tau_m(m_t) = t$; $\xi(m)$ - начальная функция массы (НФМ). Следуя [72], $\xi(m)$ переопределяется “по числу”, нормируя функцию, как это принято для функций распределения: $\int_{0.01}^{100} \xi(m) dm = 1$ (в расчетах принимается диапазон масс звезд от 0.01 до 100 M_\odot).

В приведенном выше уравнении первый член справа соответствует скорости образования маломассивных звезд, второй описывает уменьшение плотности за счет возвращения газа в межзвездную среду от звезд через звездный ветер, планетарные туманности и образование белых карликов. Для массивных звезд используется приближение мгновенного круговорота. Вот почему ψ_H не присутствует в приведенном выше уравнении. Уравнение для эволюции плотности остатков $\dot{\mu}_r$ может быть выведено по аналогии с предыдущим уравнением:

$$\begin{aligned} \dot{m}_r = & \int_{m_t}^{m_b} m_r(m) \psi_L(r, t - \tau_m(m)) \xi dm + \\ & \psi_H(r, t) \left(\int_{m_b}^{m_U} m_r(m) \xi dm + \int_{m_U}^{100} m_r(m) \xi dm \right), \end{aligned} \quad (1.11)$$

где $m_r(m)$ – масса звездного остатка для начальной массы звезды m ; m_U – предельная масса звезды, которая способна взорваться (как СН II) и внести вклад в химическую эволюцию Галактики. Первый и второй члены уравнения описывают скорость образования остатков в результате перехода звезд в белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры в конце их жизни. Последнее слагаемое описывает темп перехода межзвездного газа в черные дыры, минуя звездную фазу. Таким образом, если начальная масса звезды превышает m_U , такие объекты не способствуют обогащению галактического диска тяжелыми элементами. В качестве начального значения для m_U принимается $50 M_\odot$ [73]. В дальнейшем оно будет уточняться.

После этого с помощью уравнений (1.3), (1.10) и (1.11) выводится уравнение для эволюции плотности газа:

$$\begin{aligned} \dot{m}_g = & f + \int_{m_t}^{m_b} (m - m_r) \psi_L(r, t - \tau_m(m)) \xi dm - \\ & \psi_H(r, t) \left(\int_{m_b}^{m_U} m_r(m) \xi dm + \int_{m_U}^{100} m_r(m) \xi dm \right) - \psi_L(r, t) \int_{0.01}^{m_b} m \xi dm. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Подставляя представление (1.8) в уравнение (1.12), его можно решить численно и найти остальные параметры галактического диска. Для дальнейших расчетов понадобится кривая вращения Галактики. В работе используется кривая вращения, полученная [74] и нормированная на принятое солнечное расстояние:

$$r\Omega = 260 \exp \left[-\frac{r}{150} - \left(\frac{3.6}{r} \right)^2 \right] + 360 \exp \left[-\frac{r}{3.3} - \frac{0.1}{r} \right]. \quad (1.13)$$

Для оценки угловой скорости вращения спирального узора в Галактике Ω_p фиксируется величина $r_c \approx 7$ кпк (расположенная вблизи изгиба в радиальном распределении кислорода, см. рис. 1.1) и затем, приравнивая $\Omega_p = \Omega(r_c)$, с помощью соотношения (1.13) получается значение $\Omega_p \approx 33.2 \text{ км с}^{-1} \text{кпк}^{-1}$. Внешний резонанс Линдблада r_L оказывается расположенным примерно на 12 кпк.

В настоящей работе используются два представления зависимостей массы остатка $m_r(m)$ от начальной массы звезды ее предшественника: малые массы остатков из работы [73] (далее NKT) и большие массы остатка [75,76] (далее MLM). В диапазоне масс $m \leq 30 M_\odot$ обе обсуждаемые зависимости можно аппроксимировать следующим соотношением: $m_r(m) = 0.472 + 0.082m - 0.00089m^2$, которое предоставляет средние массы остатков. Но для больших начальных масс звезд зависимости отличаются значительно. Например, для модели NKT даже при $m = 50 M_\odot$ масса звездного остатка $m_r \approx 2.3 M_\odot$, тогда как для модели MLM звезда начальной массы $m \geq 30 M_\odot$ предоставляет массу остатка $m_r \approx 20 M_\odot$.

Теперь имеется вся информация для решения уравнения (1.12). В формулу (1.8) входят два свободных параметра ν и β . Решая численно уравнение (1.12) и варьируя два этих параметра, для них выбираются наилучшие значения так, чтобы удовлетворить следующим условиям:

- 1) теоретическая плотность газового диска μ_g в настоящую эпоху на солнечном расстоянии должна равняться наблюдаемому значению [62]:

$$\mu_g(r_\odot, T_D) = 10 M_\odot \text{пк}^{-2}; \quad (1.14)$$

- 2) теоретическая частота $F_{th}^{cc}(T_D)$ вспышек СН II в нашей Галактике в настоящую эпоху должна быть равна наблюдаемому значению $F_{obs}^{cc}(T_D) = 2.3 (100 \text{лет})^{-1}$ [77]. Теоретическая частота вспышек СН II вычисляется следующим образом:

$$F_{th}^{cc}(T_D) = 2\pi \int_0^{R_G} R^{CC}(r, T_D) r dr, \quad (1.15)$$

где $R^{CC}(r, T_D)$ темпы вспышке СН II, которые представляются следующим образом:

$$R^{CC}(r, t) = \psi_H(r, t) \int_8^{m_U} \xi dm. \quad (1.16)$$

Результаты экспериментов представлены в таблице 1.2 для двух зависимостей масс остатков от начальных масс звезд (НКТ и MLM), двух граничных времен $\tau_b = 100$ и 50 млн. лет, а также для всех моделей временных шкал формирования диска $t_f = const$ и *inside-out*.

Таблица 1.2: Параметры формирования галактического диска, рассчитанные в рамках моделей *inside-out* и $t_f = const$. Коэффициенты β и ν в единицах $M_\odot^{-1.5}$ пк и $M_\odot^{-1.5}$ пк млрд. лет⁻¹ соответственно; общая скорость нынешнего звездообразования в галактическом диске \dot{M}_S в единицах $M_\odot \text{год}^{-1}$. Параметры были вычислены для двух зависимостей масс звездных остатков $m_r(m)$: НКТ (в таблице обозначено для краткости “(*)”) и MLM (обозначено “(**)”), а также для двух граничных времен $\tau_b = 100$ и 50 млн. лет; $\mu_{d\odot}$ в единицах $M_\odot \text{пк}^{-2}$

	m_r	β	ν	\dot{M}_S	β	ν	\dot{M}_S
	$\tau_b = 100$ млн. лет			$\tau_b = 50$ млн. лет			
	<i>inside – out</i> , случай 1, нормализованный на $\mu_{d\odot} = 53$						
	(*)	0.123	1.210	2.92	0.109	1.382	3.19
	(**)	0.133	1.197	2.88	0.121	1.395	3.13
	<i>inside – out</i> , случай 2 для $\dot{M}_d = 1.45$						
	(*)	0.119	1.348	3.27	0.107	1.565	3.57
	(**)	0.129	1.338	3.22	0.117	1.554	3.51

Таблица 1.2: (Продолжение)

$t_f = const$, нормализованное на $\mu_{d\odot} = 53$ для различных \dot{M}_d							
$\tau_b = 100$ млн. лет				$\tau_b = 50$ млн. лет			
\dot{M}_d	m_r	β	ν	\dot{M}_S	β	ν	\dot{M}_S
0.20	(*)	0.062	0.704	2.09	0.051	0.815	2.31
0.45	(*)	0.048	0.820	2.48	0.043	0.947	2.68
1.45	(*)	0.033	1.140	3.53	0.030	1.320	3.85
0.20	(**)	0.071	0.695	2.02	0.060	0.818	2.22
0.45	(**)	0.054	0.815	2.42	0.048	0.942	2.61
1.45	(**)	0.036	1.141	3.48	0.033	1.330	3.80

Для иллюстрации на рисунке 1.3 (слева) построены радиальные профили поверхностных плотностей газа μ_g , звезд, μ_s и остатков μ_r . Кроме того, на правой части рисунка 1.3 представлены радиальные зависимости скоростей звездообразования маломассивных звезд ψ_L^r , массивных ψ_H^r , и их суммарные значения $\psi_L^r + \psi_H^r$. Чтобы сравнить полученные радиальные профили с опубликованными в литературе, в работе вводится редуцированная функция СЗО, определенная по массе: $\psi_L^r = \psi_L \int_{0.01}^{m_b} m \xi dm$ и $\psi_H^r = \psi_H \int_{m_b}^{m_U} m \xi dm$. На рисунках представлены результаты для двух моделей формирования галактического диска:

1) С временной шкалой $t_f = 2.25$ млрд. лет (которая, как будет показано далее, является наилучшей с точки зрения воспроизведения распределений кислорода и железа).

2) Альтернативной модели формирования диска inside-out.

Теоретические профили плотности газа, звезд и остатков хорошо согласуются с наблюдениями, представленными в работах [55,78].

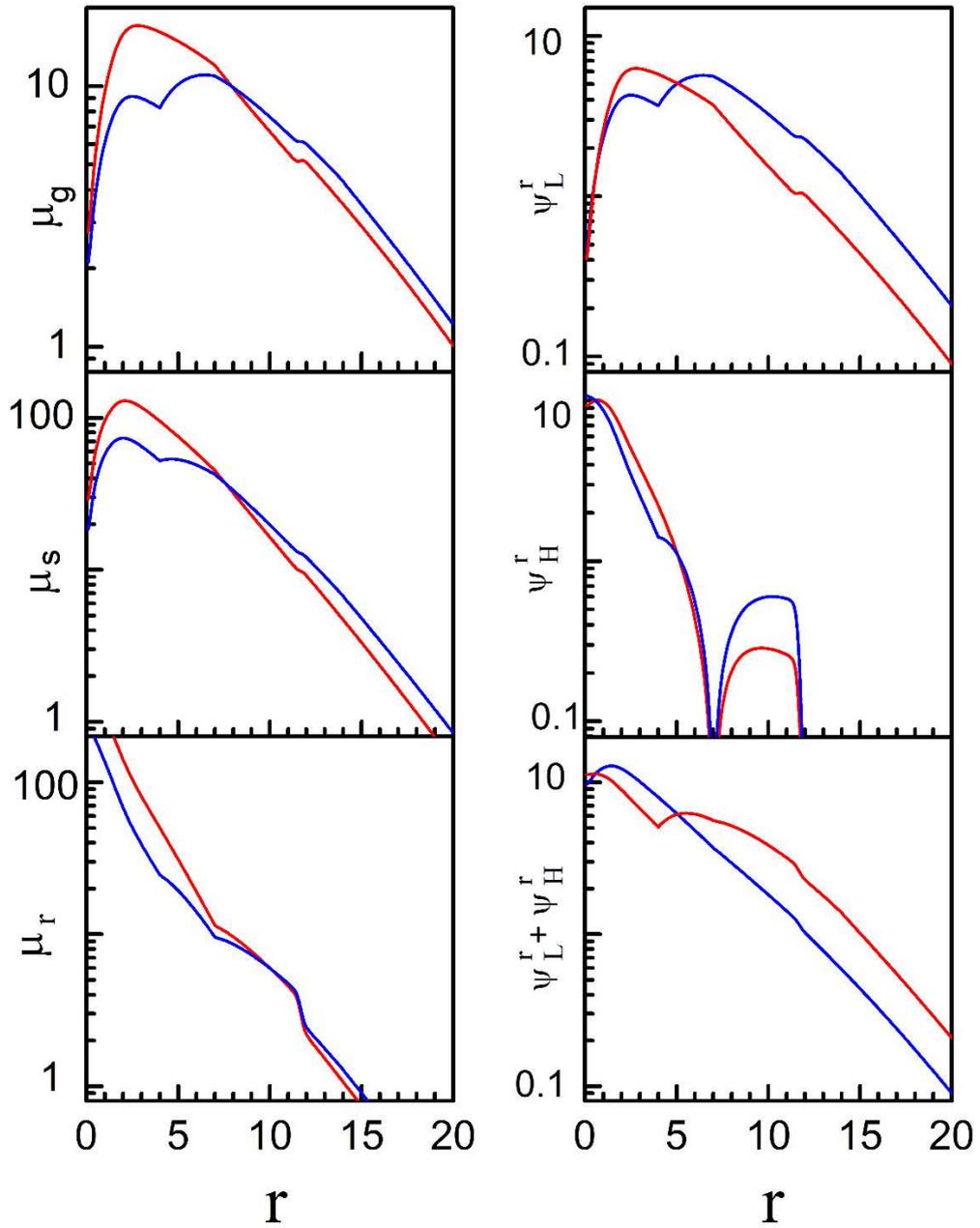


Рис. 1.3: Радиальные распределения различных величин в настоящее время. Красные кривые соответствуют моделям с постоянной $t_f = 2.25$ млрд. лет. Синие линии кривые представлены для моделей inside-out. Граничное время $\tau_b = 100$ млн. лет. Изгиб в μ_g на 4 кпк, наблюдаемый в модели inside-out, обусловлен изменением в аппроксимации t_f при $r \leq 4$ кпк. Особенность в ψ_L^r на этом расстоянии обусловлена тем, что $\psi_L^r \propto \mu_g^{1.5}$. Скачок в μ_g и ψ_L^r на $r \approx 12$ кпк для модели с постоянным t_f связан с внешним Линдбладовским резонансом r_L , который расположен на том же расстоянии. Скачок легко объясняется обрезаящим фактором θ для ψ_H^r на $r \approx 12$ кпк.

Остановимся подробнее на радиальных профилях скоростей звездообразований. Заметим, что, хотя вблизи коротации уменьшается СЗО для звезд с высокой массой $\psi_H^r \rightarrow 0$, но их сумма $\psi_L^r + \psi_H^r$ не стремится к нулю на коротации. Вычисленные профили для суммарной скорости образования $\psi_L^r + \psi_H^r$ близки к наблюдаемым значениям, собранными и проиллюстрированными в работе [55]. Кроме того, общая скорость нынешнего звездообразования в галактическом диске \dot{M}_S в единицах $M_\odot \text{год}^{-1}$ (представленная в таблице 1.2) для всех моделей оказывается в пределах наблюдаемых значений, определенных для нашей Галактике [55, 79, 80].

В целом, мы можем сравнивать с наблюдаемой СЗО только суммарную теоретическую скорость звездообразования массивных и маломассивных звезд. Но можно ли попытаться оценить её непосредственно для массивных звезд, для которых, в рамках теории, описанной в настоящей диссертации, образуется провал в окрестностях коротации для функции ψ_H^r . На этот вопрос попытались ответить авторы в работе [81], в которой исследовалось недавнего звездообразования массивных звезд по 1750 объектам (молодым массивным звездам и зонам НII), которые покрывают значительную часть галактического диска. Ими был обнаружен явный минимум как по поверхностной плотности распределения источников, так и болометрической светимости на галактоцентрических расстояниях близких к Солнечному. В своей работе они обращают внимание на то, что эта особенность может быть связана с наличием коротационного резонанса вблизи солнечной окрестности, ссылаясь на работы [82]. В настоящее время, по-видимому, это единственное исследование по наблюдаемому звездообразованию массивных звезд, охватывающее значительные области Галактического диска.

1.2.4. Синтез кислорода в Галактическом диске

В целом “химическое” уравнение, описывающее радиальную эволюцию содержания кислорода вдоль галактического диска в межзвездном газе, близко к классическим уравнениям, предложенным Тинсли и другими авторами [5,14,34,35] с двумя поправками: 1) учетом влияния спиральной структуры на СЗО массивных звезд, как в уравнении (1.8); 2) турбулентной диффузии кислорода:

$$\begin{aligned} \dot{\mu}_O = E_O^{CC} + fZ_{fO} + \\ \int_{m_t}^{m_b} (m - m_r)\psi_L(r, t - \tau_m)Z_O(r, t - \tau_m)\xi dm - \\ Z_O(\psi_H \int_{m_b}^{m_U} m_r(m)\xi dm + \int_{m_U}^{100} m\xi dm + \psi_L \int_{0.01}^{m_b} m\xi dm) + \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\mu_g D \frac{\partial Z_O}{\partial r} \right), \end{aligned} \quad (1.17)$$

где μ_O – поверхностная плотность кислорода в диске; $Z_O = \mu_O / \mu_g$. Первое слагаемое в уравнении (1.17) E_O^{CC} – скорость обогащения межзвездного газа кислородом:

$$E_O^{CC} = P_O \psi_H(r, t) \int_{10}^{m_U} m\xi dm, \quad (1.18)$$

в котором P_O – средняя масса вновь синтезированного кислорода, выброшенного в расчете на одну вспышку СН II. Нижний предел в интеграле, входящий в уравнение (1.18), полагается равным $10 M_\odot$, так как взрывающиеся СН II и их прародители не производят кислорода, если начальные массы их предшественников меньше $10 M_\odot$ [40].

Смысл различных членов уравнения (1.17) заключается в следующем. Второй член в правой части уравнения описывает увеличение плотности кислорода, вызванное выпадением межгалактического газа на диск. Третий член

описывает скорость возврата кислорода в межзвездную среду из-за ветра от маломассивных звезд, его перехода в планетарные туманности и остатки. Четвертый, пятый и шестой члены описывают уход кислорода из-за захвата его формирующимися звездами. Последний член уравнения (1.17) представляет собой радиальную диффузию кислорода, которая связана с турбулентностью в межзвездной среде. Включение диффузии было вызвано следующим: если ее не учитывать, то модели будут иметь глубокий провал в радиальном распределении кислорода вблизи коротации, потому что там $\psi_H \rightarrow 0$. Чтобы сгладить этот резкий разрыв в распределении кислорода, необходимо включить эффект диффузии. Комбинированный эффект коротационного резонанса и диффузии как раз и объясняет образование плато вблизи коротации.

Самое простое представление для коэффициента турбулентной диффузии (обозначим его D_0) можно получить, если связать “турбулентные ячейки” с молекулярными облаками межзвездной среды и рассматривать облака как частицы газа. Далее, используя классическую газокINETическую теорию для двумерного движения облаков в галактической плоскости, получаем $D_0 = \lambda v_t/2$, где $\lambda = (4\pi\sqrt{2}a_{cl}^2 n_{cl})^{-1}$ — длина свободного пробега типичного молекулярного облака; $v_t \sim 12$ км/с — тепловая скорость облака; a_{cl} — его радиус и n_{cl} — концентрация облаков. Наконец, для λ вводится представление:

$$\lambda \sim \frac{H}{4\pi\sqrt{2}\mu_g} \frac{m_{cl}}{a_{cl}^2}, \quad (1.19)$$

где $H \approx 0.2$ кпк — ширина галактического газового диска; m_{cl} — типична масса молекулярного облака и $m_{cl}/a_{cl}^2 \approx 190 M_\odot \text{пк}^{-2}$ [83].

Однако из-за силы Кориолиса облака испытывают эпициклические колебания относительно невозмущенного кругового движения вокруг центра Галактики [84]. Эти колебания подобны Ларморовским (или циклотронным) колебаниям электрических зарядов, движущихся перпендикулярно магнитным

силовым линиям. Используя аналогию между силами Кориолиса и Лоренца, для коэффициента диффузии принимается представление, полученное в физике плазмы для диффузии перпендикулярной магнитному полю [85]:

$$D \sim \frac{D_0}{1 + (\kappa \tau_{fp})^2}, \quad (1.20)$$

Где $\tau_{fp} \sim \lambda/v_t$ – время свободного пробега молекулярного облака; κ – эциклическая частота (аналог циклотронной частоты) и $\kappa^2 = 4\Omega^2 + 2\Omega r d\Omega/dr$.

Диффузионное слагаемое введено только в химическое уравнение (1.17), но не включено в уравнение (1.12) для эволюции газа, так как легко показать, что влияние диффузии на перераспределение межзвездного газа значительно медленнее, чем влияние турбулентной диффузии кислорода. Действительно, как видно из рисунка 1.3, в радиальном диапазоне от 3 до 20 кпк распределение газа может быть аппроксимировано экспоненциальной функцией с постоянным градиентом, так что типичный радиальный масштаб для изменения плотности газа равен $l_g \approx 7$ кпк. Напротив, в окрестности коротационного резонанса ($r_C \approx 7$ кпк) ожидаемый соответствующий масштаб изменения распределения кислорода l_{Ox} , описываемый его исходным распределением ψ_H , равен $l_{Ox} \sim 1$ кпк. Следовательно, отношение типичных времен диффузии в межзвездном газе и в распределении кислорода составляет порядка $(l_g/l_{Ox})^2 \sim 50$.

Уравнения, представленные в этом параграфе, описывают синтез кислорода в галактическом диске. В начальный момент времени предполагается, что значения для плотностей являются нулевыми, но $Z_O(t=0) = Z_f = 0.2 Z_\odot$ dex [58]. В качестве граничных условий требуется, чтобы Z_O была конечной в центре Галактики и на краю. Кроме того, на краю галактики накладывається условие свободного вытекания.

1.3. Результаты и обсуждения

В настоящем параграфе будут получены теоретические радиальные распределения кислорода вдоль галактического диска. Кроме того, будет проведено сравнение распределений как между различными теоретическими моделями, так и с наблюдательными данными. Вместе с тем, будут оценены предельные массы m_U для взрывающихся прародителей СН II, которые могут быть согласованы с теорией обогащения галактического диска кислородом.

1.3.1. Радиальное распределение кислорода

В настоящем пункте обсуждается формирование особенностей в радиальном распределении кислорода вдоль галактического диска. На этом этапе нужно определить свободный параметр “химической” модели – среднюю массу вновь синтезированного кислорода P_O , выбрасываемого в расчете на одну вспышку СН II (см. уравнения (1.17) и (1.18)). Для этого перебирается набор значений P_O и решается уравнение (1.17). Минимальное значение невязки Δ^2 (см. уравнение (1.1)) между наблюдаемым и теоретическим содержанием предоставляет наилучшее значение для P_O . Доверительный интервал для средней выброшенной массы кислорода P_O находится помощью уравнения (1.2). Полученные значения приведены в таблице 1.3.

Как видно из таблицы 1.3, модели с постоянной и короткой шкалой t_f (2.25 и 2.93 млрд. лет) соответствуют наблюдениям гораздо лучше, чем модели с постоянной длинной временной шкалой $t_f = 5.80$ млрд. лет или модели inside-out ($\Delta_{min}^2 \leq 1$ для коротких временных шкал; $\Delta_{min}^2 \geq 2$ для длинных временных шкал и модели inside-out). Поэтому далее из рассмотрения исключаются варианты с $t_f = 5.8$ млрд. лет и inside-out случай 2 ввиду того, что для этих вариантов невязки оказываются наибольшими. Но для сравнения эксперименты с моделью inside-out

Таблица 1.3: Средние значения вновь синтезированного кислорода P_O в расчете на одну вспышку СН II (в M_\odot) и статистические ошибки ΔP_O , полученные для моделей звездных остатков NKT и MLM (как ранее, “(*)“ и “(**)” соответственно).

	t_f	2.25	2.93	5.80	Ю случай 1	Ю случай 2
$m_r(m)$	$\tau_b = 100$ млн. лет					
(*)	Δ_{min}^2	0.76	1.02	2.38	1.93	2.32
(**)	—’—	0.76	1.02	2.38	1.95	2.35
(*)	P_O	0.94	1.45	3.58	1.04	1.17
(**)	—’—	0.83	1.30	3.34	0.97	1.09
(*)	ΔP_O	0.07	0.13	0.50	0.12	0.15
(**)	—’—	0.06	0.11	0.50	0.11	0.14
$m_r(m)$	$\tau_b = 50$ млн. лет					
(*)	Δ_{min}^2	0.79	1.10	2.44	1.97	2.35
(**)	—’—	0.80	1.02	2.47	1.99	2.40
(*)	P_O	1.15	1.68	3.95	1.16	1.30
(**)	—’—	0.99	1.50	3.72	1.07	1.21
(*)	ΔP_O	0.09	0.12	0.47	0.14	0.14
(**)	—’—	0.06	0.11	0.45	0.12	0.15

(случай 1) будут продолжены. На рисунке 1.4 представлены соответствующие теоретические радиальные распределения кислорода, наложенные на наблюдательные данные. Поскольку полученные распределения слабо зависят от вариаций теоретических зависимостей масс остатков (NKT или MLM) и граничного времени τ_b (100 или 50 млн. лет), на рисунке 1.4 демонстрируются

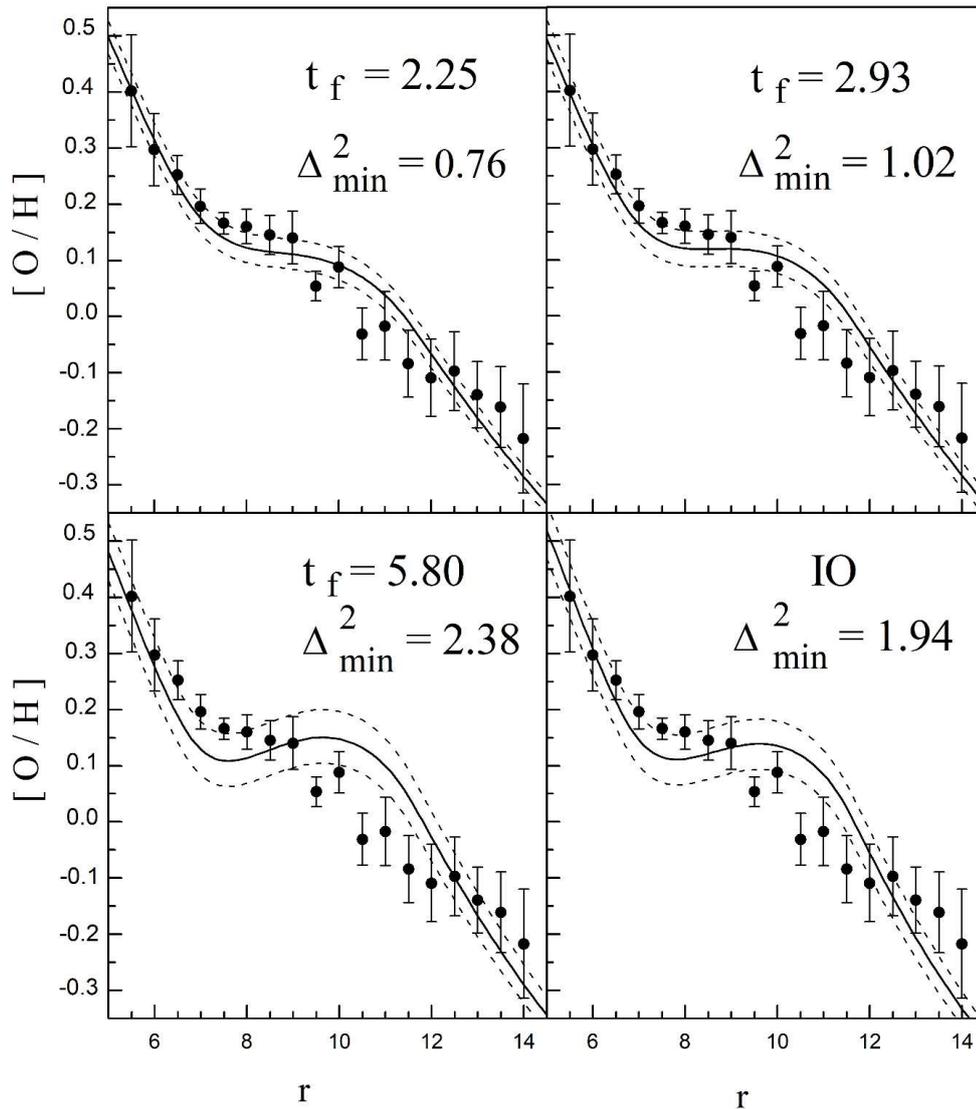


Рис. 1.4: Теоретические крупномасштабные радиальные распределения кислорода, наложенные на наблюдаемое распределение из рис. 1.1. Сплошные черные кривые соответствуют значениям P_0 из таблицы 1.3. Пунктирные кривые описывают $P_0 \pm \Delta P_0$. Распределения были вычислены как для постоянных t_f , так и для случая 1 inside-out (IO). Все рисунки представлены для $\tau_b = 100$ млн. лет.

распределения только для зависимостей масс остатков (НКТ) и $\tau_b = 100$ млн. лет. Лучшее согласие теории и наблюдений получается для коротких t_f .

Чтобы проиллюстрировать совместное влияние коротационного резонанса и турбулентной диффузии на плато, на рисунке 1.5 показана эволюция радиальных

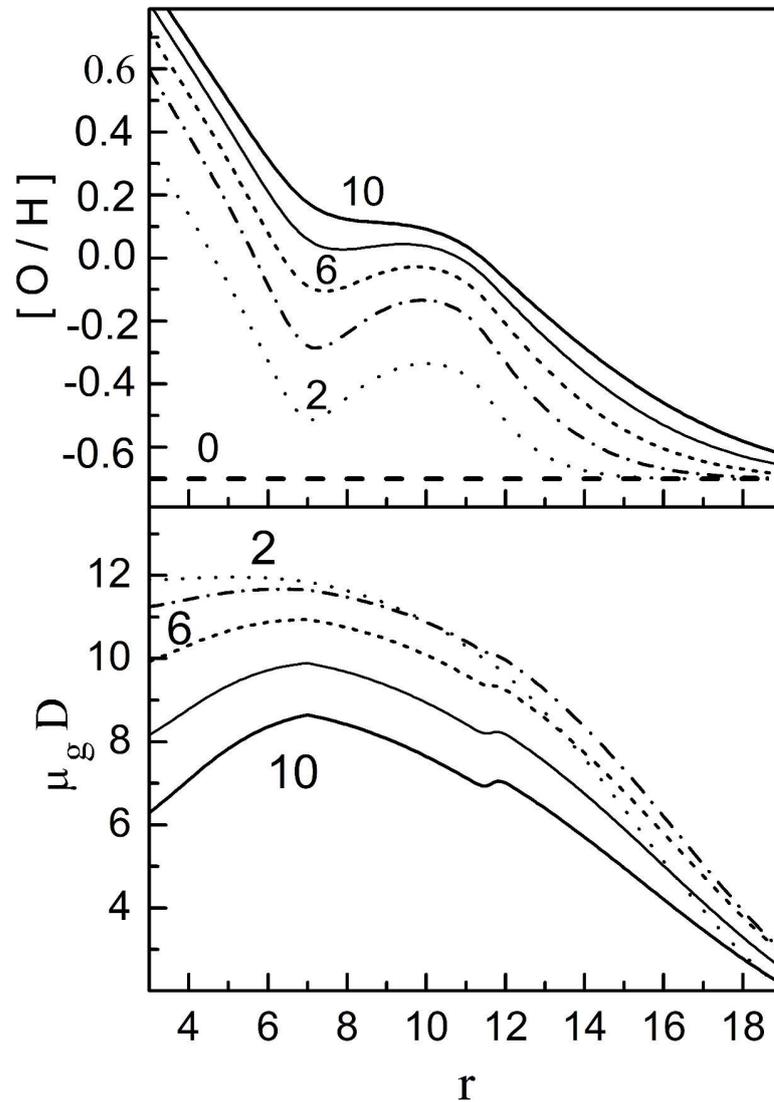


Рис. 1.5: Эволюция радиальных профилей распределения кислорода (верхний рисунок) и произведения $\mu_g D$ (нижний рисунок) со временем. Числа на кривых указывают на время в млрд. лет. Плотность газа μ_g в единицах $M_\odot \text{кпк}^{-2}$, а коэффициент диффузии D в $M_\odot \text{кпк}^2 \text{млрд. лет}^{-1}$.

профилей содержания кислорода и $\mu_g D$ для модели с постоянной временной шкалой $t_f = 2.25$ млрд. лет. Из рисунка видно, что на ранних стадиях формирования галактического диска вблизи коротации ($r \sim r_c = 7$ кпк), где $\psi_H \rightarrow 0$, образуется глубокий провал в содержании кислорода. Но со временем турбулентная диффузия превращает его в плато.

Интересно отметить уменьшение произведения $\mu_g D$ для малого и большого радиуса r . Характер такого поведения $\mu_g D$ можно легко объяснить с помощью представления (1.20) для коэффициента диффузии. Действительно, если пренебречь действием силы Кориолиса, то произведение $\mu_g D = \mu_g D_0 = const.$ Но из-за увеличения $k\tau_{fp}$ как для малого, так и для большого r , эффект силы Кориолиса проявится в уменьшении $\mu_g D$ для малого и большого r .

В настоящем пункте были получены теоретические распределения кислорода, описывающие наблюдаемую крупномасштабную особенно в области коротации для нашей Галактике. Можно ли непосредственно наблюдать такие особенности, связанные с положением коротационного радиуса, в соседних галактиках? Современные исследования спиральных галактик на предмет вида радиальных зависимостей распределений кислорода, полученным по зонам НШ, пытаются ответить на этот вопрос. В работе [86] авторы исследовали 3 спиральные галактики с известными положениями коротационных резонансов с целью обнаружить связь между коротацией и перегибами (изломами) в наблюдаемых радиальных распределениях кислорода. Ими было показана, что положение точек минимума или точек перегиба в распределениях находятся в относительно хорошем согласии с положениями коротационных резонансов. Однако авторы признают, что, поскольку вариации градиентов имеют небольшие амплитуды, они не могут полностью исключить возможность интерпретации данных в терминах линейных градиентов. Эти исследования были в дальнейшем развиты в работе [87], в которой была собрана вся имеющаяся информация (кривые вращения, распределения металличности, скорости спиральных рисунков или радиусов коротаций) для 27 отобранных галактик, 16 из которых оказались пригодными для исследований, в том числе галактики М83, М51, М101. В этой работе авторы обнаружили существование четкой корреляции между изломами в радиальных распределениях кислорода и радиусами коротации в

спиральных галактиках. Впоследствии исследования некоторых галактик, входящих в вышеупомянутые работы, были подтверждены авторами [88,89].

1.3.2. Предельные массы предшественников СН II

В предыдущем пункте для предельной массы m_U звезд, являющихся прародителями взрывающегося СН II, принималось значение $m_U \approx 50 M_{\odot}$, предполагая, что если формирующийся объект имеет начальную массу $m > m_U$, то он непосредственно коллапсирует в черную дыру без взрыва. Как следствие, такие объекты не способствуют обогащению межзвездной среды тяжелыми элементами.

Однако это значение должно рассматриваться только как начальное. Ранее были получены средние массы вновь синтезированного кислорода P_O , выброшенного в расчете на одну вспышку СН II, чтобы объяснить наблюдаемое общее количество кислорода в галактическом диске. Но P_O связано с m_U следующим соотношением [90,91]:

$$P_O = \frac{\int_{10}^{m_U} M_O(m) \xi(m) dm}{\int_{10}^{m_U} \xi(m) dm}, \quad (1.21)$$

где $M_O(m)$ – теоретическая зависимость выбрасываемой массы вновь синтезированного кислорода (за одну вспышку СН II), от начальной массы предшественника m . Следовательно, строго говоря, величины P_O и m_U не являются независимыми. Более того, используя различные теоретические зависимости $M_O(m)$ даже для одного и того же значения P_O , получаются различные m_U .

Метод нахождения m_U близок к методу, предложенному авторами [33,92]. На рисунке 1.6 иллюстрируются графические решения уравнения (1.21) для моделей теоретических зависимостей $M_O(m)$, опубликованных в работах [73] (NKT) и [93] (HMM).

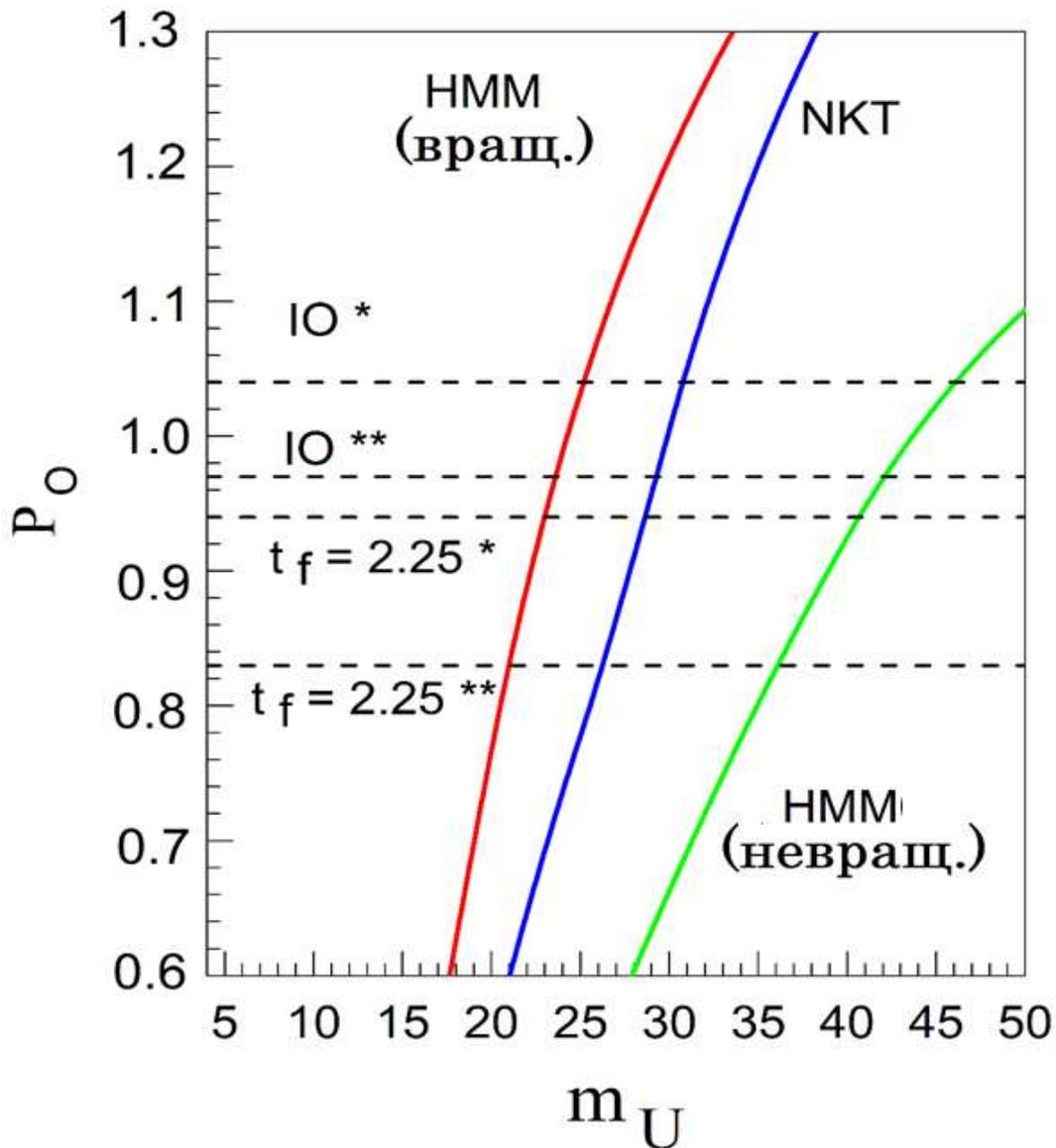


Рис. 1.6: Теоретическая зависимости P_O от предельной массы m_U . Цветные кривые вычисляются с помощью уравнения (1.21) для зависимостей $M_O(m)$, полученных NKT и HMM (в работе HMM используются как модели с вращающимися звездами, так и без вращения). Горизонтальные пунктирные линии соответствуют значениям P_O из таблицы 1.3 для $\tau_b = 100$ млн. лет и $t_f = 2.25$ млрд. лет, а также для модели inside-out (IO). Кроме того, учтены обе зависимости масс звездных остатков: NKT, отмеченное как “*”, и MLM, отмеченное как “**”.

Вычисленные предельные массы m_U предшественников для взрывающихся СН II представлены в таблице 1.4. Из таблицы (см. также рис. 1.6) видно, что, по сравнению с моделями неврацающих звезд, вращающаяся модель, предложенная НММ, предоставляет наименьшее значение для m_U .

Таблица 1.4: Уточненные предельные массы m_U , которые были получены с помощью таблицы 1.3 и уравнения (1.21). Как и в предыдущих таблицах, символы “(*)” и “(**)” соответствуют НКТ и MLM моделям масс остатков $m_r(m)$. Сокращения “вращ.” и “невращ.” соответствуют вращающимся и неврацающим моделям для предшественников СН II (НКТ рассматривает только неврацающие модели). Символ “>” означает, что уточненная m_U превышает начальное значение $50 M_\odot$.

t_f		$t_f = 2.25$		$t_f = 2.93$		<i>IO случай 1</i>	
	$m_r(m)$	(*)	(**)	(*)	(**)	(*)	(**)
$\tau_b = 100$ млн. лет							
	P_0	0.94	0.83	1.45	1.30	1.04	0.97
$M_0(m)$:		m_U					
НММ	Вращ.	23	21	41	34	25	24
НММ	Невращ.	41	36	>	>	46	42
НКТ	Невращ.	29	26	45	38	31	29
$\tau_b = 50$ млн. лет							
	P_0	1.15	0.99	1.68	1.50	1.16	1.07
$M_0(m)$:		m_U					
НММ	Вращ.	28	24	>	45	28	26
НММ	Невращ.	>	43	>	>	>	48
НКТ	Невращ.	34	30	>	48	34	31

Интересно отметить, что при постоянном $t_f = 2.25$ млрд. лет и модели inside-out (случай 1) для вращающихся предшественников СН II m_U оказываются близкими друг к другу и лежат в диапазоне $21 - 25 M_\odot$ для $\tau_b = 100$ млн. лет и $24 - 28 M_\odot$ для $\tau_b = 50$ млн. лет, причем указанные выше массы примерно в два раза меньше начального значения $m_U = 50 M_\odot$, тогда как для более длинной шкалы $t_f = 2.93$ млрд. лет предельная масса m_U близка к $40 M_\odot$.

Но для невращающихся моделей, предложенных НММ, m_U находится в диапазоне $36 - 46 M_\odot$, если $\tau_b = 100$ млн. лет или более $50 M_\odot$, если $\tau_b = 50$ млн. лет. В то время как в рамках невращающейся модели НКТ предельные массы приходятся на интервал: $m_U = 26 - 31$ и $30 - 34 M_\odot$ для $\tau_b = 100$ и 50 млн. лет соответственно.

Итак, начальное значение $m_U = 50 M_\odot$ интерпретируется как приближение нулевого порядка. Приведенные выше значения для m_U , полученные с помощью уравнения (1.21), рассматриваются как уточненные значения в следующем приближении. Далее, используя эти скорректированные m_U , можно повторить вычисления с самого начала и получить новые уточненные значения для P_O , а затем найти m_U в следующем втором приближении. Финальные значения для P_O и m_U приведены в таблице 1.5 (модель с постоянной $t_f = 2.93$ млрд. лет не нуждается в следующем шаге итерации, так как предоставляет $m_U = 50 M_\odot$). Как видно из таблицы 1.5, в рамках вращающейся модели СН II, представленной НММ, предельная масса ограничена в пределах $\sim 18 - 23 M_\odot$ при $\tau_b = 100$ млн. лет и $22 - 24 M_\odot$ при $\tau_b = 50$ млн. лет. Но в случае невращающейся модели СН II тех же авторов предельные массы оказываются значительно выше: $35 - 43 M_\odot$ при $\tau_b = 100$ млн. лет и $42 - 48 M_\odot$ при $\tau_b = 50$ млн. лет. Последние предельные массы существенно не отличаются от исходных значений. Для теоретических моделей выбрасываемого кислорода, предложенных НКТ, предельные массы оказываются меньше вышеуказанных и составляют $26 -$

28 M_{\odot} , если $\tau_b = 100$ млн. лет и 28 – 30 M_{\odot} , если $\tau_b = 50$ млн. лет. Полученный разброс в предельных массах предшественников СН II можно рассматривать как погрешности m_U , причем разбросы в основном связаны с различными моделями образования галактического диска, теоретическими зависимостями $M_O(m)$ и принятыми граничными временами τ_b .

Таблица 1.5: Финальные средние выброшенные массы вновь синтезированного кислорода P_O и предельные массы предшественников СН II (обозначения те же, что и в таблице 1.4).

		$t_f = 2.25$		IO случай 1	
	$m_r(m)$	(*)	(**)	(*)	(**)
$M_O(m)$:		$\tau_b = 100$ млн. лет			
НММ (вращ.)	P_O	0.68	0.64	0.93	0.92
	m_U	19	18	232	23
НММ (невращ.)	P_O	0.86	0.82	1.01	0.95
	m_U	37	35	43	41
НКТ (невращ.)	P_O	0.82	0.81	0.94	0.93
	m_U	26	26	28	28
$M_O(m)$:		$\tau_b = 50$ млн. лет			
НММ (вращ.)	P_O	0.91	0.89	1.00	0.96
	m_U	23	22	24	24
НММ (невращ.)	P_O	–	0.98	–	1.06
	m_U	–	42	–	48
НКТ (невращ.)	P_O	0.93	0.91	1.05	1.00
	m_U	28	28	30	30

Как было показано ранее (см. таблицу 1.3), средние выбросы кислорода в расчете на одну вспышку сверхновых СН II слабо зависят от моделей с различными граничными времени ($\tau_b = 100$ и 50 млн. лет) и массами звездных остатков (NKT, MLM), но достаточно чувствительны к выбору моделей с различными временными шкалами формирования галактического диска t_f . Кроме того, средние массы выбросов кислорода позволяют оценить предельные массы прародителей СН II, которые, как показано в таблице 1.4 (при фиксированном t_f), в значительной мере зависят от принятых моделей теоретических зависимостей выбрасываемых масс кислорода от масс предсверхновых. Полученные оценки предельных массы СН II будут уточняться в будущих исследованиях. Однако стоит отметить их важность. Дело в том, что эти оценки были получены, используя только кислород, который в основном производится СН II. В дальнейшем список химических элементов, производящихся преимущественно сверхновыми 2-го типа, будет расширен, что позволит оценить предельную массу предсверхновых по каждому элементу как для различных моделей формирования галактического диска, так и для имеющихся теоретических зависимостей масс выбросов элементов от массы предшественников. Полученные одинаковые предельные массы предшественников СН II для большого числа элементов могут послужить критерием для выбора наиболее предпочтительных теоретических зависимостей выбрасываемых масс элементов от масс предсверхновых. Это связано с тем, что хорошая модель теоретических выбросов, используемая для построения химической эволюции галактики, должна одновременно объяснять наблюдаемое содержание всех тяжелых элементов в межзвездной среде, избегая при этом проблемы нехватки или избытка содержания какого-либо химического элемента.

1.4. Выводы по первой главе

В настоящей главе были проанализированы новые и наиболее обширные данные о содержании кислорода в цефеидах, опубликованные авторами [22,23,24,25]. Будучи очень молодыми объектами с достаточно точно измеренными расстояниями, цефеиды дают информацию о содержании кислорода в межзвездной среде почти в настоящий момент, так как за время их жизни они не успевают уйти далеко от места своего рождения. Как показано на рисунке 1.1, картина радиального распределения кислорода, построенная в виде усредненных в ячейках обилий, показывает некоторые особенности в распределении, такие как перегибы с различными градиентами в различных радиальных диапазонах и плато-подобное распределение в солнечной окрестности диска. Кроме того, оказывается, что содержание кислорода в межзвездной среде в окрестностях Солнца больше (на ~ 0.15 dex), чем его содержания в нашей звезде. В исследованиях также учитываются открытия [55,58,60] большого количества ионизированного газа, окружающего галактику, что может говорить нам о возможной высокой скорости падения газа на диск ($\approx 1,5 M_{\odot} \text{год}^{-1}$). Что, в свою очередь, допускает длительные временные шкалы для формирования галактического диска, включая модель *inside-out*, предложенную авторами [61] и рассматриваемую как промежуточный вариант между короткими ($t_f \sim 2$ млрд. лет) и длинными ($t_f \sim 6$ млрд. лет) временными шкалами.

Чтобы объяснить эти особенности и включить вышеупомянутые возможные изменения в наши представления об истории образования галактического диска, в настоящей главе была пересмотрена теория синтеза кислорода в галактическом диске, предложенная в работах [30,31,32] и обобщенная в [33]. Основные усилия сосредотачиваются на наиболее внимательном описании процессов, влияющих на обогащение диска кислородом. В частности, более тщательно выводятся

соответствующие эволюционные уравнения. Чтобы учесть влияние спиральных рукавов на синтез кислорода в диске, скорость звездообразования разделяется на две части: для короткоживущих и долгоживущих звезд. Но в отличие от [33], исследуются два граничных времени (100 и 50 млн. лет), которые разделяют массивные и маломассивные объекты. Кроме того, анализируются влияния различных скоростей падения газа на диск в настоящее время. Заметим также, что последовательное использование начальной функции масс, определяемой по числу [72], оказалось весьма полезным для правильного математического представления различных рассматриваемых процессов.

Перечислим основные результаты, полученные при исследовании крупномасштабного распределения кислорода.

- Нелинейное радиальное распределение содержания кислорода вдоль галактического диска, показанное на рисунке 1.1, действительно может быть связано с комбинированным влиянием коротационного резонанса (который находится примерно на $r \approx 7$ кпк) и турбулентной диффузии в межзвездном газе.
- Модели быстрого образования галактического диска ($t_f \approx 2 - 3$ млрд. лет) лучше всего совпадают с наблюдаемым радиальным распределением кислорода (см. табл. 1.3 и рис. 1.4). Хуже всего согласуются с наблюдениями модели с длинной временной шкалой образования диска ($t_f \approx 6$ млрд. лет). Следовательно, высокая скорость поступления газа на диск не может быть согласована с радиальным распределением кислорода. Inside-out модель нуждается в дальнейшем уточнении.
- Средние массы вновь синтезированного кислорода P_O , выбрасываемого за одну вспышку СН II (см. таблицу 1.6), оказались примерно в два-три раза больше, чем те, которые были получены в [33]. Но в то же время увеличились и теоретические выбросы кислорода по сравнению с

данными, принятыми в вышеуказанной работе. Кроме того, нужно отметить, что новое содержание кислорода на Солнце, предложенное [51] ($\log(\epsilon_{\odot}) = 8.69$ dex), оказалось примерно на 0.15 dex меньше, чем значение, принимаемое в предыдущих работах.

- Если временная шкала t_f коротка ~ 2 млрд. лет или такая, как в модели “inside-out”, то предельные начальные массы m_U вращающихся предшественников СН II (НММ) не превышают 22 – 24 M_{\odot} (см. таблицу 1.5). Это ограничение на предельную массу прародителя звезды, взрывающегося как СН II, близко к тем, которые были выявлены в работах [48,49,93]. Совсем недавно авторы [94] обнаружили звезду, которая исчезла с неба без какого-либо зрелищного события. Вероятно, это может быть первым зафиксированным неудачным СН II событием, масса прародителя которого составляет $\approx 25 M_{\odot}$
- Но для $t_f \sim 3$ млрд. лет в той же вращающейся модели для СН II, m_U может достигать 40 или даже более 50 M_{\odot} , как видно из таблицы 1.4.
- Для моделей невращающихся предшественников СН II по НММ начальные предельные массы могут достигать 40 M_{\odot} и более (см. таблицы 1.4 и 1.5) в зависимости от скорости образования галактического диска. Полученные результаты открывают возможность для предположения, что прародители СН II могут быть связаны со звездами Вольфа-Райе (как подтипа Ib/c), масса которых превышает 25 M_{\odot} и достигает 40 M_{\odot} [95,96].

По результатам первой главы была опубликована следующая статья:

1. Mishurov Y. N., Tkachenko R. V. On the radial oxygen distribution in the Galactic disc //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2018. – Т. 473. – №. 3. – С. 3700-3709.

Глава 2

Исследование локальных особенностей в распределении кислорода

Помимо крупномасштабной особенности в распределении кислорода (перегиба, плато) на рисунке 1.1 были показаны еще ряд особенностей, а именно локальные области пониженного содержания кислорода вблизи $r \approx 9.5$ и 10.5 кпк с характерной шириной ≈ 1 кпк. В настоящей работе эти особенности названы “локальными провалами”. В отличие от вышеупомянутой крупномасштабной особенности – плато, явления локальных провалов могут быть связаны с кратковременными выпадениями низкометаллического межгалактического газа на диск в близкие к настоящему моменту времени.

В таком предположении нет ничего необычного, поскольку падающие на галактический диск молекулярные облака хорошо известны (например, высокоскоростные облака, Магеллановы потоки и потоки Стрельца, облака ионизированного газа [58,97]). Априори не очевидно, что этот механизм способен объяснить явление локальных провалов. Действительно, падающий газ может увеличить рождаемость массивных звезд – прародителей СН II, которые являются основным источником кислорода, а значит, и падение облаков может привести к увеличению, а не к уменьшению обилия кислорода. Цель настоящей главы – выяснить, объясняет ли этот механизм явления вышеупомянутых локальных провалов в распределении кислорода.

2.1. Построение теоретической модели

В настоящей главе ключевым параметром является скорость падения газа $f_{\Sigma}(r, t)$ на галактический диск. В дальнейшем локальные провалы в радиальном распределении кислорода будут связаны с возмущениями скорости выпадения

газа на диск. Как обычно, в качестве первого шага рассматривается невозмущенное решение для обогащения галактического диска кислородом, принимая соответствующее найденное радиальное распределение кислорода из предыдущей главы. В этом случае $f_{\Sigma}(r, t) = f(r, t)$, где f – невозмущенная скорость выпадения газа. Поскольку не учитывается перераспределение материи внутри галактического диска (возникающее в результате радиальных потоков), для невозмущенной скорости выпадения газа используется традиционное простое представление, которое продиктовано экспоненциальным радиальным распределением материи в галактическом диске в настоящую эпоху [98] и описанное в предыдущей главе:

$$f(r, t) = f_0 \exp\left(-\frac{r}{r_d} - \frac{t}{t_f}\right), \quad (2.1)$$

Отметим здесь, что численное моделирование в настоящей главе выполняется для двух значений t_f :

- 1) модель с постоянным $t_f = 2.25$ млрд. лет (наилучшая по величине невязки, см. главу 1);
- 2) модель inside-out случай 1 (IO) (как альтернатива постоянной временной шкале).

Чтобы учесть влияние локальных потоков на распределение кислорода в галактическом диске, эти потоки рассматриваются как возмущения стандартной эволюции галактического обилия, проанализированного в предыдущей главе. Для этого предполагается, что потоки падают на диск в течение короткого периода времени $\delta t \ll T_d$ ($T_d = 10$ млрд. лет) на поздней стадии галактической жизни: если $0 \leq t \leq T_d - \delta t$ в приведенных выше уравнениях, то $f_{\Sigma} = f(r, t)$. Но если $T_d - \delta t < t \leq T_d$, то скорость падения газа заменяется суммой $f_{\Sigma} = f + f_{st}$, где f_{st} – возмущение скорости выпадения газа вследствие наличия потоков. Для

простоты предполагается, что f_{st} не зависит от t . Его радиальная зависимость аппроксимируется суммой гауссианов:

$$f_{st} = \sum_i^2 f_{0i} \exp \left[-\frac{(r - r_i)^2}{2d_i^2} \right], \quad (2.2)$$

где r_i и d_i – расположение центра i – го потока ($i = 2$) и полуширина потока соответственно; f_{0i} – нормализующая константа, определяемая массой m_i газа в i – ом потоке:

$$m_i = 2\pi f_{0i} \int_{-3d_i}^{3d_i} \exp \left[-\frac{(r - r_i)^2}{2d_i^2} \right] r dr \delta t, \quad (2.3)$$

При моделировании полагается, что $\delta t \sim 100$ млн. лет, и содержание кислорода в потоках $Z_{fs} = 0.2 Z_{\odot}$ [97]. Ширина потоков составляет $2d_i \approx 1$ кпк, а расположения их центров принимаются равными $r_1 = 9.5$ кпк и $r_2 = 10.5$ кпк. (см. рис. 1.1, для солнечного расстояния принимается $r_{\odot} = 7.9$ кпк).

Далее, для невозмущенной стадии ($t \leq T_d - \delta t$) принимаются все величины из предыдущей главы. Но для $T_d - \delta t < t \leq T_d$ решаются уравнения (1.8) и (1.17), используя приведенное выше представление для возмущенной скорости выпадения газа для различных значений m_1 и m_2 . В результате вычисляются эволюции радиальных профилей плотности газа $\mu_g(r, t)$, полученные для различных принятых масс $m_{1,2}$ потоков.

Затем, варьируя среднюю массу P_0 кислорода, выбрасываемую за одну вспышку СН II, и массы потоков $m_{1,2}$, решаются уравнения (1.17) и (1.18). Следовательно, получаются зависимости $\mu_o(r, T_d)$ для различных значений P_0 и $m_{1,2}$. Далее вычисляются теоретические содержания кислорода $[O/H]_{th} = \log(Z_o) - \log(Z_o)_{\odot}$ как функции от r в настоящую эпоху.

Для того чтобы найти указанные выше свободные параметры P_o и $m_{1,2}$, как и в главе 1 минимизируется невязка Δ^2 , но теперь для 3-ех свободных параметров:

$$\Delta^2 = \frac{1}{n-4} \sum_{k=1}^n \{(\langle [O/H] \rangle_k^{ob} - [O/H]_k^{th}) \varpi_k\}^2, \quad (2.4)$$

где $\langle [O/H] \rangle_k^{ob}$ – наблюдаемое среднее содержание кислорода в ячейке; ϖ_k – вес (предполагается, что он обратно пропорционален длине вертикального отрезка в k – ой ячейке, см. рис 1.1), а суммирование производится по всем точкам (от $k = 1$ до $k = n$, $n = 18$) в диапазоне радиусов $5.5 \leq r \leq 14$ кпк, причем величина $n - 4$ является числом степеней свободы (в настоящей главе поиск параметров осуществляется по 3-ем параметрам: P_o и $m_{1,2}$).

Для того чтобы оценить погрешности при поиске параметров и одновременно скорректировать их лучшие значения, проводится ряд численных экспериментов, добавляя к наблюдаемым средним значениям в k – ой ячейке случайные величины, имеющие гауссовское распределения со стандартными отклонениями, соответствующими величинам вертикальных отрезкой на рис. 1.1. Для каждого “зашумленного” радиального распределения обилия кислорода отыскивается минимум для величины Δ^2 по вышеупомянутым трем параметрам. Процедура повторяется 100 раз и вычисляются 100 значений P_o , m_1 и m_2 , которые наилучшим образом соответствуют зашумленным наблюдаемым данным в ячейках. Затем значения для P_o и $m_{1,2}$ усредняются и для них отыскиваются стандартные отклонения средних значений. Полученные таким образом значения для приведенных выше свободных параметров принимаются как наилучшие (с учетом ошибок).

2.2. Результаты и обсуждения

Чтобы проиллюстрировать обсуждаемые эффекты, вычисляются теоретические радиальные распределения кислорода для двух представлений временных шкал t_f , входящих в невозмущенную скорость выпадения: короткой и постоянной $t_f = 2.25$ млрд. лет, и t_f – которая зависит от r (inside-out). В расчетах использовались только теоретические зависимости масс остатков НКТ ввиду того, что в случае $m_U < 30 M_\odot$ (см. таблицу 1.5) зависимости НКТ и MLM одинаковы.

На рисунке 2.1 представлены радиальные профили поверхностной плотности межзвездного газа $\mu_g(r, T_d)$, маломассивных звезд $\mu_s(r, T_d)$ и остатков $\mu_r(r, T_d)$, а также скоростей звездообразований $\psi_L^r(r, T_d)$ и $\psi_H^r(r, T_d)$ для маломассивных и массивных звезд соответственно, и их суммарного значения. На этих рисунках приводятся распределения только для $\tau_b = 50$ млн. лет, поскольку рисунки для $\tau_b = 50$ и 100 млн. лет существенно не отличаются.

Однако окончательные численные значения наиболее подходящих параметров приведены в таблице 2.1 для обоих значений τ_b . Нужно обратить внимание на резкий рост плотности газа и СЗО в областях, соответствующих местоположениям потоков. Можно ли непосредственно наблюдать эти пики? Достоверно выявить такие пики в нашей Галактике трудно (или даже невозможно). Пожалуй, единственный намек на наблюдаемые особенности есть в работе [99]. Авторы наблюдали регион звездообразования массивных звезд с высокой светимостью ($L \geq 10^4 L_\odot$). Они сосредоточили свое внимание на нескольких пиках, в частности на том, который находится в области $r \approx 10$ кпк. Авторы полагают, что пики могут быть связаны с рукавом Стрельца. В отличие от них, другие авторы [55], используя те же данные, утверждают, что повышение СЗО на $r \approx 10$ кпк является неожиданным. Таким образом, с точки зрения наблюдений природа пиков остается неясной.

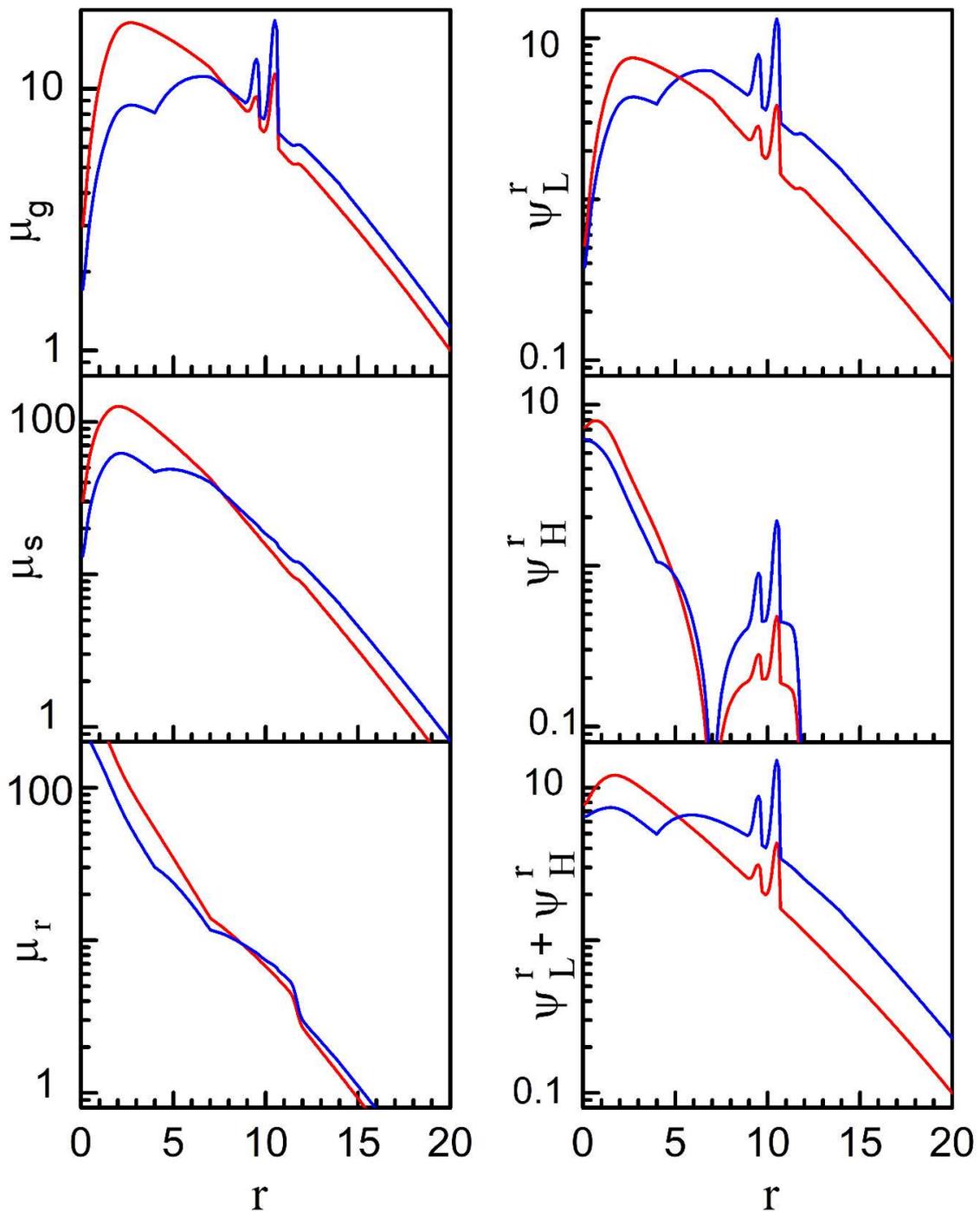


Рис. 2.1: Радиальные профили плотностей и скоростей звездообразования, с учетом влияния локальных потоков, построенные для настоящей эпохи и граничного времени $\tau_b = 50$ млн. лет. Красные кривые соответствуют модели с постоянной $t_f = 2.25$ млрд. лет, синие кривые соответствуют сценарию inside-out.

Таблица 2.1: Поиск параметров, полученных для двух моделей t_f (в млрд. лет) и двух граничных времен τ_b . Для сравнения с результатами, полученными в первой главе, приводятся минимумы дисперсионных функций Δ^2 и средние массы кислорода P_o (в M_\odot), выброшенных за одну вспышку СН II, полученные с учетом потоков и без. Массы потоков ($m_{1,2}$) даны в $10^8 M_\odot$.

t_f	P_o	P_o	m_1	m_2	$\min \Delta^2$	$\min \Delta^2$
$\tau_b = 50$ млн. лет						
2.25	0.95 ± 0.04	0.92 ± 0.09	0.60 ± 0.38	1.88 ± 0.75	0.42	0.80
Ю	1.08 ± 0.06	1.02 ± 0.14	1.51 ± 0.64	3.81 ± 1.06	0.72	1.98
$\tau_b = 100$ млн. лет						
2.25	0.82 ± 0.04	0.82 ± 0.07	0.58 ± 0.37	1.44 ± 0.72	0.42	0.76
Ю	0.96 ± 0.06	0.94 ± 0.12	1.44 ± 0.61	3.72 ± 1.03	0.72	1.94

Если обнаружение пиков в СЗО и распределении плотности для ярких звезд представляет собой проблему, то обнаружение пиков по звездам с низкой светимостью является еще более сложной задачей. Возможно, что пики для звезд с низкой светимостью вообще не могут быть выявлены. Действительно, как видно из рисунка 2.1, несмотря на пики в СЗО для маломассивных звезд ψ_L в точках расположения потоков, поверхностная звездная плотность μ_s не показывает никаких особенностей на тех же расстояниях. Как такое может быть? Чтобы объяснить это, нужно оценить величину возмущения плотности для

маломассивных звезд $\Delta\mu_s$ при $r \approx 10$ кпк. Для этого используется уравнение (1.10) из первой главы, которое описывает эволюцию μ_s :

$$\dot{\mu}_s(T_d) = \psi_L^r - \int_{m_1}^{m_b} \psi_L(r, t - \tau_m) m \xi dm, \quad (2.5)$$

где второй член справа отвечает за уменьшение μ_s вследствие перехода звезд в остатки. Если пренебречь этим слагаемым (его включение только усиливает вывод), то оценка для $\Delta\mu_s$ ввиду возмущения в СЗО для маломассивных звезд потоками $\Delta\psi_L^r$ оказывается $\Delta\mu_s \sim \Delta\psi_L^r \delta t$. Из правого верхнего изображения рисунка 2.1, находим, что $\Delta\psi_L^r \sim 5 M_\odot \text{пк}^{-2} \text{млрд. лет}^{-1}$ и $\Delta\mu_s \sim 0.5 M_\odot \text{пк}^{-2}$, тогда как невозмущенная плотность $\mu_s \sim 10 M_\odot \text{пк}^{-2}$. Следовательно, $\Delta\mu_s$ примерно в 20 раз меньше, чем μ_s на этом расстоянии. Такой низкий рост звезд с малой массой (и низкой светимостью) просто невидим как на среднем рисунке, так и на левом изображении рисунка 2.1, а также в наблюдениях. Аналогичные оценки объясняют отсутствие пиков в распределении поверхностной плотности остатков μ_r .

На рисунке 2.2 построены результаты радиальных распределений кислорода, полученных с использованием возмущенной модели эволюции галактического кислорода. Теоретические распределения накладываются на наблюдаемое распределение в ячейках. Полученные параметры приведены в таблице 2.1. Как видно, влияние локальных потоков с низкой металличностью, которые в настоящую эпоху в течение короткого промежутка времени обрушиваются на диск, действительно приводят к уменьшению содержания кислорода в местах расположения потоков.

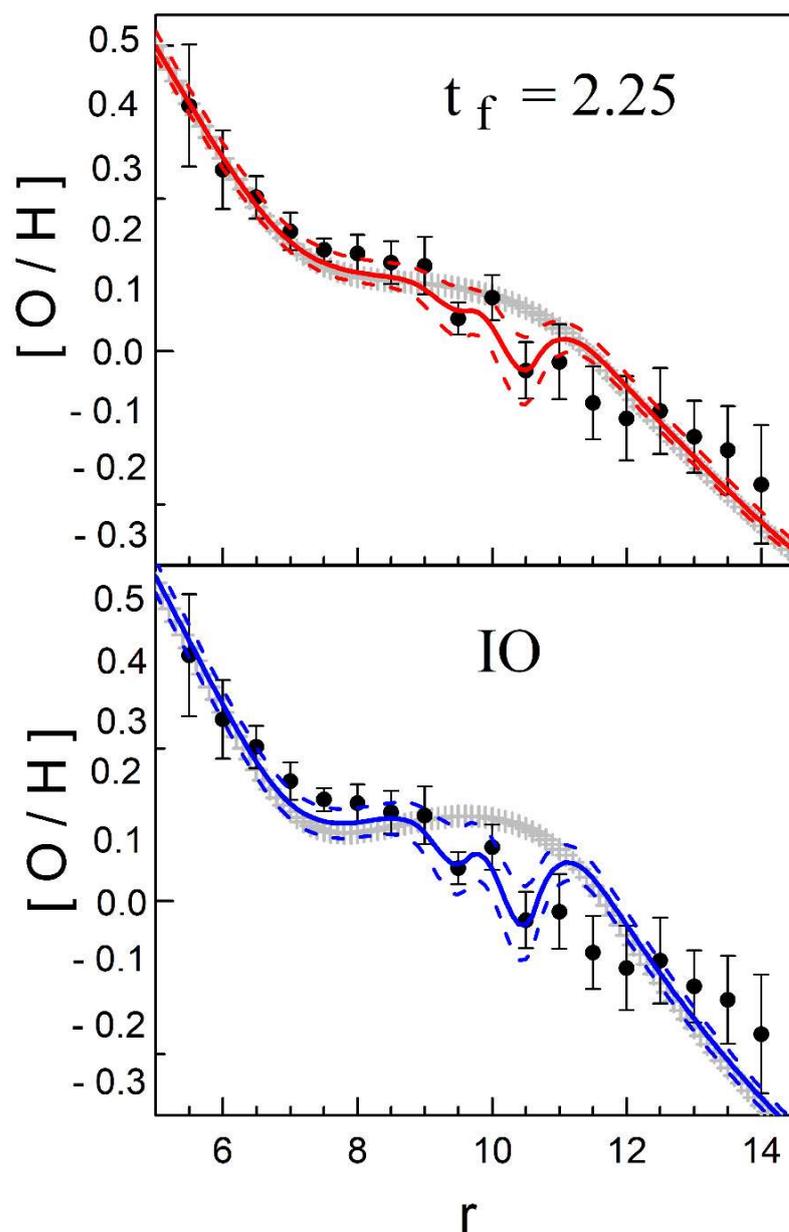


Рис. 2.2: Теоретические распределения кислорода в нашу эпоху, наложенные на наблюдаемое распределение в ячейках шириной 0.5 кпк из рисунка 1.1. Теоретические локальные провалы хорошо описывают наблюдения. Верхний рисунок представляет теоретическое распределение, рассчитанное для временной шкалы скорости выпадения газа $t_f = 2.25$ млрд. лет. Нижний рисунок – то же самое, но для сценария inside-out (IO). Сплошные линии представляют наилучшие по согласию с наблюдениями распределения кислорода. Пунктирные линии указывают стандартные отклонения от наилучших значений. Серые кривые соответствуют моделям распределений кислорода из предыдущей главы.

Чтобы понять, почему падающий газ приводит к уменьшению обилия кислорода на соответствующих расстояниях, рассмотрим эти процессы более подробно. Для этого используем уравнение (1.12), чтобы свести уравнение (1.13) к следующему виду:

$$\begin{aligned} \mu_g \dot{Z}_O = & \int_{m_t}^{m_b} (m - m_r) \psi_L(r, t - \tau_m) \Delta Z_O(r, t - \tau_m) \xi dm \\ & + E_O^{CC} f_\Sigma(Z_O - Z_{fO}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_g D \frac{\partial Z_O}{\partial r} \right), \end{aligned} \quad (2.6)$$

где $\Delta Z_O = Z_O(r, t - \tau_b) - Z_O(r, t)$. Затем отдельно оцениваем вклады различных членов в Z_O при $r = 10.5$ кпк. Подробные вычисления показывают, что роли первого и четвертого членов в правой части уравнения пренебрежимо малы. На рисунке 2.3 построены второй и третий члены из приведенного выше уравнения отдельно.

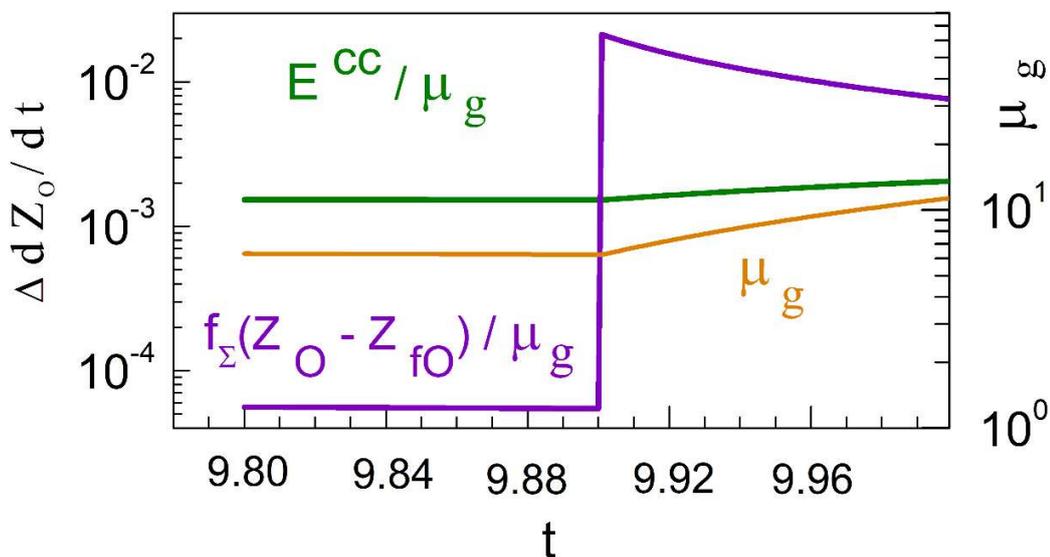


Рис. 2.3: Вклады $\Delta \dot{Z}_O$ в \dot{Z}_O от взрывающихся СН II (зеленая кривая) и эффект разбавления содержания кислорода с помощью потоков с низким содержанием кислорода в газе (пурпурная кривая), включая возмущения потоками. Эти вклады были рассчитаны при $r = 10.5$ кпк. Эффекты обоих процессов становятся очевидными при $t \geq 9.9$ млрд. лет (подробнее см. уравнение 2.6).

Как видно из рисунка 2.3, при $t < 9.9$ млрд. лет невозмущенная скорость обогащения галактического диска кислородом вследствие взрывов СН II (зеленая кривая) превышает эффект разбавления кислорода падающим газом (пурпурная кривая). Но как только поток начинает взаимодействовать с галактическим диском, разбавление межзвездного газа потоком резко возрастает в момент $t \approx 9.9$ млрд. лет, но скорость обогащения при этом не демонстрирует такого быстрого роста. Медленный рост скорости обогащения (относительно разбавления) связан с медленным ростом μ_g со временем — после того, как поток начинает падать на диск (см. рисунок 2.3) и со слабой зависимостью E^{CC} / μ_g от плотности газа: $E^{CC} / \mu_g \propto \mu_g^{0.5}$ (см. уравнение 1.18). Напротив, будучи функцией от f_Σ , скорость разбавления резко возрастает (примерно на два порядка) при $t = 9.9$ млрд. лет в результате значительного увеличения скорости выпадения газа за счет потоков ($f_\Sigma = f \rightarrow f + f_{st}$), хотя скорость разбавления среды зависит от плотности газа как μ_g^{-1} . Действительно, при $r = 10.5$ кпк и $t = 9.9$ млрд. лет численное значение для регулярной скорости падения составляет $f \sim 0.13 M_\odot \text{пк}^{-2} \text{млрд. лет}^{-1}$ (здесь используем $f_0 = 220 M_\odot \text{пк}^{-2} \text{млрд. лет}^{-1}$ из первой главы), тогда как возмущение в скорости падения вследствие потоков может быть оценено как $f_{st} \sim m_2 / (2\pi r_2^2 d_2 \delta t) \sim 30 M_\odot \text{пк}^{-2} \text{млрд. лет}^{-1}$, что намного больше, чем регулярное f .

Теперь можно прокомментировать другие параметры, приведенные в таблице 2.1. Прежде всего отметим, что локальные потоки привели к значительному снижению величины невязки Δ^2 относительно случая, в котором возмущение потоками пренебрегалось: примерно в 1.8 раза для постоянного $t_f = 2.25$ млрд. лет и в 2.7 раза для inside-out сценария. Другими словами, модели с потоками удовлетворяют наблюдениям гораздо лучше, чем те, в которых эффекты потоков были не учтены. Этот вывод можно увидеть на рисунке 2.2, где

для сравнения построены распределения кислорода (серые кривые) из первой главы.

Массы потоков, необходимые для объяснения наблюдаемых локальных провалов в радиальном распределении кислорода, являются разумными. Например, согласно таблице 2.1 из работы [97] следует, что общая масса Магелланова потока и моста составляет $\sim 4.5 \times 10^8 M_{\odot}$ и $\sim 10^9 M_{\odot}$ в виде нейтрального и ионизированного водорода соответственно. Суммарные массы газовых потоков, необходимые для объяснения двух локальных провалов ($\sim 2 \times 10^8 M_{\odot}$ и $\sim 5 \times 10^8 M_{\odot}$ для сценария $t_f = 2.25$ млрд. лет и inside-out соответственно, см. таблицу 2.1 настоящей главы), меньше суммарной массы Магелланова потока и моста. Кроме того, на рисунке. 2.2, есть особенность в диапазоне расстояний 11 – 12.5 кпк, которая может быть интерпретирована как третий провал. Однако не исключено, что наблюдается увеличение содержание кислорода в диапазоне 12.5 – 14 кпк, связанное с внешним резонансом Линдблада, расположенном на $r \approx 12$ кпк. Поэтому характер этой особенности не столь однозначен, как характер предыдущих провалов. Эта особенность должна быть изучена отдельно.

2.3. Выводы по второй главе

Распределение кислорода вдоль галактического радиуса, построенное с использованием содержания кислорода в цефеидах, демонстрирует, по крайней мере две особенности: перегиб и платообразное распределение в регионе 7 – 9 кпк, и локальные провалы на $r \sim 9.5$ и 10.5 кпк (рисунок 1.1). Первая особенность была объяснена в предыдущей главе с помощью комбинированного эффекта коротационного резонанса (расположенного на $r \approx 7$ кпк) и турбулентной диффузии. В настоящей главе была сделана попытка объяснить образование локальных провалов в содержании кислорода на указанных расстояниях с помощью локальных выпадений межгалактического низкоме-

талличного газа на Галактический диск. Как видно из рисунка 2.3, если включить вышеупомянутые локальные потоки в модель галактического синтеза кислорода, предложенную в предыдущей главе, то получается объяснить как природу крупномасштабного радиального распределения кислорода вдоль диска (с плато-подобной особенностью), так и локальные провалы. Общая масса для потоков составляет $2-5 \times 10^8 M_{\odot}$, что сопоставимо с наблюдаемыми [97]. Кроме того, в работе [100] авторы утверждают, что посредством локальных потоков в Галактический диск может поставляться примерно $3 - 7 M_{\odot} \text{год}^{-1}$, что вполне может обеспечить необходимую массу, которая выпадает на диск за последние 100 млн. лет. Средняя масса кислорода P_o , выбрасываемого за одну вспышку СН II, и предельные массы звезд m_U , которые взрываются как СН II и способствуют обогащению диска кислородом, близки к значениям, полученным в первой главе.

Перечислим основные результаты, полученные при исследовании локальных особенностей в распределении кислорода

- Предложен новый механизм объяснения локальных особенностей в распределении кислорода с помощью учета выпадения газа (посредством потоков) с низким содержанием кислорода на галактический диск в последние 100млн. лет.
- Оценены предполагаемые массы потоков, которые необходимы для объяснения локальных особенностей в распределении кислорода.
- Так как априори не очевидно, что такой механизм способен объяснить явление локальных провалов, а наоборот, гипотетически, может привести к увеличению обогащения галактики посредством увеличения взрывов СН II, произведены оценки вкладов различных процессов на это явление. Оценки показывают, что эффект разбавления от локальны потоков значительно превышает эффект увеличения производства кислорода ввиду увеличения вспышек СН II.

По результатам второй главы была опубликована следующая статья:

1. Mishurov Y. N., **Ткаченко R. V.** On the radial oxygen distribution in the Galactic disc–II. Effects of local streams // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2018. – Т. 476. – №. 4. – С. 5377-5381.

Глава 3

Исследование радиального распределения железа вдоль Галактического диска

В предыдущих главах было исследовано формирование наблюдаемого радиального распределения кислорода вдоль Галактического диска. Главной особенностью его является нетривиальное поведение содержания кислорода $[O/H]$ вдоль Галактического радиуса: в различных диапазонах r распределение описывается различными градиентами. Во внутренней и внешней частях галактического радиуса содержание кислорода уменьшается с r , но в пределах диапазона 7 – 9 кпк в распределении появляется плато (см. рис. 1.1). Такое нелинейное распределение связано в настоящей диссертации с комбинированным влиянием коротационного резонанса и турбулентной диффузии.

В настоящей главе будет изучено формирование радиального распределения железа. На рисунке 3.1 представлено распределение железа, построенное с использованием цефеид (подробнее см. пункт 3.1). Сравнение наблюдаемых распределений содержания железа и кислорода демонстрирует удивительное сходство между ними. В частности, оба распределения имеют плато-подобный вид, который расположен примерно в одном и том же диапазоне галактических радиусов.

На первый взгляд, вышеупомянутое сходство в распределениях кислорода и железа является неожиданным, поскольку обсуждаемые химические элементы производятся источниками, имеющими различную природу: кислород поставляется в галактику в основном очень молодыми сверхновыми 2-го типа (СН II), тогда как, помимо СН II, значительная часть галактического железа ($\sim 2/3$, согласно [41]) производится сверхновыми типа Ia (далее СН Ia). Поскольку

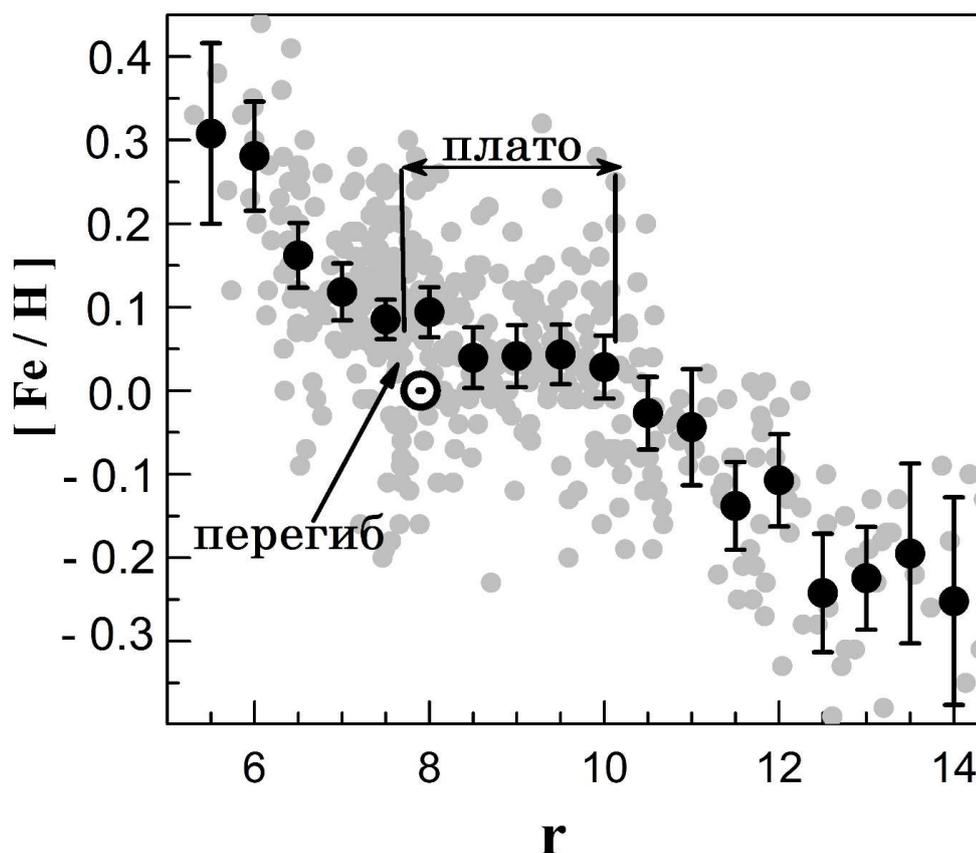


Рис. 3.1: Среднее наблюдаемое радиальное распределение железа вдоль Галактического радиуса. Серые кружки демонстрируют наблюдаемое содержание железа в цефеидах, полученное [26,27,28]. Черные кружки определяют наблюдаемое содержание железа, усредненное в пределах ячеек шириной 0.5 кпк. Вертикальные отрезки – стандартные отклонения средних значений содержания железа в ячейках. Солнечный символ соответствует содержанию железа на Солнце $[Fe/H]_{\odot} = 0$ dex. Галактический радиус r в кпк.

долгое время считалось, что прародители СН Ia являются долгоживущими объектами (~ 1 млрд. лет и более), было бы трудно объяснить происхождение плато в радиальном распределении железа по аналогии с кислородом. Дело в том, что если прародители СН Ia являются долгоживущими объектами, то они будут рассеяны по большей части диска под влиянием галактических спиральных рукавов [42,101]. Следовательно, в момент выброса железа в окружающий межзвездный газ сверхновыми Ia, предшественники которых рождаются вблизи коротации, могут мигрировать на значительные расстояния относительно её

местоположения. В этом случае образование плато в радиальном распределении железа подобно тому, что изображено на рисунке 3.1, было бы трудно объяснить, по крайней мере, с помощью коротационного эффекта.

К счастью, после выхода в свет работ [43,44,45,77] было признано, что популяция СН Ia состоит из двух подтипов: короткоживущих (локализующихся строго в спиральных рукавах) и долгоживущих СН Ia (наблюдаемых во всех областях галактического диска). В настоящей диссертации принято называть короткоживущими тех предшественников СН Ia, для которых время жизни $\leq \tau_b$, и долгоживущими $> \tau_b$. Следует напомнить, что при моделировании используются 2 значения для граничного времени, $\tau_b = 100$ и 50 млн. лет. Кроме того, предлагаемые оценки граничного времени близки к тем, что приводятся в [45,46,102] (в представленных работах короткоживущие и долгоживущие объекты разделены значением времени жизни $\tau = 100$ млн. лет и названы “prompt” и “tardy” соответственно).

Этому новому пониманию природы СН Ia способствовали обширные наблюдения, главным образом выполненные в текущем столетии. Открытие дает возможность использовать подход, разработанный в [33] и усовершенствованный в настоящей диссертации, чтобы исследовать наблюдаемое распределение железа. Цель настоящей главы – объяснить формирование галактического извивающегося радиального распределения железа и получить ограничения на производство железа различными типами источников.

3.1. Наблюдаемое распределение железа в Галактическом диске

В качестве наблюдательных данных использовались спектроскопические содержания железа в цефеидах, полученные в работах [26,27,28]. Важно, чтобы эти данные были получены одной и той же командой, в которой содержания железа оценивались аналогичными методами. Кроме того, общее количество

объектов в вышеупомянутой работе, примерно в 1.5 раза превышает выборку, полученную в [22,23,24,25]

На рисунке 3.1 построено наблюдаемое распределение железа $[Fe/H]$ в цефеидах, где $[Fe/H] = \log(N_{Fe}/N_H)_{star} - \log(N_{Fe}/N_H)_{\odot}$; N_{Fe} и N_H — число атомов железа и водорода соответственно. Общее число объектов, которые попадают в тот же галактический радиальный диапазон от 5.25 до 14.25 кпк (используемый в исследовании распределения кислорода из предыдущих глав), составляет 442 звезды. Сравнение данных, используемых в настоящей главе, с содержанием железа, полученное в работах [22,23,24,25], демонстрирует близкие закономерности для совпадающих звезд. Используя эти данные, строится радиальное распределение железа в ячейках (шириной 0.5 кпк). На рисунке 3.1 оно накладывается на наблюдаемое содержание железа в цефеидах. Сравнение радиальных распределений железа и кислорода из предыдущей главы показывает, что они очень похожи друг на друга. Действительно, оба химических элемента демонстрируют отрицательный градиент в галактоцентрических диапазонах расстояний $5 \leq r \leq 7$ кпк и $r \geq 9$ кпк. Однако в пределах $7 \leq r \leq 9$ кпк они показывают особенность, названную в предыдущих главах как “плато”.

3.2. Синтез железа в Галактическом диске

Перед тем как переходить к расчетам синтеза железа в галактическом диске, нужно напомнить, что в главе 1 были получены предельные массы предшественников СН II (изначально полагалось, что $m_U = 50 M_{\odot}$) для различных моделей временных шкал выпадения газа на диск и граничного времени жизни, разделяющего маломассивные и массивные звезды. Теперь, принимая во внимание значения из таблицы 1.5, нужно определить параметры диска, используя новые значения для m_U , полученные ранее. В таблице 3.1 приведены уточненные параметры моделей эволюции галактического диска для новых m_U .

Таблица 3.1: Параметры формирования галактического диска. Смысл значений γ и ζ (они являются безразмерными величинами) будет описан далее. \dot{M}_d в $M_\odot \text{год}^{-1}$; f_0 – в единицах $M_\odot \text{пк}^{-2} \text{млрд. лет}^{-1}$; τ_b – в млн. лет; ν и β в единицах $M_\odot^{-1.5} \text{пк}$ и $M_\odot^{-1.5} \text{пк}$ млрд. лет $^{-1}$ соответственно; m_U в M_\odot

\dot{M}_d	f_0	τ_b	ν	β	m_U	$10^3 \gamma$	$10^4 \zeta$
$t_f = 2.25 \text{ млрд. лет}, \mu_{d\odot} = 53$							
0.2	277.7	50	0.801	0.078	28	1.13	1.17
0.2	277.7	100	0.665	0.088	26	0.63	1.39
<i>inside – out</i> t_f							
1.28	96	50	1.365	0.143	30	1.16	1.15
1.28	96	100	1.160	0.155	28	0.64	1.35

В общем случае уравнение, описывающее обогащение галактического диска железом, такое же, как и для кислорода, только с заменой символа кислорода “O” на железо “Fe”:

$$\begin{aligned}
 \dot{\mu}_{Fe} = & E_{Fe}^{CC} + fZ_{fFe} + \\
 & \int_{m_t}^{m_b} (m - m_r)\psi_L(r, t - \tau_m)Z_{Fe}(r, t - \tau_m)\xi dm - \\
 & Z_{Fe}[\psi_H \int_{m_b}^{m_U} m_r(m)\xi dm + \int_{m_U}^{100} m\xi dm + \psi_L \int_{0.01}^{m_b} m\xi dm] + \\
 & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\mu_g D \frac{\partial Z_{Fe}}{\partial r} \right), \tag{3.1}
 \end{aligned}$$

где μ_{Fe} – поверхностная плотность железа в диске; $Z_{Fe} = \mu_{Fe}/\mu_g$ – относительная доля железа (по массе) в межзвездном газе; Z_{fFe} – то же самое, но в падающем газе; E_{Fe} – скорость обогащения газа вновь синтезированным железом. Первый, второй и третий члены в квадратных скобках описывают

уменьшение содержания железа в межзвездной среде через захват его в следующих процессах:

- рождение маломассивных звезд;
- образование остатков в конце звездных стадий эволюции;
- коллапс звезд в черные дыры.

Последнее слагаемое описывает турбулентную диффузию тяжелых элементов (подробнее см. главу 1).

Однако, в отличие от кислорода, который синтезируется только одним источником – СН II, железо производится тремя источниками: СН II, короткоживущим и долгоживущим СН Ia. Следовательно:

$$E_{Fe} = \sum_i E_{Fe}^i, \quad (3.2)$$

где E_{Fe}^i – скорость обогащения галактического диска железом за счет i – го типа источника, который представляется в виде:

$$E_{Fe}^i = P_{Fe}^i R^i, \quad (3.3)$$

P_{Fe}^i – средняя масса вновь синтезированного железа, выброшенного за одну вспышку СН Ia (для простоты будем называть указанную выше среднюю выброшенную массу «выбросом железа»); R^i – темпы взрывов i – го типа СН. Темпы вспышек СН II описываются следующим уравнением:

$$R^{CC}(r, t) = \psi_H(r, t) \int_8^{m_U} \xi dm. \quad (3.4)$$

В уравнении (3.4) нижний предел под интегралом равен $8 M_{\odot}$, что является необходимым для нахождения теоретических частот вспышек. Но для вычисления E_{Fe}^{CC} , нужно заменить значение в нижнем пределе на $m = 10 M_{\odot}$. Действительно, авторы [90,103] показали, что СН II не производят кислород или железо, если их прародительские массы лежат в пределах $8 - 10 M_{\odot}$, тогда как

наблюдаемая частота вспышек F_{obs}^{CC} касается диапазона всех масс от $m = 8 M_{\odot}$ и до предельной массы $m_U \approx 30 M_{\odot}$.

Как было отмечено ранее, извивающееся радиальное распределение железа связано с влиянием коротационного резонанса. Для того чтобы развивать эту идею, должны присутствовать короткоживущие предшественники СН Ia. Если бы существовали только долгоживущие прародители СН Ia, то особенность в распределении железа была бы замыта (сглажена) вследствие миграции долгоживущих предков. Кроме того, имеется необходимость оценить среднюю массу железа, выбрасываемую за одну вспышку СН Ia. Вот почему нужно обсудить возможные теоретические модели СН Ia и массы выбрасываемого ими железа.

Основная информация о природе СН Ia поступает из анализа их взрывов. К счастью, наблюдательно СН Ia отличаются от других типов СН. Например, в их спектрах присутствуют не водородные линии, а кремниевые. Для различных событий СН Ia временное поведение кривой светимости приблизительно одинаково, и полагалось, что светимость в максимуме примерно одинакова. Вышеупомянутые особенности, наблюдаемые в СН Ia, были объяснены в рамках так называемого одиночно-вырожденного (single-degenerate, далее SD) сценария двойной системы, состоящей из углеродно-кислородного белого карлика (БК) и компаньона (красного гиганта или звезды главной последовательности). Аккреция вещества от компаньона к белому карлику приводит к росту его массы. Когда масса БК достигает предела Чандрасекара, он взрывается. В рамках этого сценария становится понятным отсутствие водородных и наличие кремниевых линий в спектрах СН Ia. Похожая яркость при максимумах светимости была связана с одинаковыми массами (близкими к пределу Чандрасекара) взрывающихся объектов.

Вспышки сверхновых интуитивно ассоциируются с массивными быстро эволюционирующими звездами. Однако эллиптические галактики, где

наблюдаются СН Ia, содержат только старые звезды, поскольку межзвездный газ почти отсутствует, а СЗО равна нулю (или близка к нулю). Следовательно, прародители СН Ia в эллиптических галактиках должны быть такими же старыми, как и другие звезды в галактиках. Описанная выше модель SD открывает путь для объяснения (возможного) длительного периода времени между рождением двойной системы и взрывом БК: длительная временная задержка может быть связана с накоплением вещества, достаточного для достижения предела Чандрасекара, необходимого для взрыва [104,105,106,107]. Именно поэтому описанный сценарий SD долгое время считался благоприятным.

Однако появились новые наблюдения по СН Ia, которые не вписывались в общепринятую точку зрения. В частности, авторы [43] обнаружили СН Ia, сосредоточенные в спиральных рукавах и расположенные близко к зонам НII. А значит, что СН Ia являются не только долгоживущими объектами. Среди них должны присутствовать и короткоживущие предшественники [77].

С другой стороны, авторы [108] выявили атипично низкую светимость СН Ia. Новая информация указывала на то, что СН Ia не представляют собой однородную популяцию. Эти наблюдения возродили альтернативную модель для СН Ia, согласно которой два белых карлика сближаются с излучением гравитационных волн и сливаются. Этот сценарий двойной системы получил название “дважды вырожденный” (double-degenerated, далее DD). Используя идею механизма DD, авторы [109] разработали модель для вышеупомянутой СН Ia с низкой светимостью. В цитируемой выше работе они также обсудили возможные сценарии для короткоживущих прародителей СН Ia. Новые примеры наблюдаемых короткоживущих СН Ia с низкой светимостью, а равно как и их модели представлены в работах [110,111,112]. В настоящее время признано, что СН Ia не обладают уникальной одинаковой яркостью при максимумах светимости и могут быть как долгоживущими, так и короткоживущими объектами [44,45,46,77,113]. Кроме того, многие авторы отдают предпочтение сценарию СН

Ia DD как наиболее вероятному. Несмотря на успехи в новом понимании природы СН Ia, было обнаружено, что картина вспышек СН Ia чрезвычайно чувствительна к незначительным изменениям входных параметров и начальным предположениям. В частности, авторы [109] показали, что тусклые сверхновые Ia могут быть объяснены с помощью слияния двух белых карликов равных масс ($\approx 0.9 M_{\odot}$ каждый), но если массы БК равны 0.9 и $1.1 M_{\odot}$, то для таких СН Ia результаты для светимости получаются вполне типичными [114]. Важно отметить, что в работе [109] выбрасываемая масса ^{56}Ni (никель–56 впоследствии распадается через кобальт в железо) составляла всего $0.1 M_{\odot}$, тогда как выбросы никеля, полученные в следующей работе [114], составляли 0.4 или $0.62 M_{\odot}$ (см. также [105,115]). Помимо начальных масс прародителей, выходные параметры сильно зависят от особенностей истечения вещества от компаньона до БК, геометрии горения (1D или 3D), неоднородностей структуры горящего вещества и т. д. Чтобы сравнить выбросы железа, полученные в настоящей диссертации, с результатами других авторов, нужно рассмотреть этот вопрос более подробно.

В отличие от СН II, темпы вспышек СН Ia обычно представляются с помощью так называемой функции распределения вероятности $D(\tau)$ (далее DTD), того, что вспышка СН Ia произойдет после периода времени τ между рождением его предшественника и соответствующим взрывом. Выражения для темпов вспышек СН Ia будут приведены ниже. Теперь нужно сосредоточиться на времени жизни СН Ia. Как уже было сказано выше, они могут быть как долгоживущими (в литературе [46,102,116] их определяют как “tardy” с временами жизни > 100 млн. лет, далее СН IaT), так и короткоживущими (“prompt”, для которых время жизни ≤ 100 млн. лет, далее СН IaP). Это разделение СН Ia на короткоживущие и долгоживущие совпадает с тем, что используется в настоящей диссертации, так как граничное время жизни составляет $\tau_b = 100$ млн. лет (также рассматривается случай с $\tau_b = 50$ млн. лет). Хотя в работах [105,113] можно обнаружить, что объекты, продолжительность

жизни которых составляет менее 400 – 500 млн. лет, называются короткоживущими (или “prompt”) СН Ia.

Далее, если мы знаем представление для $D(\tau)$, то темпы для вспышек СН IaP и СН IaT записываются следующим образом:

$$R^P(r, t) = \gamma \psi_H(r, t) \int_{\tau_{m(8)}}^{\tau_b} D_P(\tau) d\tau, \quad (3.5)$$

и

$$R^T(r, t) = \zeta \int_{\tau_b}^t \psi_L(r, t - \tau) D_T(\tau) d\tau. \quad (3.6)$$

Здесь R^P и R^T – темпы вспышек короткоживущих и долгоживущих СН Ia соответственно; γ и ζ – нормализующие константы; D_P и D_T – DTD функции для СН IaP и IaT соответственно; $\tau_{m(8)} \approx 28$ млн. лет время жизни звезды с массой $8 M_\odot$. Для математического представления DTD было предложено несколько функций: например, бимодальная в работе [46], или степенная функция [106,113]. Нужно иметь ввиду, что согласно [102,117] форма функции DTD не вносит заметного влияния на получаемые результаты, поэтому в работе принимается степенное представление:

$$D(\tau) = C \tau^{-1.2}. \quad (3.7)$$

Нормирующая константа C оценивается из условия:

$$\int_{\tau_{m(8)}}^{\tau_{m(0.95)}} D(\tau) d\tau = 1, \quad (3.8)$$

где $\tau_{m(0.95)} = 13.8$ млрд. лет возраст Вселенной.

Так как используется одинаковое степенное представление $D(\tau)$ для короткоживущих и долгоживущих СН II, индексы “P” и “T” в функциях DTD (как в уравнениях (3.5) и (3.6)) будут убраны. Чтобы найти константы γ и ζ , по аналогии с уравнением (1.15) из главы 1, вычисляются теоретические частоты

короткоживущих и долгоживущих СН Ia в настоящую эпоху F_{th}^P и F_{th}^T , следующим образом:

$$F_{th}^P = 2\pi \int_0^R R^P(r, T_D) r dr, \quad (3.9)$$

и

$$F_{th}^T = 2\pi \int_0^R R^T(r, T_D) r dr. \quad (3.10)$$

Используя наблюдаемые частоты, можно оценить нормализующие константы γ и ζ с помощью приведенных выше соотношений. Однако здесь нужно иметь ввиду, что авторы [77] предоставляют частоты для долгоживущих предшественников СН Ia, несколько иначе определяя границу их времени жизни (долгоживущие предшественники по [77] будут названы “old”). В таком формализме продолжительность жизни этих СН Ia составляет > 420 млн. лет, в отличие от принятого в настоящей диссертации > 100 млн. лет. Соответствующая частота долгоживущих СН Ia $F_{th}^{old} = 0.11$ в сто лет, а полная $F_{th}^{tot} = 0.54$ в сто лет. Следовательно, на первом этапе нужно вычислить теоретическую частоту СН Ia в представлении [77]. Это можно легко сделать по аналогии с предыдущими расчетами частот и некоторой модификацией темпов вспышек, приведенной в уравнении (3.6). Поскольку темпы в уравнении (3.6) подходят для $t > \tau_b = 100$ млн. лет, нужно определить сначала теоретические темпы R^{old} долгоживущих СН Ia в представлении [77] следующим образом:

$$R^{old}(r, t) = \zeta \int_{0.42}^t \Psi_L(r, t - \tau) D_T(\tau) d\tau, \quad (3.11)$$

а затем оценить теоретическую частоту для СН Ia:

$$F_{th}^{old} = 2\pi \int_0^R R^{old}(r, T_D) r dr. \quad (3.12)$$

Приравнивая последнюю частоту к наблюдаемой, находим ζ . Если известна ζ , то из уравнения:

$$F_{th}^P + F_{th}^T = F_{th}^{tot}, \quad (3.13)$$

найдем константу γ . Численные значения для γ и ζ также приведены в таблице 3.1. Когда γ и ζ известны, можно посчитать темпы вспышек СН IaP и IaT из уравнений (3.5) и (3.6) для случая, когда время, разделяющее короткоживущих и долгоживущих прародителей СН Ia (в формализме, принятом в настоящей диссертации), $\tau_b = 100$ и 50 млн. лет.

Теперь имеется вся информация для численного решения уравнений, приведенных в настоящем пункте. В начальный момент времени ($t = 0$) полагаем, что $Z_{Fe}(r, t = 0) = Z_{fFe}$. В качестве граничного условия требуем, чтобы Z_{Fe} было конечным в центре Галактики и на ее краю ($r = R_G = 25$ кпк). Если зафиксировать Z_{fFe} и принять среднюю массу железа, выбрасываемую за одну вспышку СН Ia (как свободный параметр модели), можно решить приведенные выше уравнения численно. Сравнивая радиальные распределения железа, полученные в рамках описанной модели, с наблюдаемым и перебирая свободные параметры, вычисляются наилучшие значения с помощью поиска минимума невязки, как это делалось в предыдущих главах с помощью уравнения:

$$\Delta^2 = \frac{1}{n-p} \sum_{k=1}^n \{([\text{Fe}/\text{H}]_k^{ob} - [\text{Fe}/\text{H}]_k^{th}) \varpi_k\}^2, \quad (3.14)$$

где $n = 18$, а $p = 4$ – число свободных параметров плюс один. Ошибки определяются, как и в предыдущих главах, с помощью функции Фишера с 90–процентным уровнем достоверности.

Кроме того, следует указать искомые свободные параметры химической модели. Для этого запишем скорость обогащения галактического диска железом в подробном представлении:

$$E_{Fe} = P_{Fe}^{CC} \psi_H(r, t) I^{CC} + P_{Fe}^P \psi_H(r, t) I^P + P_{Fe}^T R^T(r, t), \quad (3.15)$$

где

$$I^{CC} = \int_{10}^{m_U} \xi(m) dm, \quad (3.16)$$

$$I^P = \gamma \int_{\tau_{m(8)}}^{\tau_b} D(\tau) d\tau. \quad (3.17)$$

На первый взгляд в уравнении (3.15) три свободных параметра: P_{Fe}^{CC} , P_{Fe}^P и P_{Fe}^T — средние массы железа, выбрасываемые в расчете на одну вспышку СН II, IaP, IaT соответственно. Однако, поскольку радиальные зависимости для СН II и СН IaP (оба этих типа СН локализируются в спиральных рукавах галактик) пропорциональны друг другу (через одинаковую зависимость ψ_H от радиуса r и времени t) не представляется возможным получить P_{Fe}^{CC} и P_{Fe}^P независимо (в статистике эта ситуация называется проблемой мультиколлинеарности). Чтобы избежать этой проблемы, например, авторы [33] рассматривали два случая:

- 1) они исключали вклад от СН II, приписывая происхождение плато полностью СН IaP;
- 2) пренебрегая вкладом от СН IaP в образование плато, они приписывали его полностью СН II. Разумеется, в обоих случаях был учтен вклад СН IaT.

В настоящей работе, чтобы избежать проблему мультиколлинеарности, используются некоторые значения для P_{Fe}^{CC} , полученные в ходе теоретических исследований (подробнее см. пункт 3.2). Поэтому остается только два свободных параметра: P_{Fe}^P и P_{Fe}^T .

3.3. Результаты и обсуждения

Прежде всего, нужно приписать содержание железа падающему на диск газу Z_{fFe} . Для этого, проследуем за идеей, предложенной Тинсли [5], в которой Z_{fFe} должно быть близко к наименьшему содержанию, наблюдаемому в старых звездах диска. В принципе, можно было бы рассматривать Z_{fFe} как свободный параметр модели и попытаться найти его с помощью статистического анализа. Однако, поскольку наблюдательные данные о содержании железа в галактическом диске не являются исчерпывающими, можно рассматривать значения Z_{fFe} как величину, известную из наблюдений. Из работ [118,119,120] находим, что минимальное содержания железа, наблюдаемое в старых звездах диска, составляет $[Fe/H]_f = -1.0$ или -1.5 dex (такие обилия соответствуют $Z_{fFe}/Z_{\odot Fe} = 0.1$ и 0.03 соответственно, для солнечного содержания принимается $Z_{\odot Fe} = 0.0013$ из [51]). Численные эксперименты были выполнены для вышеуказанных двух значений $Z_{fFe}/Z_{\odot Fe}$ (или $[Fe/H]_f$).

Далее оценивается средний выброс железа P_{Fe}^{CC} в расчете на одну вспышку СН II. Для этого используется стандартное определение для приведенного выше значения [90]:

$$P_{Fe}^{CC} = \frac{\int_{10}^{m_U} M_{Fe}(m) \xi(m) dm}{\int_{10}^{m_U} \xi(m) dm}, \quad (3.18)$$

где $M_{Fe}(m)$ – теоретическая масса железа, выбрасываемого за одну вспышку СН II, как функция начальной массы предшественника m . Для вычисления P_{Fe}^{CC} принимается зависимость M_{Fe} от m из работы [73] (НКТ) (модели авторов [92] для вращающихся и невращающихся предшественников в настоящей главе не рассматриваются, ввиду того, что в их исследованиях отсутствует информация по железу). По данным цитируемых авторов, M_{Fe} также зависит от общей металличности (т. е. суммы по всем тяжелым элементам) Z_{tot} прародителей СН.

Чтобы оценить среднее значение P_{Fe}^{CC} , в настоящей диссертации вычисляются зависимости P_{Fe}^{CC} как функции предельной массы m_U из уравнения (3.18) для различных Z_{tot} . Результаты изображены на рисунке 3.2. Пунктирная вертикальная линия на рис. 3.2 соответствует $m_U \approx 30 M_{\odot}$ (это значение для предельной начальной массы звезды, взрывающейся как СН II, было получено в главе 1). Как видно из рисунка, пунктирная линия пересекает верхнюю кривую при $P_{Fe}^{CC} \approx 0.080 M_{\odot}$. Эта масса принимается как предельное значение P_{Fe}^{CC} . Для минимального значения P_{Fe}^{CC} , по аналогии со сказанным ранее, из рисунка 3.2 находим пересечение вертикальной штриховой линии с кривой, соответствующей $Z_{tot} \approx 0.004$. Эксперименты показывают, что точное нижнее значение для Z_{tot} (0.004 или 0.001) не оказывает заметного влияния на конечные результаты. В итоге минимальное значение оказывается $P_{Fe}^{CC} \approx 0.056 M_{\odot}$. Из приведенных выше оценок средняя масса выброса железа для СН II $\approx 0.068 M_{\odot}$.

Интересно сравнить полученную среднюю массу железа, выброшенную в расчете на одну вспышку СН II, с оценками, представленными другими авторами. Так, по данным [103], авторы предоставляют подобную область теоретического P_{Fe}^{CC} , которая была получена в настоящей диссертации. На основании наблюдений по СН II [121] также приводят выброс производимого железа $\approx 0.066 M_{\odot}$, что очень близко к среднему значению, полученному здесь. Несколько большее значение для обсуждаемого выброса железа ($\sim 0.074 M_{\odot}$) предоставляют [122]. Однако, по данным [48], наблюдаемые выбросы железа попадают в диапазон 0.01–0.03 M_{\odot} .

На первом этапе приводятся результаты для трех значений P_{Fe}^{CC} , полученных выше: минимального, среднего и максимального. Изменения в результатах, вызванные различными принятыми выбросами железа (0.056 M_{\odot} , 0.068 M_{\odot} , 0.080 M_{\odot}) в расчете на вспышку СН II, будут обсуждаться далее.

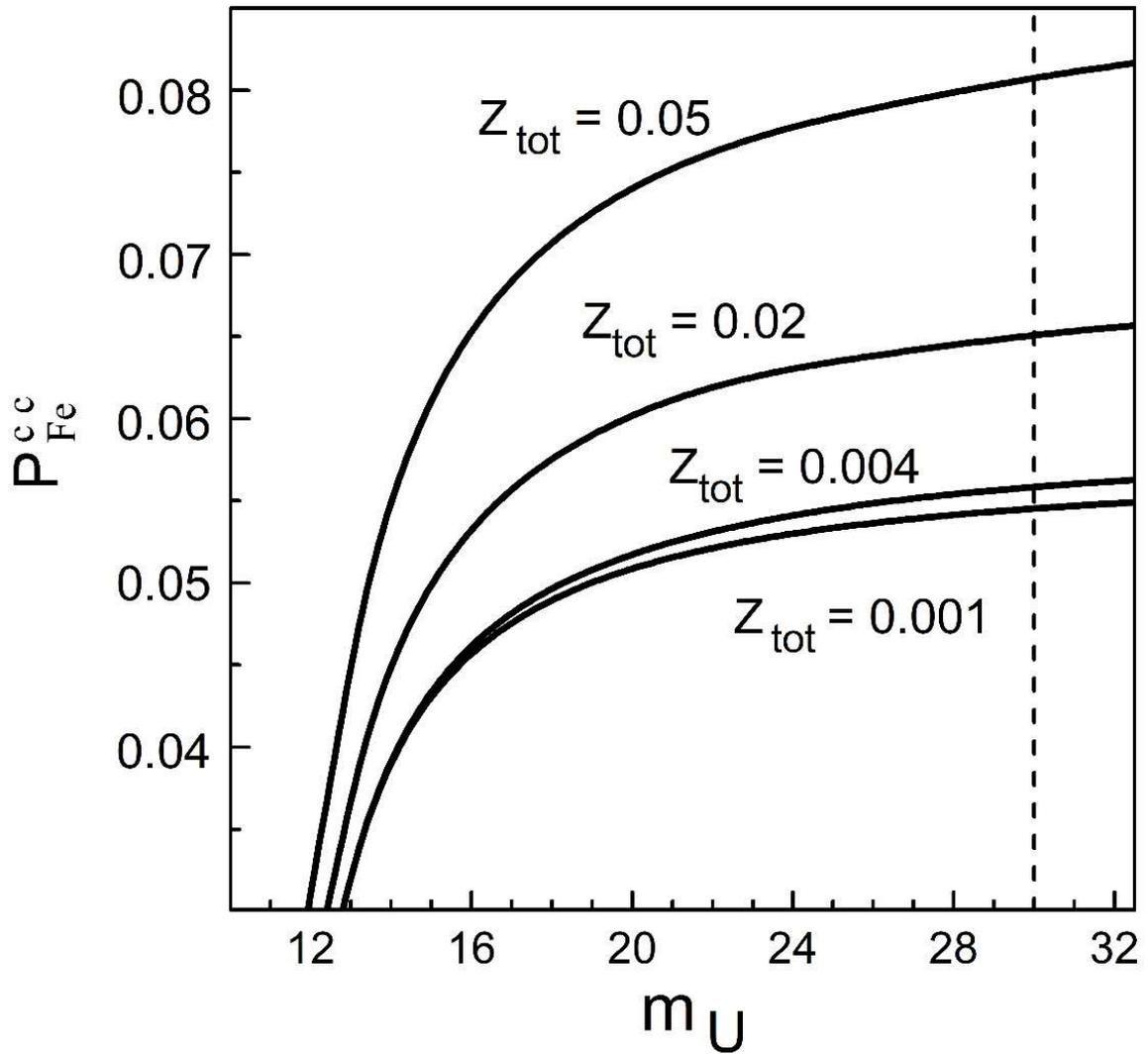


Рис. 3.2: Зависимость средней массы железа P_{Fe}^{CC} , выбрасываемого в расчете на одну вспышку СН II, от предельной массы звезды m_U , рассчитанной по данным [73] для различных Z_{tot} .

Результаты моделирования представлены в таблице 3.2 для двух временных шкал выпадения газа на диск t_f (inside-out и $t_f = 2.25$ млрд. лет), двух значений $Z_{fFe}/Z_{\odot Fe}$, двух граничных времен τ_b , разделяющих долгоживущие и короткоживущие объекты) и трех значений для величины P_{Fe}^{CC} .

Таблица 3.2: Значения для P_{Fe}^P и P_{Fe}^T (в M_{\odot}) и их разброс (разбросы, отмеченные “+” и “-“, представлены под наилучшими значениями, соответствующими данному P_{Fe}^{CC}). Значения параметров, выделенные жирным шрифтом, представляют собой средние значения при $P_{Fe}^{CC} = 0.068 M_{\odot}$; Δ_m^2 - минимальное значение невязки.

$t_f = 2.25$ млрд. лет						
P_{Fe}^{CC}	0.056	0.068	0.08	0.056	0.068	0.08
$\tau_b = 50$ млн. лет						
	$\Delta_m^2 = 0.44, Z_{fFe} = 0.1$ $[Fe/H]_f = -1.0$			$\Delta_m^2 = 0.40, Z_{fFe} = 0.03$ $[Fe/H]_f = -1.5$		
P_{Fe}^P	0.39 +0.16 -0.20	0.34 +0.16 -0.22	0.29 +0.15 -0.21	0.35 +0.15 -0.18	0.30 +0.20 -0.20	0.25 +0.16 -0.15
P_{Fe}^T	0.15 +0.22 -0.15	0.15 +0.23 -0.15	0.15 +0.21 -0.15	0.26 +0.20 -0.16	0.26 +0.20 -0.18	0.26 +0.16 -0.16
$\tau_b = 100$ млн. лет						
	$\Delta_m^2 = 0.42, Z_{fFe} = 0.1$ $[Fe/H]_f = -1.0$			$\Delta_m^2 = 0.40, Z_{fFe} = 0.03$ $[Fe/H]_f = -1.5$		
P_{Fe}^P	0.27 +0.13 -0.13	0.22 +0.14 -0.17	0.17 +0.13 -0.12	0.25 +0.13 -0.16	0.20 +0.14 -0.17	0.15 +0.15 -0.15
P_{Fe}^T	0.15 +0.20 -0.20	0.20 +0.29 -0.20	0.20 +0.25 -0.20	0.31 +0.29 -0.20	0.31 +0.29 -0.22	0.31 +0.26 -0.22

Таблица 3.2: (Продолжение)

<i>inside – out t_f</i>						
P_{Fe}^{CC}	0.056	0.068	0.08	0.056	0.068	0.08
$\tau_b = 50$ млн. лет						
	$\Delta_m^2 = 0.97, Z_{fFe} = 0.1$ $[Fe/H]_f = -1.0$			$\Delta_m^2 = 0.85, Z_{fFe} = 0.03$ $[Fe/H]_f = -1.5$		
P_{Fe}^P	0.32 +0.26 -0.30	0.27 +0.30 -0.27	0.21 +0.30 -0.21	0.31 +0.28 -0.28	0.26 +0.26 -0.26	0.20 +0.26 -0.20
P_{Fe}^T	0.48 +0.40 -0.32	0.48 +0.42 -0.43	0.48 +0.32 -0.34	0.58 +0.37 -0.32	0.58 +0.36 -0.35	0.58 +0.28 -0.34
$\tau_b = 100$ млн. лет						
	$\Delta_m^2 = 0.92, Z_{fFe} = 0.1$ $[Fe/H]_f = -1.0$			$\Delta_m^2 = 0.78, Z_{fFe} = 0.03$ $[Fe/H]_f = -1.5$		
P_{Fe}^P	0.26 +0.21 -0.26	0.21 +0.24 -0.21	0.16 +0.20 -0.16	0.23 +0.19 -0.21	0.18 +0.22 -0.18	0.12 +0.20 -0.12
P_{Fe}^T	0.55 +0.45 -0.39	0.55 +0.48 -0.45	0.55 +0.37 -0.37	0.73 +0.43 -0.41	0.73 +0.39 -0.43	0.73 +0.28 -0.41

Из таблицы 3.2 можно сделать вывод, что в моделях inside-out минимальные значения для невязки Δ_m^2 примерно в два раза больше, чем для моделей с постоянной $t_f \sim 2$ млрд. лет. Формально это может свидетельствовать о том, что inside-out сценарий удовлетворяет наблюдениям гораздо хуже, чем модель с $t_f \sim 2$ млрд. лет. Однако радиальные распределения железа, изображенные на рисунке 3.3 для обеих моделей временной шкалы выпадения газа на диск, выглядят похожими друг на друга, по крайней мере на глаз (следует отметить, что теоретические радиальные распределения железа не отличаются заметно для различных значений других параметров, таких как τ_b , P_{Fe}^{CC} или $[Fe/H]_f$). Это позволяет предположить, что некоторая модификация зависимости t_f от r может улучшить статистическое соответствие модели “inside-out” наблюдениям. В дальнейшем будут обсуждаться результаты только для постоянной временной шкалы $t_f \approx 2$ млрд. лет., ввиду того, что она представляется наилучшей по величине невязки.

Чтобы проиллюстрировать влияние коротационного резонанса и турбулентной диффузии на радиальное распределение железа, рассчитываем радиальные распределения железа с использованием тех же входных параметров, но со следующими изменениями:

- 1) Уменьшаем коэффициент турбулентной диффузии D в 10 раз, но учитываем влияние коротационного резонанса.
- 2) Для исключения эффекта коротационного резонанса в уравнении (1.8) установим $\Delta\Omega = 1$ в представлении ψ_H . Затем снова выполняем вычисления, описанные в предыдущих главах, и находим новые величины ν, β, γ и ζ (они таковы: $\nu = 0.572 M_{\odot}^{-1.5}$ пк млрд. лет⁻¹, $\beta = 1.011 M_{\odot}^{-1.5}$ пк, $10^3\gamma = 0.67$ и $10^4\zeta = 1.39$). Далее, используя тот же коэффициент диффузии, который был использован для построения рисунка 3.3, вычисляются новое радиальное распределение железа.

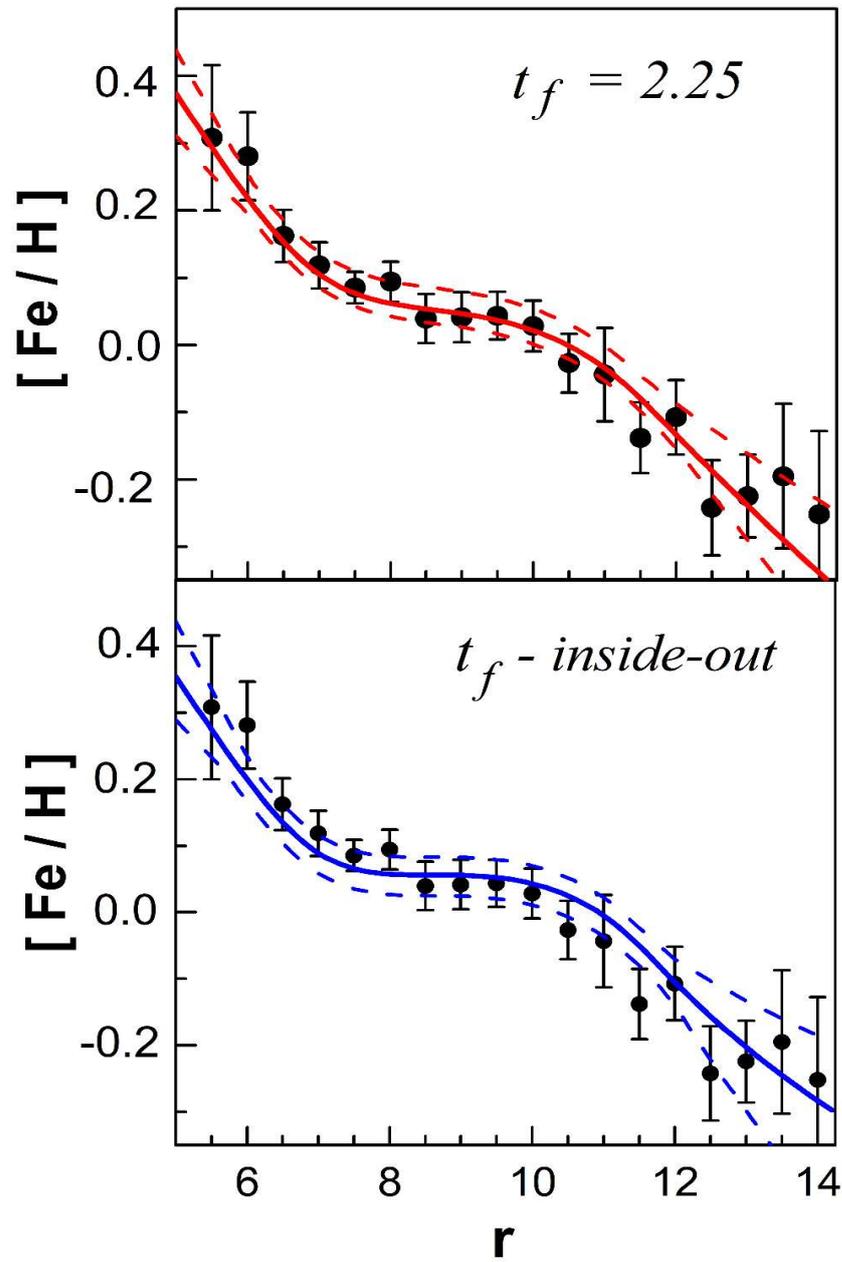


Рис. 3.3: Теоретические радиальные распределения железа, наложенные на наблюдаемые данные из рисунка 3.1. В качестве примера из таблицы 3.2 были взяты значения, соответствующие $Z_{fFe}/Z_{\odot Fe} = 0.03$ (или $[Fe/H]_f = -1.5$ dex) и $\tau_b = 100$ млн. лет. Верхний рисунок соответствует распределению, которое было вычислено для $t_f = 2.25$ млрд. лет. Нижний рисунок демонстрирует распределение, которое было вычислено для t_f “inside-out”. Сплошные линии соответствуют наилучшему согласию теории и наблюдений (вычисленные для $P_{Fe}^{CC} = 0.068 M_{\odot}$). Пунктирные линии показывают предельные отклонения от наилучших значений P_{Fe}^P и P_{Fe}^T .

Результаты численных экспериментов, наложенные на наблюдаемое распределение, представлены на рисунке 3.4. Из этого рисунка видно, что пренебрежение влиянием коротационного резонанса или турбулентной диффузии значительно уменьшает соответствие теории наблюдениям.

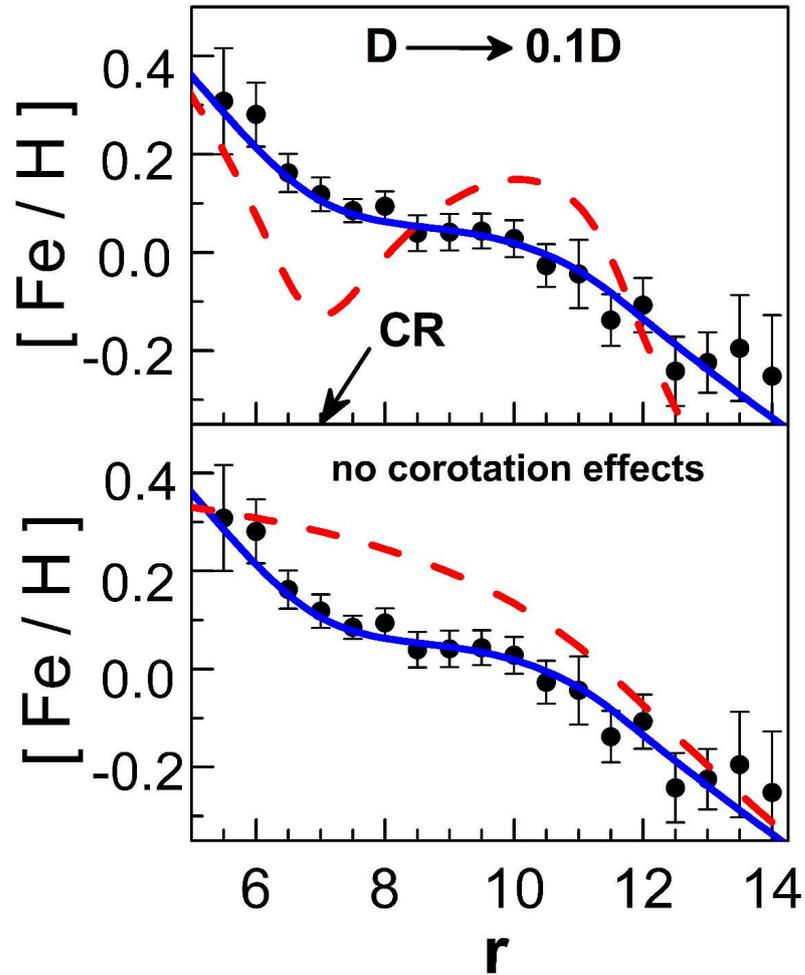


Рис. 3.4: Влияние диффузии и коротационного резонанса на теоретические радиальные распределения железа, наложенные на наблюдаемое распределение, приведенное на рисунке 3.1. Верхний рисунок — коэффициент турбулентной диффузии D уменьшен в 10 раз, но при этом учтен эффект коротационного резонанса. Нижний рисунок — пренебрегаем влиянием коротационного резонанса, но учитываем турбулентную диффузией. Стрелка, отмеченная CR, указывает на расположение коронационного резонанса. Соответствие этих экспериментов наблюдательным данным значительно хуже по сравнению с моделями, в которых учитываются оба эффекта (ср. рис. 3.3).

Анализ таблицы 3.2 показывает, что, если перейти от варианта с $\tau_b = 50$ млн. лет к $\tau_b = 100$ млн. лет, то для того же Z_{fFe} минимум величины невязки Δ_m^2 изменяется незначительно. Этот результат означает, что разница между двумя случаями статистически незначима. Тем не менее, выброс железа может демонстрировать заметные изменения. Таким образом, для $Z_{fFe}/Z_{\odot Fe} = 0.1$ нулевая гипотеза для P_{Fe}^T не может быть отвергнута (поскольку отрицательные ошибки равны соответствующим наиболее подходящим значениям) для обоих принятых значений τ_b . Другими словами, в данном случае обогащение галактического диска железом может быть достаточно хорошо объяснено СН II, СН IaP. С другой стороны, если $Z_{fFe}/Z_{\odot Fe} = 0.03$, нулевая гипотеза для P_{Fe}^T должна быть отвергнута для всех P_{Fe}^{CC} , но, если $\tau_b = 100$ млн. лет и $P_{Fe}^{CC} = 0.080 M_{\odot}$, то нулевая гипотеза для P_{Fe}^P не может быть исключена. Следовательно, в этом случае радиальное распределение железа полностью объясняется СН II.

Если постулировать, что как короткоживущие, так и долгоживущих СН Ia должны присутствовать в галактическом диске, то предпочтительнее наборы параметров в таблице 3.2, которые соответствуют низким содержаниям железа в падающем газе $Z_{fFe}/Z_{\odot Fe} = 0.03$ (или $[Fe/H]_f = 1.5$ dex) во всём интервале значений P_{Fe}^{CC} в случае $\tau_b = 50$ млн. лет. Но, если $\tau_b = 100$ млн. лет, наиболее подходящими параметрами окажутся те, для которых $P_{Fe}^{CC} = 0.056$ и $0.068 M_{\odot}$.

Наконец, для предпочтительных параметров с помощью уравнения (3.3) вычисляем массу железа, поступающую в галактический диск от i – го типа СН:

$$M_{Fe}^i = 2\pi \int_0^{T_D} \int_0^R E_{Fe}^i r dr dt, \quad (3.19)$$

и затем оцениваем процентные вклады источников в обогащение межзвездной среды железом. Результаты таковы:

- 1) Если $\tau_b = 50$ млн. лет, то СН II поставляет от $\sim 30\%$ до 40% железа, а СН IaP обеспечивает от $\sim 50\%$ до 40% .

- 2) Если $\tau_b = 100$ млн. лет, то СН II производят от $\sim 40\%$ до $\sim 50\%$ железа, а СН IaP от $\sim 40\%$ до 30% .

Интересно, что СН IaT обеспечивают $\sim 20\%$ железа независимо от τ_b и P_{Fe}^{CC} . Таким образом, в общей сложности СН IaP и СН IaT обеспечивает около $60\% - 70\%$, если $\tau_b = 50$ млн. лет и $50\% - 60\%$, если $\tau_b = 100$ млн. лет.

Эти оценки близки к тем, что были получены [41,122].

Сравнение полученных в настоящей работе выбросов железа с [33] показывает, что теперь избегается двойное превышение P_{Fe}^T над P_{Fe}^P , как это было в последней цитируемой работе. Действительно, если $\tau_b = 100$ млн. лет, то наилучшее значение P_{Fe}^T только на $24 - 30\%$ больше, чем P_{Fe}^P ($0.31 M_{\odot}$ против 0.25 или $0.20 M_{\odot}$), но если $\tau_b = 50$ млн. лет $P_{Fe}^P > P_{Fe}^T$ (см. таблицу 3.2). Эти результаты являются следствием поправок в определении короткоживущих и долгоживущих СН Ia. Таким образом, новые частоты для СН IaP и IaT (в определениях короткоживущих и долгоживущих СН Ia, принятых в настоящей диссертации) выглядят следующим образом:

- 1) для разделяющего времени $\tau_b = 50$ млн. лет частоты F_{th}^T и F_{th}^P равны 0.19 и 0.35 вспышек в 100 лет соответственно;
- 2) если $\tau_b = 100$ млн. лет, то частоты F_{th}^T и F_{th}^P равны 0.16 и 0.38 вспышек в 100 лет соответственно (в работе [33] они равнялись 0.11 и 0.43 вспышки в 100 лет, независимо от величины τ_b).

Как полученная средняя масса выбрасываемого железа согласуется с другим исследованиями? Существует большое разнообразие теоретических моделей СН Ia. Как следствие, различные авторы предлагают различные массы выбрасываемого железа для СН Ia. В частности, [105] предоставляют типичную массу ^{56}Ni , выбрасываемую за одну вспышку, между 0.3 и $0.9 M_{\odot}$ со средним значением $\sim 0.6 M_{\odot}$ (этот тип СН Ia, называемый “нормальными”, составляет $\sim 80\%$); тусклые СН Ia, долю которых они оценивают в $\sim 15\%$ или более,

выбрасывают всего лишь $\sim 0.1 M_{\odot}$ (см. также [109]); самые яркие СН Ia выбрасывают примерно $\sim 1.5 - 1.8 M_{\odot}$. Авторы [107] также поддерживают выброс никеля $\sim 0.6 M_{\odot}$. В работе [123] выделяются два подкласса сверхновых: первые выбрасывают около $0.4 M_{\odot}$ никеля; второй в $0.6 - 1.2 M_{\odot}$. С другой стороны, в дополнение к работе [109], в которой была построена модель тусклых СН Ia на уникальном наблюдаемом объекте, авторы [110] выявили группу СН Ia с очень низкой светимостью (названных СН Iax), которые производят очень небольшое количество железа в расчете на одну вспышку. По их данным, этот класс объектов может составлять $\sim 20 - 40\%$ от всех наблюдаемых СН Ia [112] или быть и вовсе доминирующим подклассом СН Ia [106].

Из представленных данных трудно отдельно оценить среднюю массу железа, выбрасываемую за одну вспышку СН Ia, для короткоживущих (“prompt”) и долгоживущих (“tardy”) прародителей. Результаты, полученные в настоящей диссертации, близки к приведенным выше значениям, особенно если принять во внимание погрешности как для теоретических, так и для наблюдательных выбросов. Кроме того, если использовать выбросы железа для СН II из [48], что примерно в два раза ниже, чем выбросы из НКТ, то использованные в расчетах выбрасываемые массы для СН IaP будут увеличены примерно в 1.5 раза. Предполагается, что для того, чтобы полученные выбросы железа для СН Ia были ближе к тем, которые получены в других исследованиях (как наблюдательных, так и теоретических), необходима более сложная модель формирования галактического диска.

3.4. Выводы по третьей главе

В настоящей главе было построено среднее радиальное распределение железа вдоль галактического диска. Для этого использовались новые наблюдательные спектроскопические данные, полученные [26,27,28] по цефеидам. Картина демонстрирует извивающееся поведение, которое очень

похоже на поведение кислорода (см. рис. 1.1). Для объяснения такого радиального распределения железа использовалась идея о том, что вышеупомянутый рисунок может быть объяснен с помощью комбинированного эффекта коротационного резонанса и турбулентной диффузии тяжелых элементов. Эта идея может быть реализована благодаря признанию того, что в природе существует короткоживущий подтип СН Ia, продолжительность жизни которого составляет 100 млн лет. Только в этом случае может проявиться эффект коротационного резонанса в радиальном распределении железа вдоль галактического диска.

Перечислим основные результаты, полученные при исследовании крупномасштабного распределения железа.

- Результаты статистической обработки наблюдаемого радиального распределения железа в галактическом диске показывают, что извивающаяся картина железа очень хорошо объясняется в рамках моделей, в которых учтены влияния коротационного резонанса и турбулентной диффузии.
- Также были получены ограничения на среднюю массу железа, выбрасываемую СН IaP и IaT в расчете на одну вспышку. Для предпочтительных входных параметров – содержания железа в падающем газе $Z_{fFe}/Z_{\odot Fe} = 0.3$ и средней массы выбрасываемого железа СН II $P_{Fe}^{CC} = 0.056 - 0.068 M_{\odot}$. наилучшие значения для железа получаются следующие:
 - 1) если $\tau_b = 50$ млн. лет, то масса выбрасываемого железа составляет примерно $\sim 0.35 - 30 M_{\odot}$ и $\sim 0.26 M_{\odot}$ для короткоживущих и долгоживущих СН Ia соответственно;
 - 2) если $\tau_b = 100$ млн. лет, то выброс железа составляет $\sim 0.25 - 20 M_{\odot}$ для СН IaP и $\sim 0.31 M_{\odot}$ для СН IaT.

- Если принять во внимание статистические ошибки, то средние выбросы железа окажутся близкими как друг к другу, так и к результатам, полученным другими авторами. Согласно численному моделированию, в общей сложности СН Ia обеспечивают около 50 – 70 процентов железа для галактического диска. Эта оценка близка к той, которая была получена [41].

По результатам третьей главы была опубликована следующая статья:

1. Mishurov Y. N., Tkachenko R. V. On the radial iron distribution in the Galactic disc // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2019. – Т. 485. – №. 2. – С. 2225-2234.

Глава 4

Локальная функция распределения металличности

Ранние исследования по моделированию галактической химической эволюции были ограничены локальной солнечной окрестностью, поскольку в то время данные наблюдений об обилиях были доступны только для карликовых звезд с низкой массой, расположенных близко к Солнцу. Стоит отметить, что в здешних окрестностях таких звезд большое количество и их содержание определяется с хорошей точностью. Они имеют длительное время жизни, которое может быть сравнимо (или даже больше) возраста Галактики. Благодаря этому эти звезды дают нам информацию о галактической истории практически с момента ее возникновения.

В отличие от того, что описывалось в предыдущих главах, наблюдательные данные по карликам в близкой к Солнцу окрестности позволяют оценить для них среднюю металличность и функцию распределения металличности (ФРМ). Следовательно, теория химической эволюции локальной окрестности должна интерпретировать данные наблюдений. Однако уже с появлением первых результатов исследователи столкнулись с проблемой – дефицитом бедных металлами звезд в наблюдениях по сравнению с их количеством, предсказанными теорией. Это расхождение теории с наблюдениями было названо проблемой “G-карликов” [1].

Для улучшения соответствия теории с наблюдениями было предложено несколько модификаций, например, упоминавшаяся в предыдущих главах “inside-out” модель формирования галактического диска, впервые предложенная [6] и развитая в серии работ [61,124]. В соответствии с этим сценарием согласие теоретических и наблюдаемых ФРМ может быть достигнуто, если временная шкала t_f падающего на галактический диск газа с низким содержанием тяжелых

элементов зависит от Галактического расстояния r , так что на солнечном расстоянии временная шкала оказывается большой $t_f(r_{\odot}) = 7$ млрд. лет. Благодаря этому скорость рождения низкометаллических звезд в прошлом в окрестностях Солнца была мала, и они не вносили существенного вклада в низкометаллический хвост наблюдаемой ФРМ.

Используя полученное представление для $t_f(r)$, авторы [98] разработали модель обогащения галактического диска тяжелыми элементами. Кроме того, они учитывали такие тонкие эффекты, как переход межзвездного газа из атомарной фазы в молекулярную с последующим звездообразованием. Согласно приведенным работам, теоретические ФРМ хорошо совпадали с наблюдаемыми.

Еще одна идея решения этой проблемы была разработана [125,126]. Авторы продемонстрировали, что дефицит звезд с низкой металличностью (в наблюдениях) может быть связан с миграцией звезд. Именно поэтому карликовые звезды промежуточной металличности недостаточно представлены в окрестностях Солнца. Авторы предлагают некоторые поправочные коэффициенты, позволяющие улучшить согласие теории с наблюдениями.

Этот подход получил дальнейшее развитие в серии работ [46,62,128,129], где они отмечают, что некоторые допущения, введенные в модель “inside-out”, не реализуются. В частности, авторы утверждают, что звезды, видимые в непосредственной близости Солнца, являются лишь “верхушкой айсберга”. К тому же, большая временная шкала падения газа не является необходимой. Также они показывают, что проблема “G – карликов” может быть решена даже в рамках “closed-box” модели (простейшей модели однократного выпадения вещества на галактический диск), если учесть звездные блуждания. Звездные блуждания между тонким и толстым дисками приводит к появлению в окрестностях Солнца звезд из толстого диска, возрасты которых превышают возраст галактического диска. Поэтому они в среднем менее металличные, чем основная часть звезд в окрестности Солнца.

Как следует из сказанного, в подходе, разработанном в настоящей диссертации, вначале исследуется крупномасштабное распределение железа по галактическому радиусу, используя молодые звезды – цефеиды, которые дают распределение металлов в настоящий момент времени. А затем объясняется локальная функция распределения железа по маломассивным карликам вблизи Солнца, среди которых есть звезды, имеющие время жизни (и возраст), сравнимые с возрастом галактического диска.

Цель настоящей главы – ответить на вопрос: может ли теория, разработанная в предыдущих главах для объяснения крупномасштабного радиального распределения железа в галактическом тонком диске с использованием молодых цефеид, быть совместимой с функцией распределения металличности (или железа) ФРМ, наблюдаемой по долгоживущим карликам в пределах локальной окрестности?

4.1. Основная идея и метод

Наблюдаемая локальная ФРМ описывается функцией $\Delta n_i / \Delta [Fe/H]_i$, зависящей от $[Fe/H]$, где $\Delta n_i = n_i / N$; величины n_i и N – число звезд, попадающее в i -ую ячейку $\Delta [Fe/H]_i$, и полное число звезд в выборке соответственно.

Чтобы рассчитать теоретическую зависимость числа звезд от металличности, во-первых, понадобится зависимость металличности от времени для солнечной окрестности. Эта зависимость была получена в предыдущей главе. Она приведена на рисунке 4.1.

Далее рассчитывается временная зависимость Δn_i . Для этого используются стандартные формулы из работы [5] для определения относительного количества звезд dn , рождающихся в период времени от t до $t + dt$ в интервале масс от m до $m + dm$:

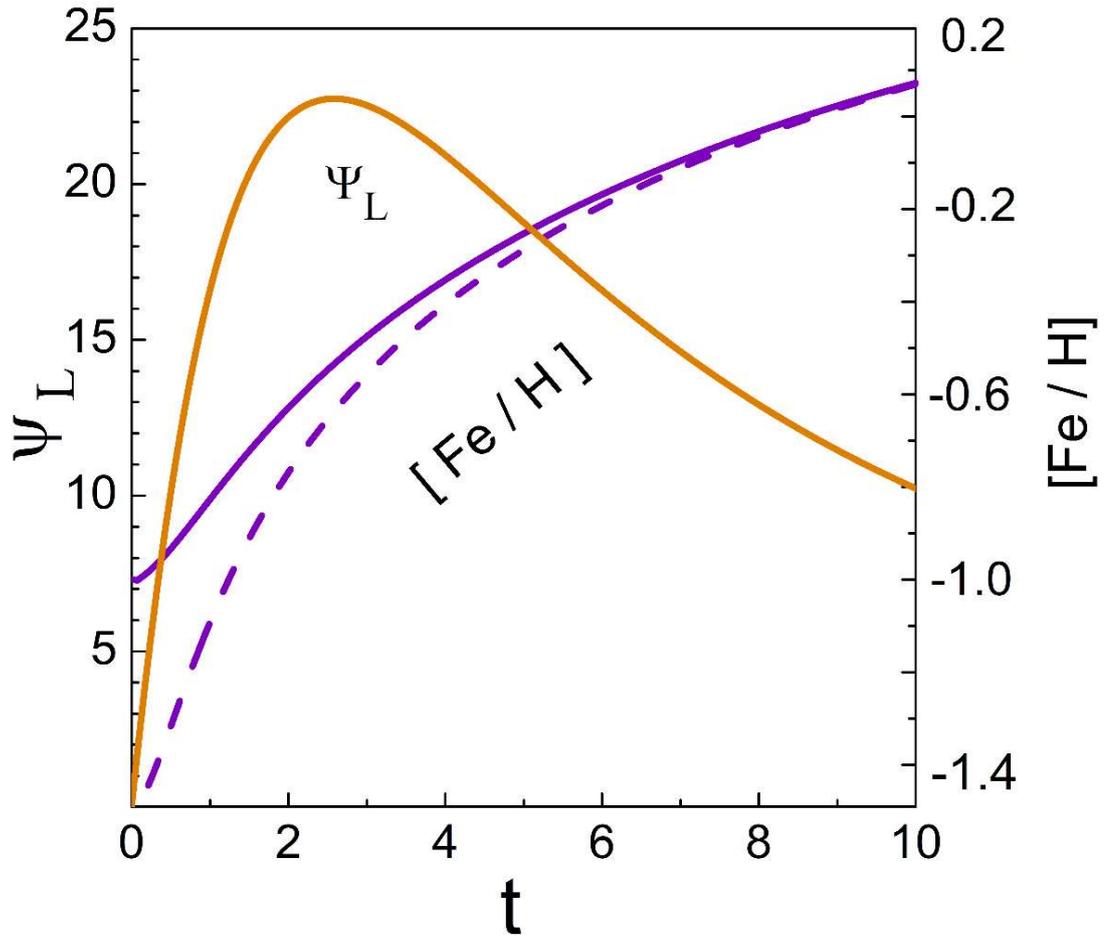


Рис. 4.1: Эволюция ψ_L звезд малой массы (оранжевая линия) и металличности $[Fe/H]$ на солнечном галактоцентрическом расстоянии для двух начальных металличностей $[Fe/H](t = 0) = -1.5$ dex (сиреневая пунктирная линия) и -1.0 dex (сиреневая сплошная линия), .

$$dn = \psi_L(t)\xi(m)dm dt. \quad (4.1)$$

Функция $\psi_L(t)$ была получена на этапе моделирования крупномасштабного радиального распределения железа (здесь и далее опускаем радиус r в уравнениях, так как локальная ФРМ рассматривается при $r \approx r_\odot$). Все расчеты в настоящей главе выполнены для $t_f = 2.25$ млрд. лет. Зависимости ψ_L и $[Fe/H]$ от времени на солнечном расстоянии показаны на рисунке 4.1 для двух начальных металличностей.

С помощью уравнения (4.1) для известной $\psi_L(t)$, получаем число маломассивных звезд δn_j , которые родились за небольшой промежуток времени от t_j до $t_j + \delta t_j$ и дожили до нашей эпохи:

$$\delta n_j = \psi_L(t_j) \delta t_j \int_{m_1}^{m_j} \xi(m) dm, \quad (4.2)$$

здесь m_1 — наименьшая звездная масса, входящая в модель; m_j — предельная масса звезды, которая родилась в момент t_j и дожила до нашей эры. Для такой звезды должно быть выполнено следующее условие: $t_j + \tau_m(m_j) \geq T_d$.

Двигаясь от начальной металличности вдоль вертикальной оси (см. рисунок 4.1) с достаточно малым шагом $\delta [Fe/H]_i = 0.01$ dex, находим соответствующие t_j и δt_j . Затем, используя уравнение (4.2), вычисляем δn_j . Поскольку для представления ФРМ шаг по металличности равен $\Delta [Fe/H]_i = 0.05$ dex, то величина Δn_i получается путем суммирования δn_j в пределах соответствующего $\Delta [Fe/H]_i$.

Для сравнения теоретической локальной ФРМ с наблюдаемой, в настоящей главе используются новейшие данные [130]. Их исходная выборка включает в себя 7066 звезд, которые относятся как к тонкому, так и к толстому диску. Поскольку теория, разработанная в предыдущих главах, моделирует обогащение тонкого галактического диска, необходимо извлечь из исходных данных объекты тонкого диска. Для этого используется критерий, описанный в [130], согласно которому так называемый параметр TD/D для звезд, имеющих кинематику, типичную для звезд тонкого диска, меньше 0.5. После применения этой процедуры к исходным данным число звезд в выборке оказывается равным 6672. Из оставшихся звезд удаляем те, возраст которых больше $T_d = 10$ млрд. лет. На этом этапе принимаем во внимание ошибки в звездных возрастах, приведенные в вышеупомянутой работе, для каждой звезды. Чтобы проиллюстрировать влияние случайных ошибок возраста звезд на их распределение по массам, были

выполнены численные эксперименты, предполагая, что возраст звезды (из оставшихся 6672) случайным образом распределен по закону Гаусса с разбросом, равным приведенному в выборке [130] стандартному отклонению для каждой звезды относительно ее среднего значения. После этой процедуры, повторенной 50 раз, в разных вычисленных наборах количество объектов варьировалось от 6200 до 6500

Далее, чтобы продемонстрировать совокупное влияние ошибок в металличностях и возрастах звезд на наблюдаемую ФРМ, дополнительно произвольно “зашумляем” среднее значение $[Fe/H]$ для каждой звезды (из оставшейся выборки), рассматривая оцененную по [130] ошибку в металличности 0.075 dex как разброс (в экспериментах, генерируемые случайные последовательности чисел для звездных возрастов и металличностей статистически независимы). Полученные 50 зашумленных наблюдаемых ФРМ показаны на рисунке 4.2.

Для иллюстрации проблемы “G-карликов” на рисунке 4.2 представлены теоретические ФРМ, вычисленные для нескольких входных параметров и наложенные на наблюдаемые данные 50-ти зашумленных ФРМ:

- 1) начальная металличность $[Fe/H](t = 0) = -1.5$ dex; $m_1 = 0.01$ – наименьшая звездная масса по [72] ($\int_{0.01}^{100} \xi(m) dm = 1$);
- 2) $[Fe/H](t = 0) = -1.0$ dex и $m_1 = 0.01$;
- 3) $[Fe/H](t = 0) = -1.0$ dex, но $m_1 = 0.49$.

Последнее значение m_1 соответствует наименьшей массе звезды в выборке [130], в приведенных выше расчетах верхний предел массы звезды равен $m_2 = 2.1$, как и в наблюдательных данных [130].

На этом этапе эксперименты с поправочными коэффициентами, используемые авторами [47,125], не улучшают соответствие теоретических и наблюдаемых ФРМ в рамках стандартного подхода.

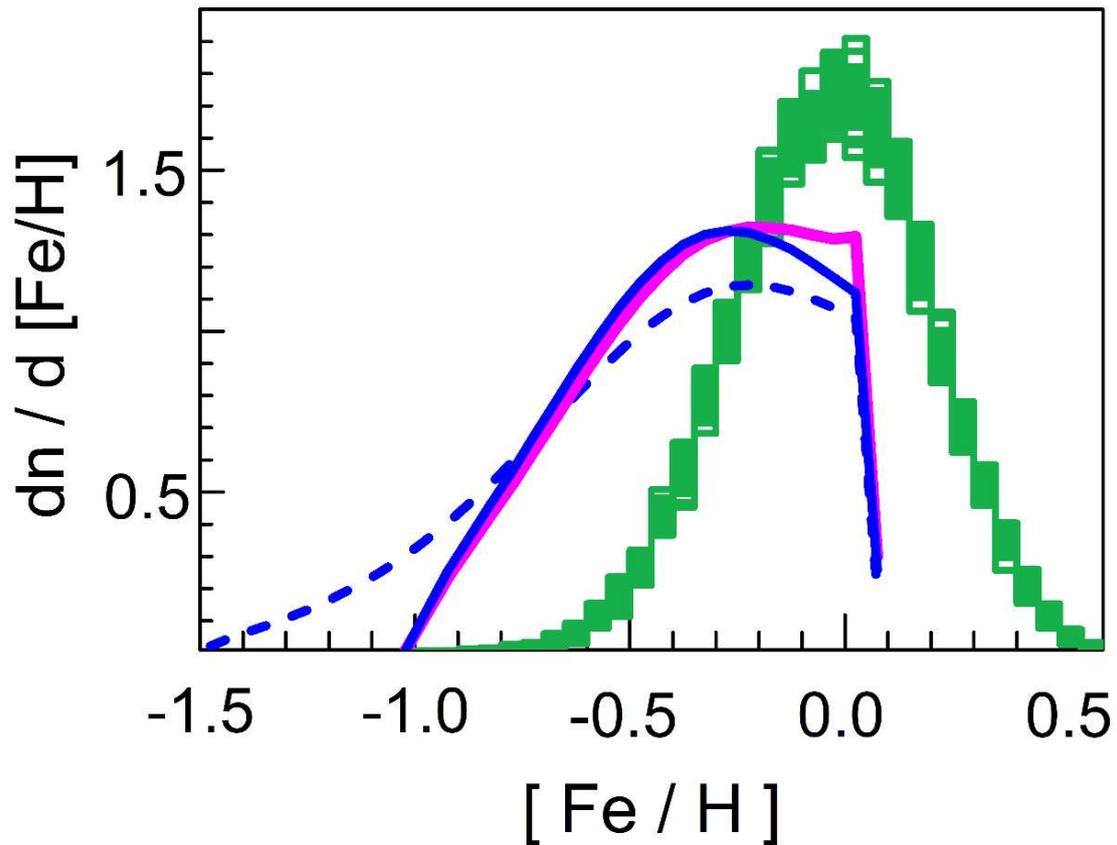


Рис. 4.2: Зеленые гистограммы: 50 зашумленных наблюдаемых ФРМ, полученных с использованием данных [130]. Синяя пунктирная линия: теоретическая ФРМ рассчитанная для начальной металличности -1.5 dex и наименьшей массы звезды $m_1 = 0.01$. Синяя сплошная линия: такая же, как и предыдущая, но для начальной металличности -1.0 dex. Сиреневая линия: такая же, как и предыдущая, но для $m_1 = 0.49$. Теоретические ФРМ были рассчитаны с использованием НФМ [72]. Все распределения нормированы на единицу (площади под кривыми равны 1).

Кроме того, нужно отметить резкое падение теоретического распределения при $[Fe/H] = 0.1$ dex. Это ожидаемо, поскольку в настоящее время обилие должно быть близким к средней металличности, наблюдаемой в локальной солнечной окрестности (см. рис. 4.1). Тем не менее, отсутствие звезд в диапазоне металличности $[Fe/H] > 0.1$ dex также требует дополнительного рассмотрения.

4.2. Модифицированная начальная функция масс

Какова причина расхождения между теоретическими и наблюдаемыми ФРМ, показанными на рисунке 4.2? Возможно ли, что наблюдаемая выборка не является репрезентативной? Или у теории есть какой-то врожденный изъян? Чтобы объяснить наблюдаемую функцию распределения металличности по маломассивным звездам, нужно иметь в виду многие сопутствующие обстоятельства, такие как близость солнечной окрестности к специфической области в галактическом диске – коротационному резонансу (см. рисунок 4.3). В связи с этим обогащение солнечной окрестности железом является нетипичным по отношению к окружающей среде. Более того, как было показано в работе [42], звезды малой массы, рожденные вблизи радиуса коротации, будут рассеиваться на значительной части галактического диска в течение нескольких миллиардов лет под воздействием спиральных рукавов. Однако эти эффекты не были учтены в предыдущих главах.

С другой стороны, благодаря длительному сроку жизни, сравнимому с возрастом галактического диска, значительная часть маломассивных звезд доживает до нашей эры и может внести свой вклад в бедный металлами хвост теоретической ФРМ.

Здесь нужно обратить внимание на ключевое обстоятельство, которому, насколько известно, до сих пор не уделялось должного внимания. Дело в том, что типичные выборки маломассивных звезд в солнечной окрестности содержат порядка 10^4 объектов (в выборке [130] их даже меньше). Однако нетрудно показать, что ожидаемое число звезд в окрестности 100 пк должно быть порядка 10^6 (это легко показать, приняв звездную плотность в солнечной окрестности $40 M_{\odot} \text{пк}^{-2}$ [62] и типичную звездную массу $1 M_{\odot}$). Тогда оказывается, что наблюдаемая выборка составляет порядка 1% от числа звезд в соответствующей окрестности Солнца. Понятно, что в первую очередь наблюдатели теряют

слабосветящие звезды, среди которых может оказаться значительная доля старых малометаллических объектов.

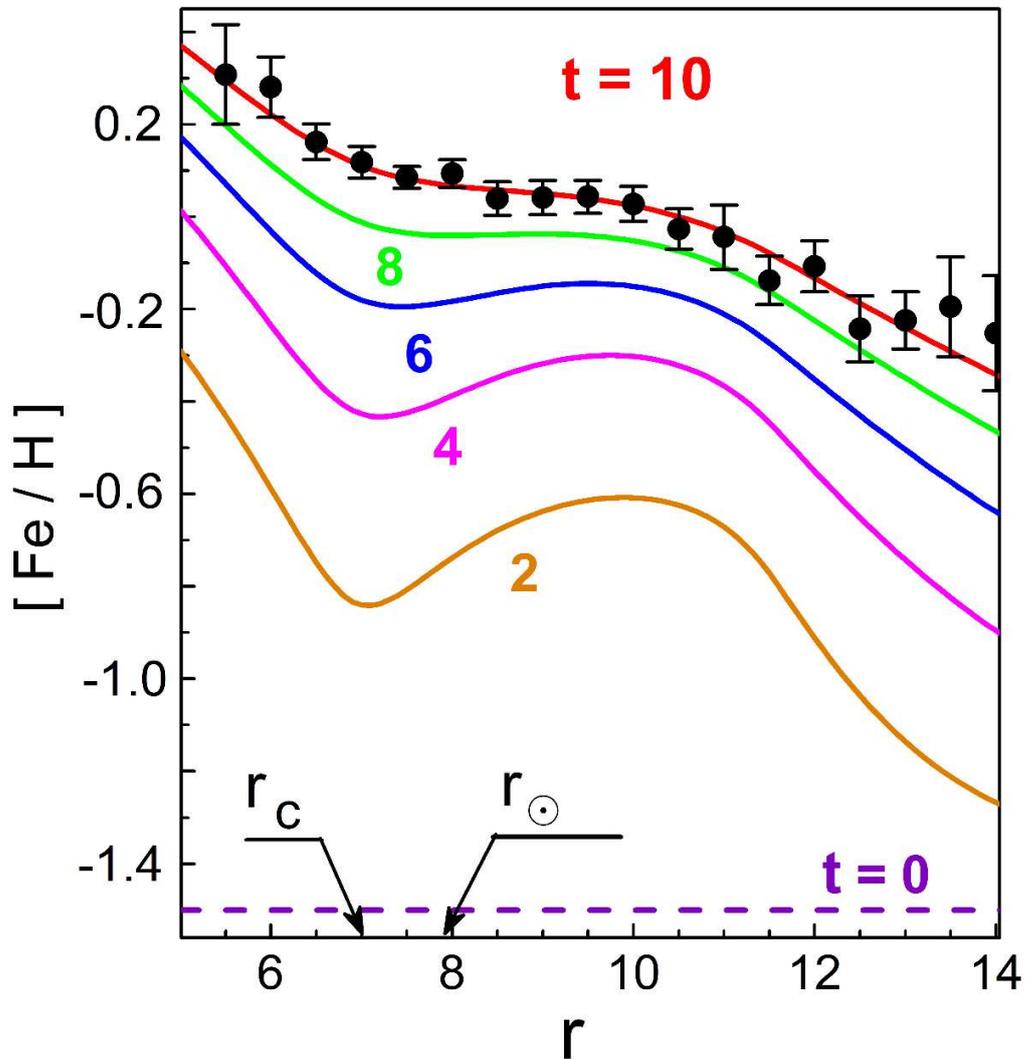


Рис. 4.3: Эволюция радиальных распределений содержания железа. Цифры показывают соответствующие моменты времени в млрд. лет. Верхняя красная кривая соответствует $t = T_d = 10$ млрд. лет. Черные кружки представляют собой данные наблюдений, усредненные в пределах радиальных ячеек шириной 0.5 кпк; вертикальные стержни – стандартные отклонения от средних значений внутри ячеек.

Сказанное иллюстрирует рисунок 4.4. Здесь распределение звезд по массам рассчитано согласно описанным стандартным формулам:

$$\frac{dn}{dm} = \xi(m) \int_{T_d - \tau_m(m)}^{T_d} \psi_L(t) dt. \quad (4.3)$$

Нижняя граница интеграла отличается от нуля, если $\tau_m(m) < T_d$. Это означает, что нас интересуют только те звезды, которые выжили до нашего времени.

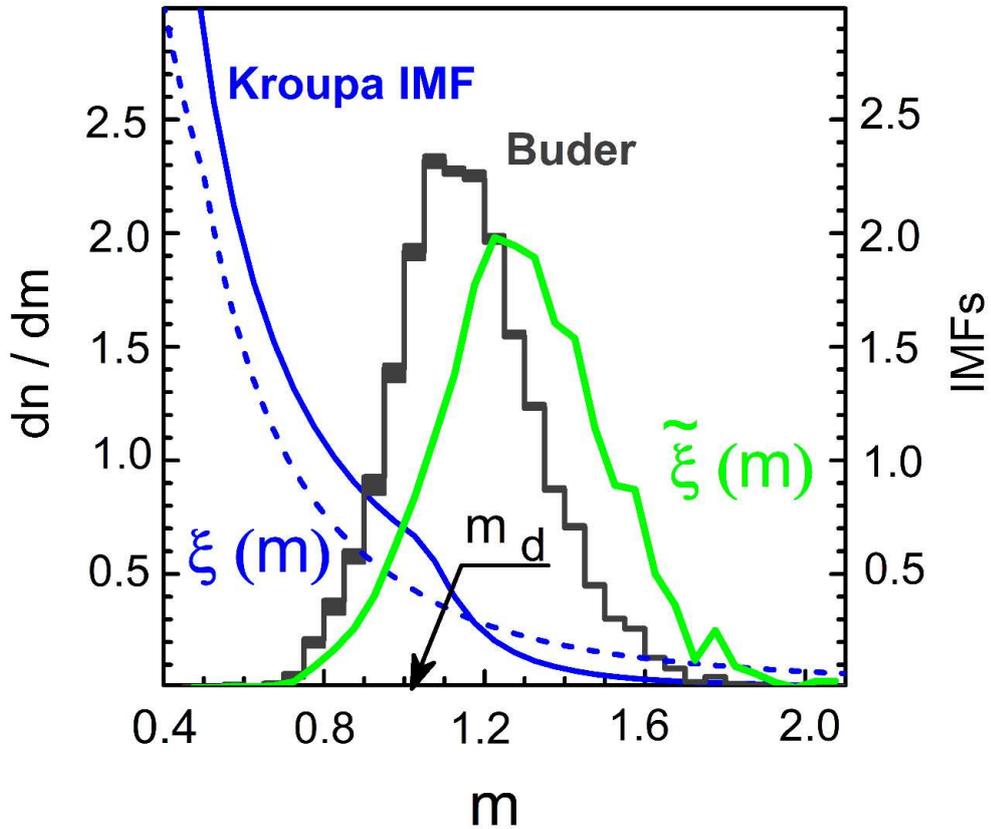


Рис. 4.4: Черные гистограммы: 50 зашумленных наблюдаемых распределений звезд по массам, $(dn/dm)_{obs}$ для образца B19. Синяя пунктирная кривая: НФМ по [72]. Синяя сплошная линия: теоретическая dn/dm , вычисленная с помощью уравнения (4.2) для НФМ [72]. Зеленая сплошная кривая: модифицированная НФМ (мНФМ), вычисленная с помощью уравнения (4.4) (см. ниже). Распределения нормируются на единицу. Величина m_d — масса звезды, время жизни которой равно возрасту галактического диска.

Как видно, наблюдаемое распределение (черная гистограмма) кардинально отличается от того, что должно быть (синяя сплошная линия), если НФМ действительно совпадает со стандартной.

Возникает вопрос: как учесть эффект потерянных карликов?

С этой целью предлагается следующая идея. В начале для расчета эволюции обилий кислорода и железа используется начальная функция масс [72], как это и делалось в предыдущих главах. На этапе моделирования наблюдательного распределения металличности в звездах малой массы начальная функция масс переопределяется так, чтобы она приводила к наблюдаемому распределению звезд по массам (а не к теоретическому), численность которых в наблюдательных выборках порядка 1% от того, что должно быть.

Математический алгоритм этого учета таков: предполагаем, что распределение звезд по массам известно из наблюдаемого [130] (обозначим его как $(dn/dm)_{obs}$), а скорость звездообразования заимствуем из предыдущих глав. Тогда с помощью (4.3) представление для мНФМ (обозначим его как $\tilde{\xi}(m)$) будет выглядеть следующим образом:

$$\tilde{\xi}(m) = \frac{(dn/dm)_{obs}}{\int_{T_d - \tau_m(m)}^{T_d} \psi_L(t) dt}. \quad (4.4)$$

Модифицированная мНФМ также показана на рисунке 4.4. Как и ожидалось, ее поведение значительно отличается от стандартной НФМ [72].

4.3. Эффекты модифицированной начальной функции масс, звездных блужданий и случайного разброса звезд по металличности

Подставив в уравнение (4.2) вышеприведенную модифицированную функцию масс вместо НФМ [72], вычисляем новую теоретическую ФРМ, которая показана на рисунке 4.5. Как видно, структура теоретической ФРМ в настоящее

время существенно изменилась по сравнению с той, что представлена на рисунке 4.2.

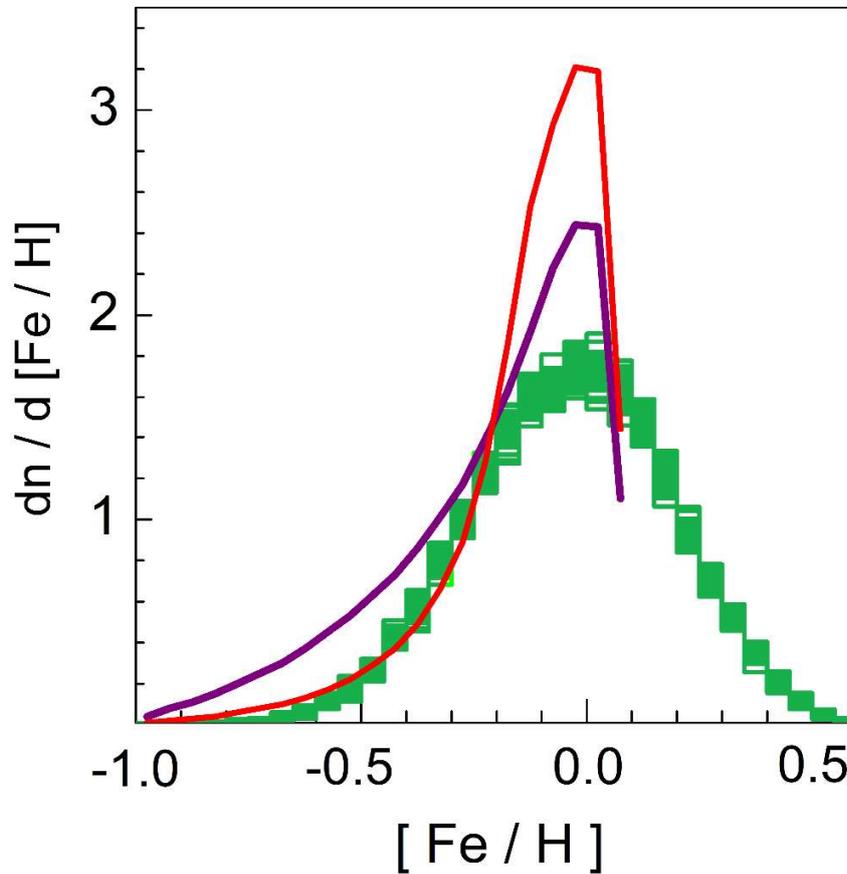


Рис. 4.5: Зеленые гистограммы: зашумленные наблюдаемые ФРМ, как показано на рисунке 4.2. Фиолетовая кривая: теоретическая ФРМ, полученная с помощью мНФМ. Красная линия: то же самое, что и выше, но с дополнительным использованием поправочного коэффициента SM91, пронумерованного как “3” в [125]. Оба теоретических распределения были вычислены для начального $[Fe/H] = -1.0$ dex.

Следующий шаг заключается в применении поправочных коэффициентов к вышеуказанным новым теоретическим ФРМ. Эти факторы учитывают блуждание звезд преимущественно по галактическому диску. Они были проанализированы в [47]. Наиболее существенный эффект вносит коэффициент, названный “SL91” и пронумерованный как “3” в вышеупомянутой работе. Результат применения SL91

также показан на рисунке 4.6. Теперь совпадение теории с наблюдениями в диапазоне металличности $[Fe/H] \leq -0.2$ dex оказывается весьма хорошим.

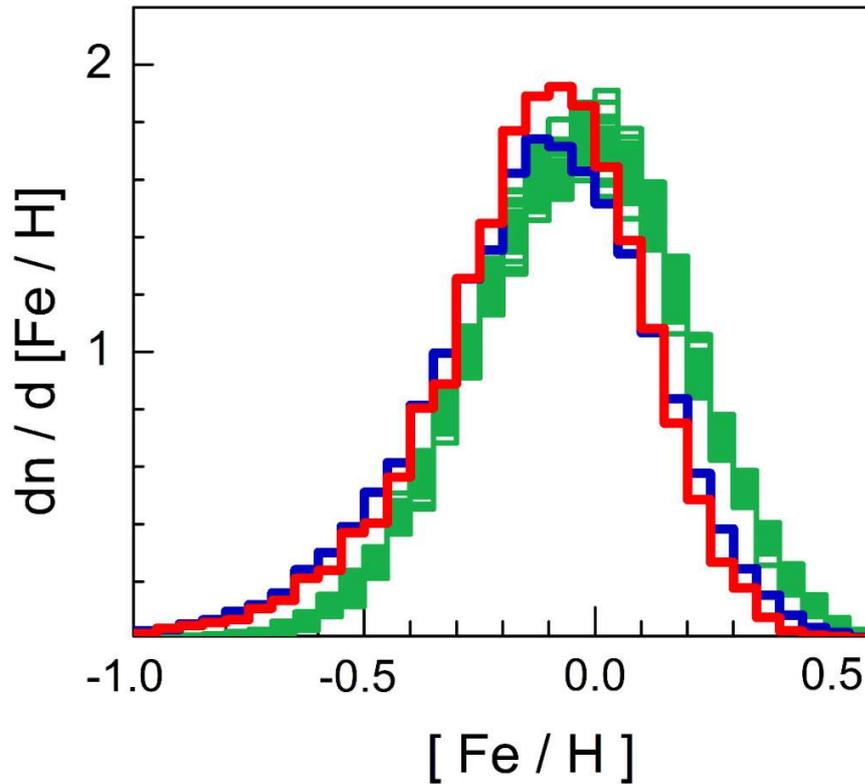


Рис. 4.6: Зеленые гистограммы: те же, что и на предыдущем рисунке. Красная гистограмма: теоретическая ФРМ из рисунка 4.5 (нанесенная красной линией) с использованием разброса металличности 0.15 dex; синяя гистограмма: такая же, как и предыдущая, но для разброса 0.18 dex.

Следующим шагом является учет эффекта случайного разброса в металличности, который присутствует в данных как из-за внутренних (т. е. естественных) причин, так и из-за ошибок в измерениях содержания железа. Для этого вводим разброс в приведенную выше теоретическую модель по аналогии с [47], причем случайные разбросы распределяются в соответствии с законом Гаусса. Полученные “зашумленные” теоретические ФРМ, рассчитанные для двух стандартных отклонений (0.15 dex и 0.18 dex), показаны на рисунке 4.6. Наблюдается достаточно хорошее совпадение между теоретической и

наблюдаемой ФРМ. Тем не менее, нужно заметить, что теоретические значения ФРМ немного смещены (≤ -0.05 dex) относительно наблюдаемого распределения. Этот сдвиг, возможно, связан с нетипичным расположением солнечной окрестности в галактическом диске (например, [47] также предположил, что расположение солнечной окрестности может быть необычным). Действительно, как видно из рисунка 4.3, солнечная окрестность провела слишком много времени (от $t = 0$ и до $t \sim 7$ млрд. лет) в области пониженного (~ 0.1 dex) содержания железа. Физический механизм этого сдвига также может быть связан с радиальной миграцией звезд под действием гравитационного поля спиральных волн плотности в галактике, в частности, из-за близости этих звезд к коротационному резонансу [42]. Но в данной работе этот эффект не учитывался.

4.4. Выводы к четвертой главе

В настоящей главе с помощью уточненной переработанной модели, описанной в предыдущих главах для объяснения наблюдаемого крупномасштабного радиального распределения железа вдоль галактического диска, был дан ответ на вопрос: может ли модель, разработанная в главе 3, быть согласована с функцией распределения металличности, наблюдаемой по абсолютно другим типам объектов таких, как маломассивные долгоживущие карликовые звезды в локальной солнечной окрестности? Исследования показывают, что прямые выводы локальной ФРМ для звезд с низкой массой из модели не могут согласовать её с наблюдаемой ФРМ (см. рис 4.2). Это расхождение теории с наблюдениями связывается с использованием стандартного НФМ: как показано на рисунке 4.4, использование стандартного НФМ приводит к теоретическому распределению звезд по массам, которое абсолютно отличается от наблюдаемого [130]. В теоретическом распределении маломассивные и долгоживущие звезды переоцениваются относительно наблюдений. Следовательно, в этом случае следует ожидать избыточного

количества бедных металлами звезд. Для улучшения ситуации в настоящей главе предлагается преобразовать НФМ таким образом, чтобы извлечь из теории, данной в главе 3, часть звезд (напомним, что доля звезд в наблюдаемой выборке составляет $< 1\%$ от их числа в окрестности Солнца), распределение которых по массам близко к наблюдаемому. Как следствие, теоретическая модель теперь оказывается ближе к наблюдаемой (см. рисунок 4.5). После этого, применяя поправки, предложенные в серии работ [47,125], достигается достаточно хорошее совпадение теоретической и наблюдаемой ФРМ (см. рис. 4.6). Незначительный сдвиг между теоретическими и наблюдаемыми ФРМ, возможно, связан с радиальным смещением звезд под влиянием спиральных рукавов, выявленным [42].

По результатам четвертой главы была опубликована следующая статья:

1. Mishurov Y. N., Tkachenko R. V. Local Metallicity Distribution Function Derived from Galactic Large-scale Radial Iron Pattern Modeling // The Astrophysical Journal. – 2019. – Т. 887. – №. 2. – С. 238.

Заключение

В Диссертационной работе было разработано несколько численных моделей для исследования химической эволюции Млечного пути. Они были направлены на объяснение как крупномасштабного распределения кислорода и железа, полученного по цефеидам, так и локальной функции распределения железа в солнечной окрестности, полученной по звездам карликам.

В частности, в Главе 1, используя новейшие данные о содержании кислорода в цефеидах, было получено распределение кислорода вдоль галактического диска. Оно показало ряд крупномасштабных особенностей – перегиб в распределении в области Солнца, и протяженное плато. Для объяснения такого нетривиального поведения была разработана численная модель, объясняющая такое распределение кислорода с помощью комбинированного влияния коротационного резонанса и турбулентной диффузии. Кроме того, статистический метод поиска наилучшего соответствия между теоретическим и наблюдаемым распределением, позволил оценить средние массы железа выбрасываемы за одну вспышку СН II. Полученные средние массы кислорода, позволили оценить предельные массы предшественников СН II, которые способны взрываясь участвовать в химической эволюции Галактики.

В Главе 2 речь идет также о распределении кислорода вдоль Галактического диска, но основной упор в ней делается на описание локальных особенностей в распределении. В этой главе такие особенности в распределении связаны с эпизодическим выпадением газа на диск (названного “локальными потоками”) в последние 100 млн. лет.

Глава 3 посвящена исследованию крупномасштабного распределения железа, полученного используя новейшие данные о содержании железа в цефеидах. Рисунок этого распределения демонстрирует извивающееся поведение с плато в окрестностях Солнца, причем эта особенность очень похожа на ту, что

получена для кислорода. Эту структура объясняется с помощью комбинированного влияния коротационного резонанса (в нашей модели он расположен близко к солнечному Галактоцентрическому расстоянию) и турбулентной диффузии. Для этого изучается роль трех источников обогащения железа в диске: сверхновых 2-го типа (СН II), короткоживущих и долгоживущих предшественников сверхновых типа Ia (время жизни ≤ 100 млн. лет и ≥ 100 млн. лет соответственно). В рамках представленных моделей очень хорошо воспроизводится извивающееся радиальное распределение железа и получаются средние массы железа, выброшенные в расчете на одну вспышку каждого типа сверхновых Ia. Согласно моделированию, сверхновые типа Ia обеспечивают в общей сложности около 50-70% железа галактического диска. Остальная часть железа поставляется сверхновыми СН II.

В главе 4 сделана попытка ответить на вопрос: “может ли теория, разработанная в главе 3 для объяснения крупномасштабного радиального распределения железа в галактическом тонком диске с использованием молодых цефеид, быть совместимой с функцией распределением металличности (или железа) ФРМ, наблюдаемым по долгоживущим карликам в пределах локальной окрестности?”. Для этого на этапе вычисления теоретической функции распределения железа по маломассивным звездам в окрестности Солнца предлагается переопределить исходную начальную функцию масс так, чтобы полученное теоретическое распределение звезд по массам было бы близко к распределению в наблюдаемой выборке. С помощью описанного выше алгоритма и последующих корректировок теоретической функции распределения металличности, описанных в литературе, было достигнуто достаточно хорошее согласие теоретической и наблюдаемой функций распределения металличности для маломассивных звезд в локальной солнечной окрестности.

Выделим несколько направлений дальнейшей работы по теме диссертации. Приведенные в диссертации исследования посвящены эволюции

радиальных распределений кислорода и железа, полученное с использованием наблюдаемых данных по цефеидам. Но помимо кислорода и железа имеется информация и о других химических элементах, которые могут иметь более сложные или простые формы распределений, в зависимости от распределения источников, которыми они производятся. Значит следующим разумным шагом является увеличение количества химических элементов. Кроме того, начинают появляться новые данные по цефеидам, растет их количества и точность. Вероятнее всего они раскроют себя в наибольшем виде, когда будут получены и обработаны данные Gaia. Ожидается увеличение не только количества цефеид, а также увеличения покрытия галактического радиуса (появится больше данных по цефеидам ближе к центру Галактики и периферии). Это позволит строить более точные модели химической эволюции.

Ввиду того что будет увеличено количество элементов, появится необходимость и в улучшении численных моделей. Например, учет новых элементов потребует ввести производство элементов новыми источниками, не рассматриваемых в данной диссертации, к примеру, звезды, производящие тяжелые элементы на стадии АВГ. Кроме того, мы собираемся улучшить наши численные модели эволюции галактики путем добавления в рассмотрения, например, таких эффектов, как радиальная миграция звезд.

Благодарности

В заключение автор хотел бы выразить свою благодарность и признательность за совместную работу и руководство своему научному руководителю Юрию Николаевичу Мишурову. Представленная работа была бы невозможна без поддержки сотрудников кафедры Физики космоса Южного федерального университета и предоставления доступа к её вычислительным ресурсам. Кроме того, автор выражает благодарность за поддержку фонду развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Публикации по теме диссертации**Статьи в журналах, рекомендованных ВАК**

- [A1] Mishurov Y. N., **Tkachenko R. V.** On the radial oxygen distribution in the Galactic disc // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2018. – Т. 473. – №. 3. – С. 3700-3709.
- [A2] Mishurov Y. N., **Tkachenko R. V.** On the radial oxygen distribution in the Galactic disc–II. Effects of local streams // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2018. – Т. 476. – №. 4. – С. 5377-5381.
- [A3] Mishurov Y. N., **Tkachenko R. V.** On the radial iron distribution in the Galactic disc // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2019. – Т. 485. – №. 2. – С. 2225-2234.
- [A4] Mishurov Y. N., **Tkachenko R. V.** Local Metallicity Distribution Function Derived from Galactic Large-scale Radial Iron Pattern Modeling // The Astrophysical Journal. – 2019. – Т. 887. – №. 2. – С. 238.

Другие публикации автора по теме диссертации

- [B1] Mishurov Y. N., **Tkachenko R. V.** Features of Chemical Evolution in the Galactic Disc // Modern Star Astronomy. Vol. 1, Astronomy-2018 (XIII Congress of the International Public Organization" Astronomical Society"). Conference Abstracts, Moscow: IZMIRAN, 2018. p. 247-249. – 2018. – Т. 1. – С. 247-249.

Приложение А

Влияние разброса цефеид по Галактическим радиусам на распределение кислорода и железа

В настоящем приложении рассматривается влияние разброса галактоцентрических расстояний цефеид на средние радиальные распределения кислорода и железа вдоль Галактического диска.

В настоящий момент гелиоцентрические расстояния до цефеид определяются с хорошей точностью. Так, например, данные, собранные в работах [26,27,28], основывались на определении расстояний с помощью отношения “Period-Wesenheit” в ближнем инфракрасном диапазоне, для которого погрешность в измеряемом расстоянии составляет $\approx 4\%$ [131,132]. Нужно отметить, что подавляющее большинство цефеид ($\approx 90\%$), которые были выбраны для исследования радиальных распределений кислорода и железа, находятся на расстоянии не более 5 кпк от Солнца.

Для демонстрации влияния разбросов цефеид по галактическому радиусу нужно определить стандартное отклонение для галактоцентрических расстояний σ_r . Эту величину можно оценить как стандартное отклонение между двумя независимыми наборами вычисленных галактических расстояний (определенных при одном $r_{\odot} = 7.9$ кпк), например, между данными [22-25] и [26-28]. Значение для σ_r в таком случае составляет 0.2 кпк. Кроме того, стандартное отклонение между галактоцентрическими расстояниями [26-28] и наиболее новыми данными [133], оказывается также ≈ 0.2 кпк.

В предыдущих главах влияние разброса радиусов как на определение среднего содержания кислорода и железа в ячейках, так и на их стандартные отклонения соответствующих средних значений внутри ячеек не учитывалось. Кроме того, влияние соседних ячеек не учитывалось ввиду того, что

галактический радиус разбивался на ячейки шириной 0.5 кпк (см. рисунки 1.1 и 3.1), которые между собой не перекрывались, то есть цефеиды всегда попадали в одни и те же ячейки.

В настоящем приложении для демонстрации влияния разбросов цефеид по галактическим расстояниям проводится следующий эксперимент. Галактический радиус разбивается на интервалы шириной 0.5 кпк. Чтобы учесть влияние как естественного разброса звездного содержания внутри ячейки, так и погрешности в измерениях отдельных звезд, для каждой звезды было сгенерировано 1000 нормально распределенных случайных чисел, разброс которых равен типичной ошибке наблюдения в содержании кислорода и железа. Одновременно с этим, для каждой цефеиды сгенерировано 1000 нормально распределенных случайных чисел, разброс которых равен стандартному отклонению в определении галактоцентрических расстояний $\sigma_r \approx 0.2$ кпк. Затем к наблюдательным данным прибавлялись значения из вышеупомянутого набора полученных случайных чисел как для содержания кислорода и железа, так и для галактических радиусов. Затем были вычислены средние содержания кислорода и железа в пределах ячеек и стандартные отклонения соответствующих средних значений.

На рисунках А.1 (для кислорода) и А.2 (для железа) представлены результаты экспериментов с разбросами цефеид по галактоцентрическим радиусам. Кроме того, для сравнения представлены распределения, полученные с учетом разбросов только по содержаниям химических элементов (см. рис. 1.1 и 3.1).

Из сравнения представленных рисунков видно, что разброс цефеид по галактоцентрическим расстояниям значительно не влияет как на среднее содержание кислорода и железа внутри ячеек (оказывается сглаживающий эффект), так и на определение стандартных отклонений средних значений.

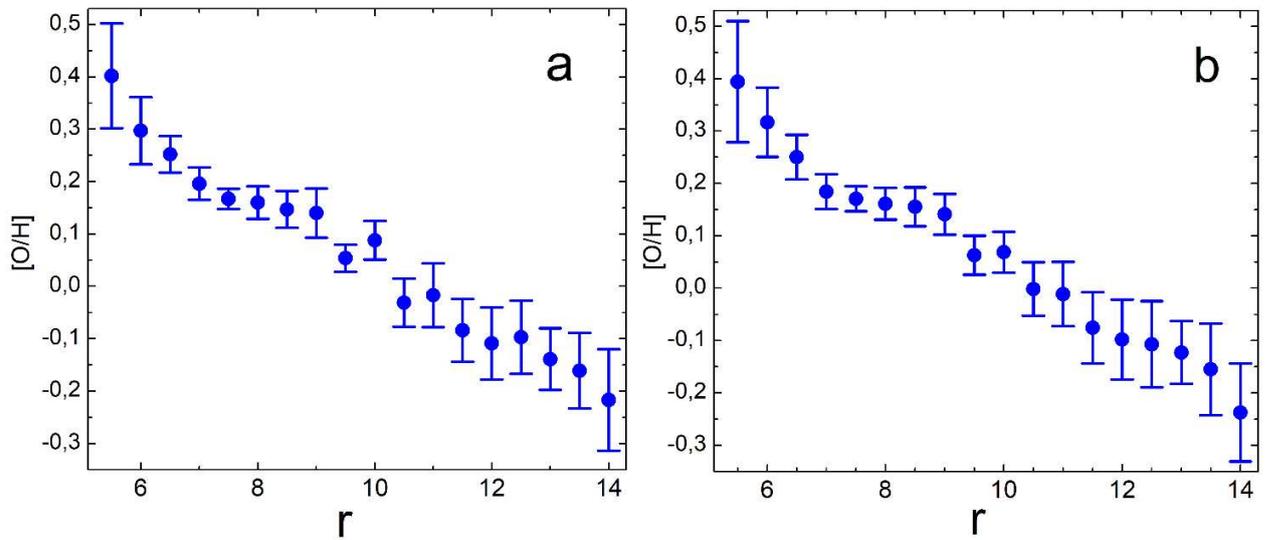


Рис. А.1: Средние радиальные распределения кислорода вдоль галактического радиуса. а) Распределение кислорода вдоль галактического радиуса, полученное с учетом разброса только по содержаниям кислорода, как на рисунке 1.1. б) Учен как эффект разброса цефеид по содержаниям кислорода, так и по галактоцентрическим расстояниям с $\sigma_r \approx 0.2$ кпк.

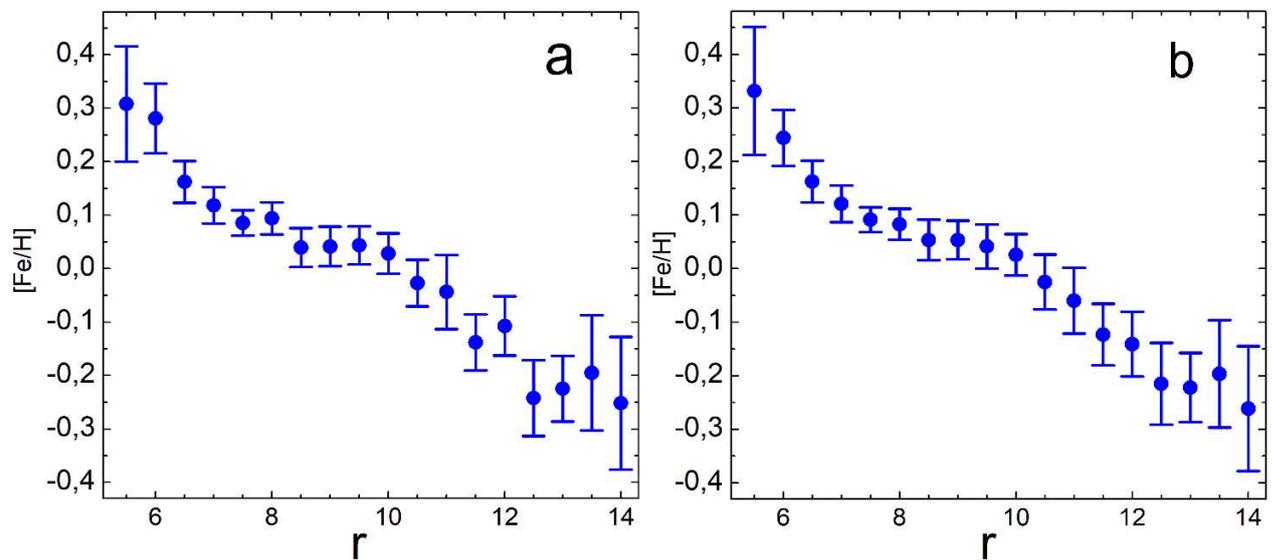


Рис. А.2: Средние радиальные распределения железа вдоль галактического радиуса. а) Распределение кислорода вдоль галактического радиуса, полученное с учетом разброса только по содержаниям железа, как на рисунке 3.1. б) Учен как эффект разброса цефеид по содержаниям железа, так и по галактоцентрическим расстояниям с $\sigma_r \approx 0.2$ кпк.

Список литературы

1. Van den Bergh S. The frequency of stars with different metal abundances // *The Astronomical Journal*. – 1962. – Т. 67. – С. 486-490.
2. Schmidt M. The Rate of Star Formation. II. The Rate of Formation of Stars of Different Mass // *The Astrophysical Journal*. – 1963. – Т. 137. – С. 758.
3. Talbot Jr R. J., Arnett W. D. The evolution of galaxies. i. formulation and mathematical behavior of the one-zone model // *The Astrophysical Journal*. – 1971. – Т. 170. – С. 409.
4. Марочник Л. С., Сучков А. А. Галактика. – "Наука," Глав. ред. физико-математической лит-ры, 1984.
5. Tinsley B. M. Evolution of the stars and gas in galaxies // *Fundamentals of cosmic physics*. – 1980. – Т. 5. – С. 287-388.
6. Larson R. B. Infall of matter in galaxies // *Nature*. – 1972. – Т. 236. – №. 5340. – С. 21-23.
7. Searle L., Sargent W. L. W. Inferences from the composition of two dwarf blue galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 1972. – Т. 173. – С. 25.
8. Peimbert M., Torres-Peimbert S., Rayo J. F. Abundance gradients in the Galaxy derived from H II regions // *The Astrophysical Journal*. – 1978. – Т. 220. – С. 516-524.
9. Vilchez J. M., Esteban C. The chemical composition of H II regions in the outer Galaxy // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1996. – Т. 280. – №. 3. – С. 720-734.
10. Maciel W. J., Costa R. D. D., Uchida M. M. M. An estimate of the time variation of the O/H radial gradient from planetary nebulae // *Astronomy & Astrophysics*. – 2003. – Т. 397. – №. 2. – С. 667-674.

11. Twarog B. A., Ashman K. M., Anthony-Twarog B. J. Some revised observational constraints on the formation and evolution of the Galactic disk // arXiv preprint astro-ph/9709122. – 1997.
12. Caputo F. et al. Pulsational constraints to the metallicity gradient in the Galactic disk // *Astronomy & Astrophysics*. – 2001. – T. 372. – №. 2. – C. 544-550.
13. Harris H. C. Photometric abundances of Type II Cepheid variables // *The Astronomical Journal*. – 1981. – T. 86. – C. 719-729.
14. Lacey C. G., Fall S. M. Chemical evolution of the galactic disk with radial gas flows // *Astrophysical journal*. – 1985. – T. 290. – C. 154-170.
15. Wiebe D. S., Tutukov A. V., Shustov B. M. The radial gradient of heavy-element abundances in disk galaxies // *Astronomy Reports*. – 2001. – T. 45. – №. 11. – C. 854-860.
16. Daflon S., Cunha K. Galactic metallicity gradients derived from a sample of OB stars // *The Astrophysical Journal*. – 2004. – T. 617. – №. 2. – C. 1115.
17. Smartt S. J., Rolleston W. R. J. The galactic oxygen abundance gradient // *The Astrophysical Journal Letters*. – 1997. – T. 481. – №. 1. – C. L47.
18. Andrievsky S. M. et al. Using Cepheids to determine the galactic abundance gradient-II. Towards the galactic center // *Astronomy & Astrophysics*. – 2002. – T. 384. – №. 1. – C. 140-144.
19. Andrievsky S. M. et al. Using Cepheids to determine the galactic abundance gradient-III. First results for the outer disc // *Astronomy & Astrophysics*. – 2002. – T. 392. – №. 2. – C. 491-499.
20. Luck R. E. et al. The galactic abundance gradient from Cepheids-IV. New results for the outer disc // *Astronomy & Astrophysics*. – 2003. – T. 401. – №. 3. – C. 939-949.
21. Andrievsky S. M. et al. The Galactic abundance gradient from Cepheids-V. Transition zone between 10 and 11 kpc // *Astronomy & Astrophysics*. – 2004. – T. 413. – №. 1. – C. 159-172.

22. Luck R. E., Lambert D. L. The distribution of the elements in the Galactic disk. III. A reconsideration of cepheids from $l=30$ to 250 // *The Astronomical Journal*. – 2011. – T. 142. – №. 4. – C. 136.
23. Luck R. E. et al. Oxygen Abundances in Cepheids // *The Astronomical Journal*. – 2013. – T. 146. – №. 1. – C. 18.
24. Martin R. P. et al. Oxygen, α -element and iron abundance distributions in the inner part of the Galactic thin disc // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2015. – T. 449. – №. 4. – C. 4071-4078.
25. Korotin S. A. et al. Oxygen abundance distribution in the Galactic disc // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2014. – T. 444. – №. 4. – C. 3301-3307.
26. Da Silva R. et al. Neutron-capture elements across the Galactic thin disk using Cepheids // *Astronomy & Astrophysics*. – 2016. – T. 586. – C. A125.
27. Genovali K. et al. On the fine structure of the Cepheid metallicity gradient in the Galactic thin disk // *Astronomy & Astrophysics*. – 2014. – T. 566. – C. A37.
28. Genovali K. et al. On the α -element gradients of the Galactic thin disk using Cepheids // *Astronomy & Astrophysics*. – 2015. – T. 580. – C. A17.
29. Aramyan L. S. et al. Supernovae and their host galaxies–IV. The distribution of supernovae relative to spiral arms // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2016. – T. 459. – №. 3. – C. 3130-3143.
30. Acharova I. A. et al. A mechanism for the formation of oxygen and iron bimodal radial distribution in the disc of our Galaxy // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2010. – T. 402. – №. 2. – C. 1149-1155.
31. Acharova I. A., Mishurov Y. N., Rasulova M. R. A new method of corotation radius evaluation in our Galaxy // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*. – 2011. – T. 415. – №. 1. – C. L11-L15.

32. Acharova I. A., Mishurov Y. N., Kovtyukh V. V. Galactic restrictions on iron production by various types of supernovae // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2012. – T. 420. – №. 2. – C. 1590-1605.
33. Acharova I. A. et al. Galactic constraints on supernova progenitor models // *Astronomy & Astrophysics*. – 2013. – T. 557. – C. A107.
34. Wyse R. F. G., Silk J. Star formation rates and abundance gradients in disk galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 1989. – T. 339. – C. 700-711.
35. Portinari L., Chiosi C. On star formation and chemical evolution in the Galactic disc // arXiv preprint astro-ph/9908326. – 1999.
36. Lin C. C., Shu F. H. On the spiral structure of disk galaxies // *Selected Papers of CC Lin with Commentary: Vol. 1: Fluid Mechanics Vol. 2: Astrophysics*. – 1987. – C. 561-570.
37. Lépine J. R. D. Mishurov Yu. N., Dedikov S. Yu., 2001 // *ApJ*. – T. 546. – C. 234.
38. Bobylev V. V., Bajkova A. T. Determination of galactic rotation parameters and the solar galactocentric distance R_0 from 73 masers // *Astronomy Letters*. – 2014. – T. 40. – №. 7. – C. 389-397.
39. Dias W. S. et al. The spiral pattern rotation speed of the Galaxy and the corotation radius with Gaia DR2 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2019. – T. 486. – №. 4. – C. 5726-5736.
40. Wanajo S. et al. Nucleosynthesis in electron capture supernovae of asymptotic giant branch stars // *The Astrophysical Journal*. – 2009. – T. 695. – №. 1. – C. 208.
41. Matteucci F. Chemical evolution of galaxies and galaxy formation mechanisms // *Baryons in Dark Matter Halos*. – SISSA Medialab, 2004. – T. 14. – C. 072.
42. Mishurov Y. N., Acharova I. A. Is it possible to reveal the lost siblings of the Sun? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2011. – T. 412. – №. 3. – C. 1771-1777.

43. Bartunov O. S., Tsvetkov D. Y., Filimonova I. V. Distribution of supernovae relative to spiral arms and H II regions // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – 1994. – T. 106. – №. 706. – C. 1276.
44. Greggio L. The rates of type Ia supernovae-I. Analytical formulations // Astronomy & Astrophysics. – 2005. – T. 441. – №. 3. – C. 1055-1078.
45. Mannucci F. et al. The supernova rate per unit mass // Astronomy & Astrophysics. – 2005. – T. 433. – №. 3. – C. 807-814.
46. Mannucci F., Della Valle M., Panagia N. Two populations of progenitors for Type Ia supernovae? // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2006. – T. 370. – №. 2. – C. 773-783.
47. Haywood M. Revisiting two local constraints of the Galactic chemical evolution // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2006. – T. 371. – №. 4. – C. 1760-1776.
48. Smartt S. J. et al. The death of massive stars–I. Observational constraints on the progenitors of Type II-P supernovae // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2009. – T. 395. – №. 3. – C. 1409-1437.
49. Kochanek C. S. et al. A survey about nothing: monitoring a million supergiants for failed supernovae // The Astrophysical Journal. – 2008. – T. 684. – №. 2. – C. 1336.
50. Karapetyan A. G. et al. The impact of spiral density waves on the distribution of supernovae // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2018. – T. 481. – №. 1. – C. 566-577.
51. Asplund M. et al. The chemical composition of the Sun // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. – 2009. – T. 47. – C. 481-522
52. Draper N. R., Smith H. Applied Regression Analysis (Wiley & Sons, New York). – 1981.

53. Naab T., Ostriker J. P. A simple model for the evolution of disc galaxies: the Milky Way // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2006. – T. 366. – №. 3. – C. 899-917.
54. Marcon-Uchida M. M., Matteucci F., Costa R. D. D. Chemical evolution models for spiral disks: the Milky Way, M 31, and M 33 // *Astronomy & Astrophysics*. – 2010. – T. 520. – C. A35.
55. Kubryk M., Prantzos N., Athanassoula E. Evolution of the Milky Way with radial motions of stars and gas-I. The solar neighbourhood and the thin and thick disks // *Astronomy & Astrophysics*. – 2015. – T. 580. – C. A126.
56. Schönrich R., Binney J. Chemical evolution with radial mixing // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2009. – T. 396. – №. 1. – C. 203-222.
57. Sancisi R. et al. Cold gas accretion in galaxies // *The Astronomy and Astrophysics Review*. – 2008. – T. 15. – №. 3. – C. 189-223.
58. Lehner N., Howk J. C. A reservoir of ionized gas in the galactic halo to sustain star formation in the Milky Way // *Science*. – 2011. – T. 334. – №. 6058. – C. 955-958.
59. Lehner N. et al. High-velocity clouds as streams of ionized and neutral gas in the halo of the Milky Way // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2012. – T. 424. – №. 4. – C. 2896-2913.
60. Rubin K. H. R. et al. The direct detection of cool, metal-enriched gas accretion onto galaxies at $z \sim 0.5$ // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2012. – T. 747. – №. 2. – C. L26.
61. Chiappini C., Matteucci F., Romano D. Abundance gradients and the formation of the Milky Way // *The Astrophysical Journal*. – 2001. – T. 554. – №. 2. – C. 1044.
62. Haywood M., Robin A. C., Crézé M. The evolution of the Milky Way disc. II. Constraints from star counts at the galactic poles // *Astronomy and Astrophysics*. – 1997. – T. 320. – C. 440-459.
63. Shu F. H. et al. Galactic shocks in an interstellar medium with two stable phases // *The Astrophysical Journal*. – 1972. – T. 173. – C. 557.

64. Lin C. C., Yuan C., Shu F. H. On the spiral structure of disk galaxies III. Comparison with observations // Selected Papers of CC Lin with Commentary: Vol. 1: Fluid Mechanics Vol. 2: Astrophysics. – 1987. – C. 744-769.
65. Maeder A., Meynet G. Grids of evolutionary models from 0.85 to 120 solar masses-Observational tests and the mass limits // Astronomy and Astrophysics. – 1989. – T. 210. – C. 155-173.
66. Padovani P., Matteucci F. Stellar mass loss in elliptical galaxies and the fueling of active galactic nuclei // The Astrophysical Journal. – 1993. – T. 416. – C. 26.
67. Tutukov A. V., Krugel E. Stellar evolution and some parameters of galaxies and their nuclei // Soviet Astronomy. – 1980. – T. 24. – C. 539-545.
68. Casagrande L. et al. New constraints on the chemical evolution of the solar neighbourhood and Galactic disc (s)-Improved astrophysical parameters for the Geneva-Copenhagen Survey // Astronomy & Astrophysics. – 2011. – T. 530. – C. A138.
69. Schröder K. P., Cannon Smith R. Distant future of the Sun and Earth revisited // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2008. – T. 386. – №. 1. – C. 155-163.
70. Veras D. The fates of Solar system analogues with one additional distant planet // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2016. – T. 463. – №. 3. – C. 2958-2971.
71. Veras D., Wyatt M. C. The Solar system's post-main-sequence escape boundary // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2012. – T. 421. – №. 4. – C. 2969-2981.
72. Kroupa P. The Initial Mass Function of Stars: Evidence for Uniformity in Variable Systems. 2002 // Science. – T. 295. – C. 82.
73. Nomoto K., Kobayashi C., Tominaga N. Nucleosynthesis in stars and the chemical enrichment of galaxies // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. – 2013. – T. 51.

74. Clemens D. P. Massachusetts-stony brook galactic plane co survey-the galactic disk rotation curve // *The Astrophysical Journal*. – 1985. – T. 295. – C. 422-428.
75. Fryer C. L. et al. Compact remnant mass function: dependence on the explosion mechanism and metallicity // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – T. 749. – №. 1. – C. 91.
76. Meyer D. M. A. et al. Asymmetric supernova remnants generated by Galactic, massive runaway stars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2015. – T. 450. – №. 3. – C. 3080-3100.
77. Li W. et al. Nearby supernova rates from the Lick Observatory Supernova Search–III. The rate–size relation, and the rates as a function of galaxy Hubble type and colour // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2011. – T. 412. – №. 3. – C. 1473-1507.
78. Yin J. et al. Milky Way versus Andromeda: a tale of two disks // *Astronomy & Astrophysics*. – 2009. – T. 505. – №. 2. – C. 497-508.
79. Robitaille T. P., Whitney B. A. The present-day star formation rate of the Milky Way determined from Spitzer-detected young stellar objects // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2010. – T. 710. – №. 1. – C. L11.
80. Licquia T. C., Newman J. A. Improved estimates of the Milky Way’s stellar mass and star formation rate from hierarchical Bayesian meta-analysis // *The Astrophysical Journal*. – 2015. – T. 806. – №. 1. – C. 96.
81. Urquhart J. S. et al. The RMS survey: galactic distribution of massive star formation // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2014. – T. 437. – №. 2. – C. 1791-1807.
82. Lépine J. R. D. et al. Overlapping abundance gradients and azimuthal gradients related to the spiral structure of the Galaxy // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2011. – T. 417. – №. 1. – C. 698-708.

83. Elmegreen B. G. A pressure and metallicity dependence for molecular cloud correlations and the calibration of mass // *The Astrophysical Journal*. – 1989. – T. 338. – C. 178-196.
84. Binney J., Tremaine S. *Galactic Dynamics*, Princeton University Press, Princeton, New Jersey. – 1987.
85. Alfvén H., Fälthammar C. G. *Cosmical Electrodynamics, Fundamental Principles*, Clarendon. – 1963.
86. Scarano Jr S., Lépine J. R. D. Radial metallicity distribution breaks at corotation radius in spiral galaxies // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2013. – T. 428. – №. 1. – C. 625-640.
87. Scarano Jr S., Lépine J. R. D., Marcon-Uchida M. M. Breaks in the radial oxygen abundance and corotation radius of three spiral galaxies // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2011. – T. 412. – №. 3. – C. 1741-1754.
88. Martínez-García E. E., Puerari I. The shock-induced star formation sequence resulting from a constant spiral pattern speed // *The Astrophysical Journal*. – 2014. – T. 790. – №. 2. – C. 118.
89. Hu N. et al. M101: Spectral Observations of H II Regions and Their Physical Properties // *The Astrophysical Journal*. – 2018. – T. 854. – №. 1. – C. 68.
90. Tsujimoto T. et al. Relative frequencies of Type Ia and Type II supernovae in the chemical evolution of the Galaxy, LMC and SMC // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1995. – T. 277. – №. 3. – C. 945-958.
91. Gibson B. K. Can stellar yields accurately constrain the upper limit to the initial mass function? // *The Astrophysical Journal*. – 1998. – T. 501. – №. 2. – C. 675.
92. Hirschi R., Meynet G., Maeder A. Yields of rotating stars at solar metallicity // *Astronomy & Astrophysics*. – 2005. – T. 433. – №. 3. – C. 1013-1022.
93. Heger A. et al. How massive single stars end their life // *The Astrophysical Journal*. – 2003. – T. 591. – №. 1. – C. 288

94. Adams S. M. et al. The search for failed supernovae with the Large Binocular Telescope: confirmation of a disappearing star // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2017. – T. 468. – №. 4. – C. 4968-4981.
95. Dessart L. Wolf-Rayet stars as supernova progenitors. – 2015.
96. Yoon S. C. Towards a better understanding of the evolution of Wolf–Rayet stars and Type Ib/Ic supernova progenitors // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2017. – T. 470. – №. 4. – C. 3970-3980.
97. D'Onghia E., Fox A. J. The Magellanic stream: circumnavigating the galaxy // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2016. – T. 54. – C. 363-400.
98. Mollá M. et al. The role of gas infall in the evolution of disc galaxies // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2016. – T. 462. – №. 2. – C. 1329-1340.
99. Urquhart J. S. et al. The RMS survey: galactic distribution of massive star formation // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2014. – T. 437. – №. 2. – C. 1791-1807.
100. Fox A. J. et al. The Mass Inflow and Outflow Rates of the Milky Way // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – T. 884. – №. 1. – C. 53.
101. Martínez-Barbosa C. A., Brown A. G. A., Zwart S. P. Radial migration of the Sun in the Milky Way: a statistical study // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2015. – T. 446. – №. 1. – C. 823-841.
102. Bonaparte I. et al. Galactic and cosmic Type Ia supernova (SNIa) rates: is it possible to impose constraints on SNIa progenitors? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2013. – T. 435. – №. 3. – C. 2460-2473.
103. Pignatari M. et al. NuGrid stellar data set. I. Stellar yields from H to Bi for stars with metallicities $Z=0.02$ and $Z=0.01$ // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. – 2016. – T. 225. – №. 2. – C. 24.

104. Maoz D., Mannucci F., Brandt T. D. The delay-time distribution of Type Ia supernovae from Sloan II // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2012. – T. 426. – №. 4. – C. 3282-3294.
105. Hillebrandt W. et al. Towards an understanding of Type Ia supernovae from a synthesis of theory and observations // *Frontiers of Physics*. – 2013. – T. 8. – №. 2. – C. 116-143.
106. Maoz D., Mannucci F., Nelemans G. Observational clues to the progenitors of type Ia supernovae // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. – 2014. – T. 52. – C. 107-170.
107. Nomoto K., Leung S. C. Single degenerate models for type Ia supernovae: progenitor's evolution and nucleosynthesis yields // *Space Science Reviews*. – 2018. – T. 214. – №. 4. – C. 67.
108. Leibundgut B. et al. SN 1991bg-A type IA supernova with a difference. – 1993.
109. Pakmor R. et al. Sub-luminous type Ia supernovae from the mergers of equal-mass white dwarfs with mass $\sim 0.9 M_{\odot}$ // *Nature*. – 2010. – T. 463. – №. 7277. – C. 61-64
110. Foley R. J. et al. Type Iax supernovae: a new class of stellar explosion // *The Astrophysical Journal*. – 2013. – T. 767. – №. 1. – C. 57.
111. Kromer M. et al. SN 2010lp—a type Ia supernova from a violent merger of two carbon-oxygen white dwarfs // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2013. – T. 778. – №. 1. – C. L18.
112. Kashyap R. et al. Double-degenerate Carbon–Oxygen and Oxygen–Neon White Dwarf Mergers: A New Mechanism for Faint and Rapid Type Ia Supernovae // *The Astrophysical Journal*. – 2018. – T. 869. – №. 2. – C. 140.
113. Maoz D., Sharon K., Gal-Yam A. The supernova delay time distribution in galaxy clusters and implications for Type-Ia progenitors and metal enrichment // *The Astrophysical Journal*. – 2010. – T. 722. – №. 2. – C. 1879.

114. Pakmor R. et al. Normal type Ia supernovae from violent mergers of white dwarf binaries // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2012. – T. 747. – №. 1. – C. L10.
115. Sasdelli M. et al. A metric space for Type Ia supernova spectra: a new method to assess explosion scenarios // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2017. – T. 466. – №. 4. – C. 3784-3809.
116. Matteucci F. et al. A new formulation of the Type Ia supernova rate and its consequences on galactic chemical evolution // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2006. – T. 372. – №. 1. – C. 265-275.
117. Matteucci F. et al. The effect of different type Ia supernova progenitors on Galactic chemical evolution // *Astronomy & Astrophysics*. – 2009. – T. 501. – №. 2. – C. 531-538.
118. Hayden M. R. et al. Chemical cartography with APOGEE: metallicity distribution functions and the chemical structure of the Milky Way disk // *The Astrophysical Journal*. – 2015. – T. 808. – №. 2. – C. 132.
119. Marsakov V. A., Gozha M. L., Koval V. V. Relationship between the Elemental Abundances and the Kinematics of Galactic-Field RR Lyrae Stars // *Astronomy Reports*. – 2018. – T. 62. – №. 1. – C. 50-62.
120. Grisoni V. et al. The AMBRE project: chemical evolution models for the Milky Way thick and thin discs // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2017. – T. 472. – №. 3. – C. 3637-3647.
121. Blanc G., Greggio L. Supernova progenitors and iron density evolution from SN rate evolution measurements // *New Astronomy*. – 2008. – T. 13. – №. 8. – C. 606-618.
122. Stefansson G. et al. Toward Space-like Photometric Precision from the Ground with Beam-shaping Diffusers // *The Astrophysical Journal*. – 2017. – T. 848. – №. 1. – C. 9.

123. Childress M. J. et al. Measuring nickel masses in Type Ia supernovae using cobalt emission in nebular phase spectra // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2015. – T. 454. – №. 4. – C. 3816-3842.
124. Matteucci F., François P. Galactic chemical evolution: abundance gradients of individual elements // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1989. – T. 239. – №. 3. – C. 885-904.
125. Sommer-Larsen J. On the G-dwarf abundance distribution in the solar cylinder // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1991. – T. 249. – №. 2. – C. 368-373.
126. Wyse R. F. G., Gilmore G. Chemistry and kinematics in the solar neighborhood: Implications for stellar populations and for galaxy evolution // arXiv preprint astro-ph/9509007. – 1995.
127. Haywood M. Revisiting two local constraints of the Galactic chemical evolution // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2006. – T. 371. – №. 4. – C. 1760-1776.
128. Haywood M. Galactic chemical evolution revisited //arXiv preprint arXiv:1401.1864. – 2014.
129. Haywood M. et al. Revisiting long-standing puzzles of the Milky Way: the Sun and its vicinity as typical outer disk chemical evolution // Astronomy & Astrophysics. – 2019. – T. 625. – C. A105.
130. Buder S. et al. The GALAH survey: An abundance, age, and kinematic inventory of the solar neighbourhood made with TGAS // Astronomy & Astrophysics. – 2019. – T. 624. – C. A19.
131. Inno L. et al. On the distance of the Magellanic Clouds using Cepheid NIR and optical-NIR period-Wesenheit relations //The Astrophysical Journal. – 2013. – T. 764. – №. 1. – C. 84.

132. Inno L. et al. The panchromatic view of the Magellanic clouds from classical Cepheids. I. Distance, reddening, and geometry of the Large Magellanic Cloud disk //The Astrophysical Journal. – 2016. – T. 832. – №. 2. – C. 176.
133. Luck R. E. Cepheid Abundances: Multiphase Results and Spatial Gradients //The Astronomical Journal. – 2018. – T. 156. – №. 4. – C. 171.