

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Подзолкова Екатерина Николаевна

**Влияние бара на кинематику диска Галактики вблизи
внешнего линдбладовского резонанса**

Специальность 1.3.1. Физика космоса, астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Мельник Анна Маратовна

Москва – 2026

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Влияние бара на кинематику диска Галактики	20
1.1 Данные наблюдений <i>Gaia</i> EDR3.....	20
1.2 Модель Галактики	25
1.2.1 Компоненты потенциала.....	26
1.2.2 Начальные параметры	30
1.2.2.1 Начальное распределение частиц	30
1.2.2.2 Начальное распределение скоростей.....	30
1.3 Процесс моделирования.....	33
1.4 Формирование колец	34
1.5 Сравнение модельных и наблюдательных профилей распределения скоростей	34
1.6 Сравнение профилей распределений скоростей в различные моменты времени	37
1.7 Сравнение профилей скоростей, рассчитанных для различных значе- ний Ω_b и θ_b	39
1.8 Сравнение модельных и наблюдательных дисперсий скоростей	42
1.9 Сравнение с данными <i>Gaia</i> DR3.....	43
1.10 Зависимость результатов от выбора галактоцентрического расстояния Солнца R_0	44
1.11 Коррекция расстояний <i>Gaia</i>	44
1.12 Основные выводы.....	47
Глава 2. Периодические изменения морфологии резонансных колец .	50
2.1 Распределение плотности в диске Галактики	50
2.2 Периодические изменения плотности отстающих и лидирующих сег- ментов резонансных колец.....	53
2.3 Качания орбит вблизи OLR бара	57
2.4 Основные выводы.....	62
Глава 3. Горбы на профилях распределения радиальных скоростей и возраст галактического бара.....	63
3.1 Горбы на профилях распределений скорости V_R	63

3.2	Какие звезды создают горбы в модельном диске?.....	67
3.2.1	Критерий отбора	67
3.2.2	Начальные координаты и скорости звезд, поддерживающих горбы.....	69
3.3	Примеры орбит, поддерживающих горбы	70
3.4	Статистика орбит вблизи OLR.....	75
3.4.1	Порядок симметрии и ориентация.....	75
3.4.2	Доля качающихся орбит вблизи OLR.....	78
3.5	Распределение звезд в плоскости (E_J, P)	80
3.6	Вклад звезд, создающих горбы, в колебания скорости V_R и V_T	80
3.7	Распределение звезд модели по периоду P	83
3.8	Возраст галактического бара.....	85
3.9	Основные выводы.....	87
Глава 4.	Старт колебаний орбит и время роста бара	89
4.1	Модели	90
4.2	Сдвиг колебаний скорости V_R по времени	91
4.3	Аппроксимация колебаний скорости V_R	95
4.4	Влияние других факторов на значение k_0	97
4.5	Основные выводы.....	98
Глава 5.	Поток Геркулеса и внешнее эллиптическое кольцо R_1R_2	100
5.1	Наблюдения	101
5.2	Распределение звезд модели в плоскости (V_R, V_T) в разные периоды времени	102
5.3	Изменение числа звезд в областях Геркулеса и анти-Геркулеса со временем.....	104
5.4	Орбиты в областях Геркулеса и анти-Геркулеса	106
5.4.1	Ориентация орбит в областях Геркулеса и анти-Геркулеса	106
5.4.2	Начальные значения R , V_T и V_R в областях Геркулеса и анти-Геркулеса	108
5.4.3	Классы орбит в областях Геркулеса и анти-Геркулеса.....	111
5.4.4	Распределение орбит по периоду P в областях Геркулеса и анти-Геркулеса	116
5.5	Сравнение с данными <i>Gaia</i> DR3.....	117
5.6	Основные выводы.....	124
Заключение		125

Благодарности.....	129
Список литературы	130
Приложение А. Коэффициенты разложения потенциала бара Феррера	143

Введение

Актуальность, история и степень разработанности темы исследования

Интерес к исследованию структуры Галактики возрастает всякий раз при появлении новых высокоточных наблюдательных данных. В последние годы изучение кинематики диска Галактики стало особенно актуальным в связи с появлением большого объема качественных данных о положениях, расстояниях и скоростях звезд, полученных космической миссией *Gaia* [1–5]. Каталоги *Gaia* предоставляют беспрецедентно точную информацию о пространственном распределении и движениях миллионов звезд в окрестности Солнца, что позволяет детально исследовать структуру фазового пространства звездного диска Галактики.

Особый интерес представляют области вблизи резонансов неосесимметричных компонентов галактического потенциала, прежде всего бара, поскольку многочисленные данные свидетельствуют о положении внешнего линдбладовского резонанса бара (OLR) Галактики вблизи солнечного круга [6, 7]. Движения звезд вблизи OLR могут служить источником информации о характере резонансных процессов, происходящих в диске Галактики. Понимание процессов настройки движений звезд вблизи резонансов позволяет уточнить наши представления о структуре и эволюции диска Галактики.

Вопрос о структуре Млечного Пути имеет долгую историю. Уже в конце XVIII века Уильям Гершель пришел к представлению о Галактике как об изолированной звездной системе. Однако, в отличие от внешних галактик, для которых морфологическая структура может быть определена напрямую из наблюдений, изучение строения Млечного Пути существенно осложняется тем, что наблюдатель находится внутри галактического диска. Это делает необходимым использование косвенных методов, основанных на анализе распределения и кинематики различных звездных и газовых компонентов. К тому же, ввиду большого количества пыли в плоскости Галактики, и, следовательно, большого поглощения света, уже на расстояниях $r > 4$ кпк от Солнца становится трудно с хорошей точностью определить расстояния до объектов.

Заметными элементами морфологии дисковых галактик являются спиральные рукава. В середине XX века исследования распределения нейтрального водорода по линии 21 см и картирование областей ионизированного водорода позволили впервые проследить структуру галактического диска на значительных расстояниях. Н II-области, образующиеся вокруг молодых массивных звезд, являются важными индикаторами спиральной структуры галактик. Уже на первых картах распределения Н II-областей в окрестности Солнца были выделены несколько областей их кон-

центрации, названных по созвездиям, в направлении которых они располагались: Стрелец–Киль, Орион–Лебедь и Персей [8]. Было выдвинуто предположение, что эти области являются фрагментами спиральных рукавов Галактики. Сейчас существуют представления о том, что Галактика имеет спиральную структуру и включает четыре спиральные ветви [9].

Теоретической основой объяснения существования спиральной структуры стала теория спиральных волн плотности, разработанная Линем и Шу [10]. Согласно этой теории, спиральные рукава являются не материальными структурами, а волнами плотности, распространяющимися в диске галактики. Звезды и газ, двигаясь по своим орбитам, проходят через эти волны, что приводит к временному увеличению плотности и формированию наблюдаемых спиральных рукавов. Теория волн плотности сыграла важную роль в развитии галактической динамики и долгое время считалась основной моделью формирования спиральной структуры.

Однако по мере развития теории спиральной структуры стало ясно, что классическая картина спиральных волн не объясняет ряд важных особенностей динамики галактических дисков. Теоретические исследования и численные эксперименты показали, что спиральные волны являются нестационарными и эволюционируют на сравнительно коротких временных масштабах. Согласно результатам Тумре, спиральные возмущения в диске не могут существовать длительное время и распадаются за несколько оборотов бара [11]. Это привело к возникновению так называемой проблемы устойчивости спиральных структур, которая решается путем создания стационарного спирального узора, состоящего из двух бегущих спиральных волн, распространяющихся в противоположных направлениях (механизм WASER или swing amplification [12, 13]).

Дополнительные противоречия возникли при попытке применить теорию спиральных волн к Млечному Пути. Наблюдения кинематики ОБ-ассоциаций показали, что некоторые области звездообразования, которые в рамках классической картины должны принадлежать одному и тому же спиральному рукаву, демонстрируют существенно различающиеся кинематические свойства. В частности, области Стрельца и Киля обладают кинематикой, противоречащей предположению о том, что они принадлежат одному рукаву, рассматриваемому в рамках теории волн плотности [14]. Эти противоречия указывают на то, что реальная структура диска Галактики может быть значительно более сложной.

Одним из возможных объяснений этих противоречий является существование внешних резонансных колец. Предполагается, что области Стрельца и Киля могут принадлежать внешним резонансным кольцам, формирующимся вблизи внешнего линдбладовского резонанса бара: область Киля может быть фрагментом кольца R_2 , а область Стрельца — фрагментом кольца R_1 [14, 15].

Впервые существование резонансных колец в Галактике было предложено в работе Kalnajs (1991) [16]. Резонансные кольца возникают в результате настройки эпиклических движений звезд вблизи резонансов бара.

Бар — вытянутая структура (в первом приближении эллипсоид) в центральной области галактики, вращающаяся как твердое тело с угловой скоростью Ω_b . Такая структура является распространенной морфологической особенностью дисковых галактик. По современным оценкам, около 70% дисковых галактик содержат бар [17]. Бар может возникать как в результате взаимодействия с другими галактиками, так и вследствие внутренней динамической эволюции диска. Бар играет важную роль в перераспределении углового момента между различными компонентами галактики [18].

В настоящее время наличие бара в Галактике подтверждается многочисленными независимыми исследованиями, от кинематики газа [19–21] до инфракрасных наблюдений [22–24]. Например, X -образное распределение красных гигантов в балдже Галактики, полученное с помощью обзора WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer) [25], аналогично тому, что наблюдается в других галактиках с баром, видимых с ребра [26, 27]. Результаты исследования Галактики в среднем ИК-диапазоне методом звездных подсчетов показывают заметную асимметрию в распределении звезд, что также является свидетельством существования бара в Галактике [28]. Кинематика газа в центральной области Галактики также указывает на присутствие бара: (l, v) -диаграммы HI и CO вблизи Галактического центра представляют собой параллелограммы, отождествляемые с орбитами, поддерживающими бар [29–32]. Распределение красных гигантов по диску Галактики также указывает на существование бара [33].

Наличие бара существенно влияет на динамику звездного диска. При твердотельном вращении бара в дифференциально вращающемся диске неизбежно возникают резонансы — радиусы, на которых эпиклическая частота κ связана с частотой вращения звезды относительно бара $\Omega - \Omega_b$ следующим образом:

$$\frac{m}{n} = \frac{\kappa}{\Omega - \Omega_b},$$

где m и n — целые числа [34, 35].

Особенно важную роль играют линдбладовские резонансы бара, в частности внешний линдбладовский резонанс (OLR), которому соответствует отношение $m/n = -2/1$, и внутренний линдбладовский резонанс (ILR), которому соответствует отношение $m/n = 2/1$. Звезды, захваченные линдбладовскими резонансами, часто демонстрируют периодические изменения направления вытянутости орбиты относительно большой оси бара [36]. Ультрагармонические резонансы ($m/n = \pm 4/1$) также играют важную роль [37].

Вблизи резонансов возникают семейства устойчивых периодических орбит, в невозмущенном случае близких по форме к круговым, сопровождаемых большим количеством квазипериодических орбит, в общем случае хаотических [38]. Выделяется два основных семейства устойчивых периодических орбит: x_1 и, в случае, если существует два внутренних линдбладовских резонанса, x_2 . Орбиты семейства x_2 располагаются между двумя ILR и поддерживают ядерное кольцо. Они ориентированы перпендикулярно бару. Орбиты семейства x_1 , лежащие внутри радиуса коротации (CR , $\Omega = \Omega_b$), поддерживают бар и вытянуты параллельно ему. Они выглядят как эллипсы, однако при возрастании энергии могут образовывать петли на концах.

Вблизи OLR семейство x_1 расщепляется на два подсемейства: подсемейство $x_1(2)$, лежащее между OLR и резонансом $-4/1$, вытянутое перпендикулярно бару; и подсемейство $x_1(1)$, лежащее снаружи OLR и вытянутое параллельно бару. Орбиты подсемейства $x_1(2)$ поддерживают внешнее кольцо класса R_1 , а орбиты подсемейства $x_1(1)$ — внешнее кольцо класса R_2 [35, 38, 39]. Существуют также семейства ретроградных орбит x_4 и нестабильных орбит x_3 , однако они вносят меньший вклад в структуру галактик [37, 40].

Отдельный класс орбит располагается вблизи коротации, около точек равновесия Лагранжа L_4 и L_5 , в которых притяжение бара, направленное к центру, уравновешивается центробежной силой в системе отсчета вращающегося бара. Короткопериодические орбиты (SPO) имеют периоды, приблизительно равные эпициклическим, и выглядят как эллипсы, вытянутые параллельно бару. Долгопериодические орбиты (LPO) имеют периоды в несколько раз большие, чем SPO, и выглядят как «бананы», ориентированные параллельно бару. Семейства периодических орбит сопровождаются квазипериодическими орбитами, заполняющими область, ограниченную стабильной орбитой [35]. Во многих галактиках с баром вблизи резонансов формируются эллиптические резонансные кольца и псевдокольца (разомкнутые кольца).

Можно выделить три основных типа резонансных колец: ядерные, внутренние и внешние. Галактики с ядерным кольцом обозначаются nr (или nr' в случае псевдокольца) и встречаются нечасто: всего около 20% [41] дисковых галактик определены как галактики nr или nr' — предположительно, ввиду затруднительности различения деталей в ярком галактическом центре. По разным оценкам, распространенность внутренних колец и псевдоколец (обозначаются r и rs соответственно) значительно варьируется. Так, среди спиральных галактик кольца и псевдокольца встречаются примерно у 12% и 34% соответственно [42], тогда как среди галактик с баром эта доля достигает 76% [43].

Внешние резонансные кольца, формирующиеся вблизи внешнего линдбладовского резонанса, различаются как ориентацией относительно бара, так и своим положением в диске галактики. Для колец R_1 (псевдокольца R'_1) характерно расположение

на меньших галактоцентрических расстояниях и перпендикулярная бару ориентация. Кольца класса R_2 (R'_2), напротив, находятся дальше от центра и ориентированы вдоль большой оси бара. Кольца R_1 часто имеют «ямочки» около концов бара [39, 42, 44–48]. Кольца различных типов могут существовать одновременно. Двойное внешнее кольцо обозначается R_1R_2 . Многие кольца невозможно классифицировать из-за наклона или других особенностей галактики.

Среди всех дисковых галактик внешние кольца встречаются примерно в 10%–20% случаев, но среди ранних морфологических типов (галактики с большим балджем) эта доля возрастает до $\sim 40\%$ [41]. Детальное распределение по типам внешних колец таково: R_1 — 18%, R'_1 — 37%, R_2 — $<1\%$, R'_2 — 35%, $R_1R'_2$ — 9% [42]. Предполагается, что малая доля колец R_2 обусловлена их формой — отсутствие «ямочек» или других заметных деталей затрудняет классификацию.

Кольца R_1 и R_2 формируются неодновременно. Моделирование показало, что сначала формируется кольцо R_1 , а затем — R_2 [45]. Псевдокольца появляются раньше замкнутых эллиптических колец [39]. Иногда в галактиках с морфологией R_1R_2 компоненты наблюдаются в разных фотометрических полосах, что можно объяснить как разницей возрастов [45], так и самогравитацией в кольцах R_1 [48]. Резонансные кольца, как и спиральные рукава, содержат газ и являются областями интенсивного звездообразования. Считается, что большинство колец возникает в результате резонансной настройки под влиянием неосесимметричных возмущений, вносимых баром, однако, некоторые могут образовываться в результате столкновений галактик или аккреции на диск [49–52]. В данной работе рассматриваются резонансные кольца, связанные с вращением бара.

Несмотря на наличие убедительных свидетельств в пользу существования бара в Галактике, многие его параметры до сих пор являются предметом научных дебатов. Исследования в ближнем инфракрасном диапазоне [53] показали, что ближайший к Солнцу конец бара расположен в первом квадранте, однако оценки значения позиционного угла бара Солнца — угла между прямой, соединяющей Солнце и центр Галактики, и большой осью бара θ_b , варьируются от $\sim 15^\circ$ до $\sim 45^\circ$ [22, 24, 25, 28, 33]. Определение размеров бара и его угловой скорости вращения также вызывает затруднения. Бар не может простираться за пределы радиуса коротации, так как за его пределами орбиты, поддерживающие бар, ориентируются перпендикулярно бару и становятся неспособны поддерживать его [38]. Это дает ограничение сверху на угловую скорость его вращения. Обычно предполагается, что бар вращается с угловой скоростью 50–70 км/с/кпк и имеет большую полуось 3–5 кпк. Для угловой скорости вращения бара Ω_b различными авторами получены оценки, лежащие в пределах 40–60 км/с/кпк [6, 15, 16, 20, 54–59].

Возраст галактического бара является предметом научных дискуссий [60–65].

Наблюдаемое распределение углеродных звезд (carbon stars) указывает на то, что возраст галактического бара не превышает 3 млрд лет [66]. Наличие молодых высокометаллических звезд в диске Галактики на расстояниях 2–3 кпк от центра подтверждает гипотезу о том, что бар сформировался 2–3 млрд лет назад [67–69]. Дополнительные ограничения на его возраст дают исследования звездного населения балджа: в этой области обнаружена значительная доля звезд промежуточного возраста (2–5 млрд лет) [60, 62, 69]. Существующие оценки возраста галактического бара заметно различаются. Так, в работе Vovv et al. (2019) [70] возраст бара был оценен в 8 млрд лет. Используя моделирование распределения звезд различного возраста в X-образной структуре балджа, Debattista et al. (2019) [67] пришли к выводу, что бар существует не менее 5 млрд лет. Независимую оценку получили Sanders et al. (2024) [71], исследовавшие переменные типа о Кита в ядерном звездном диске; согласно их результатам, возраст бара превышает 8 млрд лет.

Каталог *Gaia* предоставляет беспрецедентные возможности для изучения кинематики звезд в широкой окрестности Солнца. С каждым обновлением каталога публикуются собственные движения и параллаксы, а также лучевые скорости для все большего количества источников. Так, во втором выпуске данных *Gaia* DR2 были представлены лучевые скорости для 7.2 млн звезд, тогда как в третьем выпуске, *Gaia* DR3, — уже для 33.8 млн звезд. Выход четвертого выпуска, *Gaia* DR4, запланирован на 2026 год; ожидается, что он будет содержать лучевые скорости для всех источников, наблюдаемых спектрографом RVS, до предельной звездной величины $G_{\text{RVS}} \approx 16^{\text{m}}$ [72], что существенно расширит возможности изучения кинематики солнечной окрестности.

Данные миссии *Gaia* открывают возможность детального исследования потока Геркулеса [73, 74]. Эта кинематическая особенность проявляется как скопление звезд в пространстве скоростей, отличающееся положительными радиальными скоростями и заметным отставанием по азимутальному компоненту относительно локальной скорости вращения Галактики вблизи Солнца. Некоторые исследования связывают формирование потока Геркулеса с резонансными процессами в диске Галактики [6, 54–56, 75, 76].

Развитие вычислительной техники позволяет строить динамические модели Галактики. Модели с аналитическими барами представляют особый интерес при изучении орбит звезд, так как не отягощены влиянием иррегулярных сил.

Модели Галактики с формирующимися внешними кольцами могут воспроизвести средние скорости молодых звезд в звездно-газовых комплексах Стрельца, Персея и Местной системе [14, 15, 77].

Таким образом, актуальность выбранной темы обусловлена рядом взаимосвязанных факторов.

Во-первых, за последние годы появились новые высокоточные наблюдательные данные, включая результаты космических миссий и крупных астрономических обзоров, что существенно расширяет возможности анализа кинематики и морфологии Галактики. Использование этих данных позволяет получать более детализированное и надежное представление о структуре и кинематике Млечного Пути.

Во-вторых, несмотря на полувековые исследования, многие аспекты эволюции и структуры Млечного Пути остаются недостаточно изученными, что стимулирует дальнейшие наблюдательные и теоретические работы. До настоящего времени отсутствует научный консенсус относительно структуры Млечного Пути. Одни исследователи считают, что Галактика включает спиральные рукава [9, 78], а другие — что двухкомпонентное внешнее кольцо R_1R_2 [14, 79].

Цели и задачи диссертационной работы

Цель диссертационной работы состоит в детальном изучении влияния бара на кинематику звезд в диске Галактики в широкой окрестности Солнца на основе численного моделирования и анализа данных *Gaia*.

В рамках поставленной цели были сформулированы следующие **задачи**:

1. Отбор качественных данных каталога *Gaia*: звезды с надежно измеренными параллаксами, точной астрометрией и измеренной лучевой скоростью;
2. Отбор и анализ подвыборки звезд вблизи плоскости диска Галактики;
3. Создание и тестирование численных моделей диска Галактики, хорошо воспроизводящих наблюдательные данные;
4. Сопоставление наблюдаемых кинематических характеристик с результатами моделирования; получение новых оценок параметров бара Галактики;
5. Выделение классов орбит, поддерживающих различные резонансные структуры, и исследование их свойств статистическими методами;
6. Исследование связи между временем роста бара и началом организованных колебаний орбит.

Научная новизна

1. Была построена новая численная модель Галактики, включающая потенциал бара, балджа, гало и экспоненциального диска. Модель хорошо воспроизводит распределение скоростей звезд диска вблизи OLR бара, полученное по данным

Gaia DR3. Модель может быть легко модифицирована для решения большого круга задач.

2. Путем сравнения результатов моделирования с наблюдениями получены новые независимые оценки параметров галактического бара: угловой скорости вращения, позиционного угла и возраста. Полученные оценки согласуются с оценками других авторов.
3. Обнаружено, что резонансные кольца демонстрируют периодические изменения морфологии, выражающиеся в периодическом усилении то лидирующих, то отстающих сегментов колец.
4. Показано, что периодические изменения морфологии внешних колец поддерживаются качающимися орбитами, направление вытянутости которых совершает периодические колебания относительно большой оси бара.
5. Показано, что качающиеся орбиты также вызывают периодическое увеличение радиальной скорости в диапазоне галактоцентрических расстояний 6.0–7.0 кпк (формирование горба). Получена оценка возраста бара, учитывающая отсутствие этого горба в наблюдательном распределении скоростей.
6. Исследована зависимость момента начала колебаний качающихся орбит от времени роста бара. Обнаружено, что вне зависимости от времени роста бара, колебания орбит начинаются в момент, когда бар достигает силы $Q_b = 0.170$.
7. Показано, что в модельном диске формируется поток Геркулеса, аналогичный наблюдаемому. Показано, что область Геркулеса в модели представлена в основном звездами, находящимися на орбитах, поддерживающих внешнее резонансное кольцо R_1 .

Научная и практическая значимость

Полученные в ходе исследования результаты существенно расширяют представления о влиянии бара на кинематику звезд в широкой (3 кпк) окрестности Солнца. Научная значимость работы заключается в получении независимых оценок параметров галактического бара — его угловой скорости, позиционного угла и возраста, основанных на сопоставлении результатов моделирования с данными *Gaia* DR3.

Практическая значимость работы состоит в том, что разработанная численная модель обладает высокой степенью модифицируемости и может быть адаптирована для анализа новых каталогов астрометрических данных (*Gaia* DR4 и последующих), а также данных спектроскопических обзоров. Кроме того, результаты могут быть

применены при построении более точных моделей распределения масс в Галактике, что имеет значение для задач галактической динамики и интерпретации наблюдаемых движущихся групп в солнечной окрестности.

Методология и методы исследования

Исследование построено на сочетании численных методов и анализа наблюдательных данных. Сравнение моделей с наблюдениями позволяет определить оптимальное значение динамических параметров Галактики. Для решения поставленных задач был разработан ряд программ, предназначенных для моделирования движения тестовых частиц в составном гравитационном потенциале, а также для обработки результатов моделирования и наблюдательных данных. Динамические модели позволили проводить длительное численное интегрирование орбит и сравнивать модельные и наблюдательные распределения скоростей при различных значениях параметров компонентов Галактики.

В качестве наблюдательной основы были использованы данные астрометрической миссии *Gaia*. Были отобраны звезды с точными измерениями параллаксов, собственных движений и лучевых скоростей. На этой основе производилось вычисление пространственных и кинематических параметров звезд в галактоцентрической системе координат. Особое внимание уделялось отбору статистически однородных выборок и анализу влияния систематических эффектов и наблюдательных ошибок на результаты. Для интерпретации полученных результатов моделирования применялись методы статистического анализа.

Степень достоверности результатов

Работа опирается на общепринятые методы и теоретические подходы, представленные в рецензируемых научных статьях. Достоверность полученных наблюдательных результатов обеспечивается использованием данных космической миссии *Gaia*, которые в настоящее время являются одним из наиболее надежных и широко используемых источников информации о пространственных координатах и скоростях звезд Галактики. Обработка данных выполнялась с применением общепринятых методов статистики, широко представленных в современной научной литературе. Модели Галактики создавались на основе стандартных алгоритмов численного интегрирования и с учетом современных представлений о форме потенциалов компонентов Галактики. Там, где это возможно, полученные результаты сравнивались с опубликованными в рецензируемых журналах результатами исследований других авторов. Результаты данной работы опубликованы в рецензируемых научных журналах, доклады по результатам работы были представлены на всероссийских научных кон-

ференциях.

Положения, выносимые на защиту

1. Динамическая модель Галактики с баром, вращающимся с угловой скоростью $\Omega_b = 55_{-3}^{+2}$ км/с/кпк, обеспечивает наилучшее соответствие наблюдениям, полученным по данным *Gaia* DR3.
2. Периодические изменения морфологии внешних резонансных колец, возникающих в диске модельной Галактики, поддерживаются качающимися орбитами, которые изменяют направление вытянутости относительно бара с периодом ~ 2 млрд лет. Качающиеся орбиты также вызывают периодическое увеличение радиальной скорости V_R на 1.90 ± 0.12 км/с в диапазоне галактоцентрических расстояний 6.0–7.0 кпк. Отсутствие такого «горба» на наблюдательных профилях, выведенных по данным *Gaia* DR3, дает оценку возраста галактического бара 2.0 ± 0.3 или 4.0 ± 0.5 млрд лет.
3. Существует кинематическая особенность распределения скоростей звезд модельного диска, которая отождествляется с потоком Геркулеса в реальном диске Галактики. Орбиты в модельной области Геркулеса поддерживают внешнее резонансное кольцо R_1 . В области, симметричной области Геркулеса относительно линии $V_R = 0$ (область «анти-Геркулеса»), большая часть орбит поддерживает кольцо R_2 .
4. Колебания орбит вблизи внешнего линдбладовского резонанса бара начинаются с достижения баром 54% от максимальной силы, что соответствует силе бара $Q_b = 0.17 \pm 0.02$.

Апробация результатов

Результаты, отраженные в настоящей диссертации, представлены в следующих докладах на конференциях:

1. Всероссийская астрономическая конференция «Астрономия в эпоху многоканальных исследований», ГАИШ МГУ, г. Москва, Россия, 23–28 августа 2021, устный доклад «Влияние бара на кинематику звезд диска Галактики вблизи внешнего линдбладовского резонанса бара. Сравнение с данными *Gaia* EDR3» (23 августа 2021)
2. Ломоносовские чтения 2022. Секция астрономии и геофизики, ГАИШ МГУ, г. Москва, Россия, 21 апреля 2022, соавтор устного доклада «Влияние бара на кинематику звезд диска Галактики по данным *Gaia* EDR3»

3. Ломоносовские чтения 2024. Секция астрономии, ГАИШ МГУ, г. Москва, Россия, 21 марта 2024, соавтор устного доклада «Периодические изменения морфологии галактических резонансных колец и возраст галактического бара»
4. Всероссийская астрономическая конференция ВАК-2024 «Современная астрономия: от ранней Вселенной до экзопланет и черных дыр», САО РАН (п. Нижний Архыз Карачаево-Черкесской республики), Россия, 25–31 августа 2024, устный доклад «Периодические изменения ориентации орбит и возраст галактического бара» (29 августа 2024)
5. Всероссийская астрономическая конференция «Современная астрономия: наука и образование (к 270-летию Московского университета)», ГАИШ МГУ, г. Москва, Россия, 23–27 июня 2025, соавтор устного доклада «Поток Геркулеса и резонансные эллиптические кольца R_1 и R_2 » (25 июня 2025)
6. Всероссийская астрономическая конференция «Современная астрономия: наука и образование (к 270-летию Московского университета)», ГАИШ МГУ, г. Москва, Россия, 23–27 июня 2025, устный доклад «Старт колебаний орбит и время роста бара» (25 июня 2025)

Личный вклад автора

Результаты диссертационной работы опубликованы в 5 статьях в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности 1.3.1. Физика космоса, астрономия.

Автор принимал непосредственное участие во всех этапах выполненных исследований — от постановки задачи и разработки методологии до анализа результатов, работы с текстами статей и подготовки докладов на конференциях. Автор участвовал в разработке общей концепции исследования, обсуждении методов решений и интерпретации полученных результатов. Вклад автора включает как теоретические исследования, так и разработку вычислительных и аналитических инструментов, проведение полного цикла обработки и интерпретации данных наблюдений и подготовку публикаций.

Автор принимал участие в разработке модели Галактики, включающей аналитический потенциал бара Феррера, и в ее дальнейшей модификации. Автором выполнялось интегрирование орбит звезд, проводилось сравнение наблюдательных и модельных данных. Автором формировались критерии, позволяющие выделить классы орбит, создающих те или иные кинематические особенности вблизи резонансов. Часть вычислительных экспериментов выполнена автором.

В Работы №1 (личный вклад 25%) и №2 (личный вклад 35%) автором были выполнены проверки результатов всех этапов исследования, проведена часть моделирования и обработки результатов, а также сопоставление наблюдательных и модельных результатов. В Работе №3 (личный вклад 50%) автор принимал участие в разработке и проверке гипотез о критериях отбора выборки звезд, создающих горбы в модели. Автором была получена и обработана выборка звезд *Gaia* DR3, включая отбор объектов, преобразование координат, пересчет скоростей; а также оценка систематических эффектов. В Работе №4 (личный вклад 50%) автором проводилась работа с данными *Gaia* и других каталогов, содержащих данные о металличности звезд, выдвижение и проверка гипотез, проводилось моделирование и сравнение наблюдательных и модельных данных. В Работе №5 (личный вклад 75%) автором поставлена задача, построено 4 из 6 дополнительных моделей, найден алгоритм сравнения моделей, исследовано влияние различных факторов на полученные оценки.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 143 страницы с 54 рисунками и 4 таблицами. Список литературы содержит 148 наименований.

Основное содержание работы

Во Введении описывается современное состояние исследований кинематики Галактики, приводятся краткий исторический обзор и основные теоретические положения, а также указываются противоречия и ограничения существующих подходов к изучению Галактики. Описывается актуальность выбранной темы, формулируется цель диссертационной работы. Обосновывается научная новизна работы, дается характеристика методов исследования и проводится оценка достоверности результатов. Приводится список публикаций в рецензируемых журналах, содержащих основные результаты работы, а также конференций, на которых были представлены эти результаты; оценивается личный вклад автора в результаты. Формулируются положения, выносимые на защиту.

Глава 1 посвящена описанию методов исследования. В ней подробно изложено построение модели галактического диска, методы численного моделирования и обработки полученных результатов. Построенная модель также используется в последующих главах диссертации. Подробно рассматриваются методы получения и обработки данных *Gaia*, формирования выборок звезд и вычисления наблюдательных распределений скоростей. Разработанный подход с необходимыми модификациями используется и при получении результатов, представленных в последующих главах диссертации. Рассматривается формирование резонансных колец в модельном

диске, а также проводится сравнение наблюдательных и модельных распределений скоростей, на основании которого получены оценки ряда динамических параметров бара, включая его возраст, угловую скорость вращения и позиционный угол относительно Солнца. Угловая скорость вращения бара $\Omega_b = 55_{-3}^{+2}$ км/с/кпк обеспечивает наилучшее согласие модели и наблюдений. Отдельное внимание уделено влиянию значения галактоцентрического расстояния Солнца на получаемые оценки и сравнительному анализу результатов, полученных с использованием данных *Gaia* EDR3 и *Gaia* DR3, рассматривается процедура коррекции расстояний *Gaia*.

Глава 2 посвящена исследованию периодических изменений морфологии резонансных колец, формирующихся в диске модельной Галактики. Подробно анализируются распределения плотности звезд в модельном диске в различные моменты времени. Определяются периоды изменения морфологии внешних резонансных колец. Обнаружено попеременное усиление то лидирующих, то отстающих сегментов внешних колец. Для количественного описания этих изменений применяется фурье-анализ распределения плотности звезд, позволяющий определить характерные периоды колебаний и проследить их связь с динамикой орбит вблизи резонансов бара. Обсуждаются орбиты, поддерживающие изменения морфологии резонансных колец. Определяется период колебаний направления вытянутости орбит вблизи OLR. Показано, что период колебаний орбит вблизи OLR совпадает с периодом изменения морфологии резонансных колец (≈ 2 млрд лет).

Глава 3 посвящена исследованию периодического увеличения радиальной скорости вблизи внешнего линдбладовского резонанса в модели Галактики, описанной в Главе 1. Рассматривается периодическое возрастание радиальной скорости V_R на 1.90 ± 0.12 км/с в диапазоне галактоцентрических расстояний $R = 6-7$ кпк, проявляющееся в виде появления характерного горба. Горб возникает с периодом порядка 2 млрд лет, близким к периоду колебаний направления вытянутости орбит вблизи OLR, полученным в Главе 2. Подробно описываются критерии формирования выборки звезд, поддерживающих горбы, и приводятся примеры соответствующих орбит. Приводятся статистические данные об орбитах вблизи внешнего линдбладовского резонанса: порядок симметрии, средняя ориентация, а также распределение орбит на плоскости (E_J, P) , где E_J — интеграл Якоби, а P — период колебаний. Отдельное внимание уделено оценке вклада качающихся орбит в формирование горбов. Продемонстрировано, что при исключении отобранных звезд горбы исчезают. На основании сравнения наблюдательных и модельных распределений радиальных скоростей получены оценки возраста бара: 2.0 ± 0.3 или 4.0 ± 0.5 млрд лет.

В Главе 4 продолжено исследование качающихся орбит: определяется момент начала колебаний орбит, поддерживавших горбы. Колебания качающихся орбит начинаются не одновременно со стартом моделирования, а позже. Поскольку бар

в процессе моделирования включается постепенно, были построены дополнительные модели, различающиеся только временем роста бара. Исследованы зависимости радиальной скорости от времени в разных моделях, проведена их аппроксимация затухающими колебаниями. Показано, что при сдвиге всех зависимостей по времени на величину, пропорциональную времени роста бара с коэффициентом 0.54, колебания орбит происходят синхронно во всех моделях. Исследованы также другие факторы, влияющие на значение коэффициента сдвига. Показано, что момент старта колебаний направления вытянутости орбит не зависит от времени роста бара. Определено значение силы бара, при которой начинаются согласованные колебания орбит, равное $Q_b \approx 0.17$, что лишь незначительно меньше величины $Q_b = 0.25$, принятой в качестве условной границы между слабыми и сильными барами.

В Главе 5 исследуется поток Геркулеса, возникающий как в модельной, так и в наблюдательной выборке. Показано, что на плоскости (V_R, V_T) поток Геркулеса наблюдается не во все моменты времени. Установлено, что число звезд в области Геркулеса и области «анти-Геркулеса», расположенной симметрично области Геркулеса относительно линии $V_R = 0$, изменяется со временем по-разному. Для области анти-Геркулеса обнаружены периодические изменения с характерным периодом около 1.8 млрд лет, что согласуется с ранее выявленным периодом порядка 2 млрд лет. Исследованы орбиты звезд в двух областях: начальные параметры, периоды, ориентация и морфология. Показано, что в области Геркулеса преобладают орбиты, поддерживающие внешнее кольцо R_1 , а в области анти-Геркулеса — поддерживающие кольцо R_2 . Проводится сравнение модельных и наблюдательных данных, подробно обсуждаются эффекты селекции в данных *Gaia*.

В Заключение представлены главные результаты работы, основные выводы и перспективы дальнейших исследований. Отмечается, что многие особенности кинематики звезд в окрестности Солнца могут рассматриваться как прямое следствие резонансной настройки орбит вблизи OLR. В рамках выбранной постановки задачи галактический бар выступает основным источником неосесимметричных возмущений. Подчеркивается, что при таком подходе отсутствует необходимость вводить долгоживущий спиральный узор в качестве основного механизма формирования наблюдаемых кинематических особенностей. Напротив, значительная часть структуры естественным образом возникает как резонансный отклик на вращающееся неосесимметричное возмущение, создаваемое баром. Также рассматриваются направления дальнейшей работы, связанные как с анализом новых данных *Gaia* DR4 и получением на их основе новых оценок параметров бара, так и с развитием модели. В частности, обсуждаются перспективы перехода к трехмерным моделям, подчеркивается важность изучения влияния параметров бара на характерные периоды колебаний орбит вблизи OLR.

Публикации по теме диссертации

Статьи в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности и отрасли наук:

1. Melnik, A.M., Dambis, A.K., **Podzolkova, E.N.**, Berdnikov, L.N. Influence of the Galactic bar on the kinematics of the disc stars with Gaia EDR3 data // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — Vol. 507, № 3. — pp. 4409–4424. EDN: VJTYNC. Импакт-фактор 1.03 (JCI). Личный вклад 25%. Объем 1.60 печатных листов.
2. Melnik, A.M., **Podzolkova, E.N.**, Dambis, A.K. Periodic changes in the morphology of the Galactic resonance rings // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — Vol. 525, № 3. — pp. 3287–3305. EDN: RJOEDO. Импакт-фактор 1.03 (JCI). Личный вклад 35%. Объем 2.18 печатных листов.
3. Мельник, А.М., **Подзолкова, Е.Н.** Горбы на профилях распределения радиальных скоростей и возраст галактического бара // Письма в Астрономический журнал. — 2024. — Т. 50, № 8. — С. 513–533. EDN: LYCZWF. Импакт-фактор 0.791 (РИНЦ). Личный вклад 50%. Объем 1.94 печатных листов.
Melnik, A. M., **Podzolkova, E. N.** Humps on the profiles of the radial-velocity distribution and the age of the Galactic bar // Astronomy Letters. — 2024. — Vol. 50, № 8. — pp. 481–501. EDN: QKFSJH. Импакт-фактор 0.20 (JCI). Личный вклад 50%. Объем 1.92 печатных листов.
4. Мельник, А.М., **Подзолкова, Е.Н.** Поток Геркулеса и внешнее эллиптическое кольцо R1R2 // Астрофизический бюллетень. — 2025. — Т. 80, № 2. — С. 263–283. EDN: SHQWTJ. Импакт-фактор 0.790 (РИНЦ). Личный вклад 50%. Объем 1.93 печатных листов.
Melnik, A.M., **Podzolkova, E.N.** Hercules stream and the outer elliptical ring R1R2 // Astrophysical Bulletin. — 2025. — Vol. 80, № 2. — pp. 254–273. EDN: GYCNIZ. Импакт-фактор 0.31 (JCI). Личный вклад 50%. Объем 1.93 печатных листов.
5. **Podzolkova, E.N.**, Melnik, A.M. Start of orbit librations and the bar growth timescale // Astrophysical Bulletin. — 2026. — Vol. 81, № 2. — pp. 291–302. DOI: 10.1134/S1990341326600092 (EDN не известен, статья опубликована после приема диссертации к защите). Импакт-фактор 0.31 (JCI). Личный вклад 75%. Объем 1.08 печатных листов.

Глава 1. Влияние бара на кинематику диска Галактики¹

Исследование кинематики звезд в диске Галактики требует совместного анализа наблюдательных данных и динамических моделей. Современные каталоги, в первую очередь данные космической миссии *Gaia*, предоставляют высокоточные измерения положений, собственных движений и лучевых скоростей миллионов звезд, что позволяет детально изучать структуру фазового пространства в окрестности Солнца. Однако интерпретация наблюдаемых кинематических особенностей невозможна без сопоставления с результатами численного моделирования, учитывающего гравитационное влияние основных компонентов галактического потенциала.

Особую роль в формировании кинематики звездного диска играют неосесимметричные возмущения, создаваемые галактическим баром. Вблизи резонансов бара, прежде всего, внешнего линдбладовского резонанса (OLR), движения звезд могут существенно отличаться от круговых, что приводит к возникновению характерных особенностей в распределениях скоростей. Для анализа таких эффектов необходимо построение динамических моделей, способных воспроизводить наблюдаемые распределения скоростей.

В данной главе описывается методика исследования, применяемая в дальнейших главах диссертации. Рассматривается процесс отбора и обработки наблюдательных данных каталога *Gaia*, построение динамической модели диска Галактики, включающей аналитический бар, а также методы сравнения результатов моделирования с наблюдениями. Особое внимание уделяется анализу распределений скоростей звезд и их дисперсий в зависимости от галактоцентрического расстояния.

Полученные в данной главе результаты формируют основу для дальнейшего исследования резонансных структур и кинематических особенностей, рассматриваемых в последующих главах диссертации. Основа метода исследования изложена в Работе №1 из списка публикаций по теме диссертации. Статья выпущена в 2021 году и опирается на данные раннего третьего выпуска данных *Gaia* EDR3 [3, 4]. После выхода третьего выпуска данных DR3 [5, 72] в 2022 году, было проведено уточнение наблюдательных данных. Результаты описаны в Работе №2 из списка публикаций по теме диссертации (см. также Раздел 1.9).

1.1. Данные наблюдений *Gaia* EDR3

Из каталога *Gaia* EDR3, содержащего более 1.812 млрд источников, были отобраны все звезды, отвечающие следующим критериям:

1. Звезды расположены вблизи галактической плоскости: $|z| < 200$ пк;

¹Данная Глава основана на Работе №1 и Работе №2 из списка публикаций по теме диссертации.

2. Параллаксы звезд определены с высокой точностью: $\frac{\varpi}{\varepsilon_{\varpi}} > 5$;
3. Звезды расположены в секторе галактоцентрических углов $|\theta| < 15^\circ$;
4. Для звезды определена лучевая скорость. Лучевые скорости в *Gaia* EDR3 унаследованы из *Gaia* DR2 с поправками.

Параметр RUWE (re-normalized unit weight error) характеризует качество астрометрического решения в каталоге *Gaia* и представляет собой нормализованную величину статистики χ^2 астрометрической подгонки. Значения RUWE, существенно превышающие единицу, указывают на возможные проблемы с решением (например, неразрешенную двойственность источника или систематические ошибки измерений). Из полученной выборки, содержащей 2.887 млн звезд, было исключено 493 тыс объектов (17%) со значением $\text{RUWE} > 1.4$ [80]. В окончательную выборку, таким образом, попало 2.393 млн объектов.

Рисунок 1.1 (а) показывает распределение звезд выборки в галактической плоскости. Видно, что наибольшее количество звезд сосредоточено в интервале галактоцентрических расстояний $R = 4.0\text{--}11.0$ кпк. Для анализа кинематики выборка была разделена на бины по расстоянию шириной 250 пк, в каждом из которых определялись медианные значения радиального и азимутального компонентов скоростей V_R и V_T . В качестве примера один из таких бинов отмечен на Рисунке 1.1 (а) двумя дугами. На Рисунке 1.1 (b) приведена зависимость логарифма числа звезд, попадающих в отдельный бин шириной 250 пк, от галактоцентрического расстояния R . Максимум достигается на расстоянии $R = 7.5$ кпк, равном принятому галактоцентрическому расстоянию Солнца R_0 [81–92]. Полученные результаты слабо зависят от выбора галактоцентрического расстояния Солнца в интервале $R_0 = 7.0\text{--}9.0$ кпк. Детальный анализ влияния на результаты R_0 представлен в Разделе 1.10.

Гелиоцентрические расстояния от Солнца до звезд были получены из параллаксов *Gaia* EDR3 без учета смещения нулевой точки: $r = 1/\varpi$ (см. Раздел 1.11).

Поскольку в каталоге представлены координаты объектов в экваториальной и галактической системах координат, переход из галактической (r, l, b) в галактоцентрическую (R, θ, z) систему координат осуществляется следующим образом:

$$R = \sqrt{R_0^2 + r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos l \cos b}, \quad (1.1)$$

$$\cos \theta = \frac{R^2 + R_0^2 - r^2 \cos^2 b}{2RR_0}, \quad (1.2)$$

$$z - z_0 = r \sin b, \quad (1.3)$$

где $z_0 = 27$ пк [93].

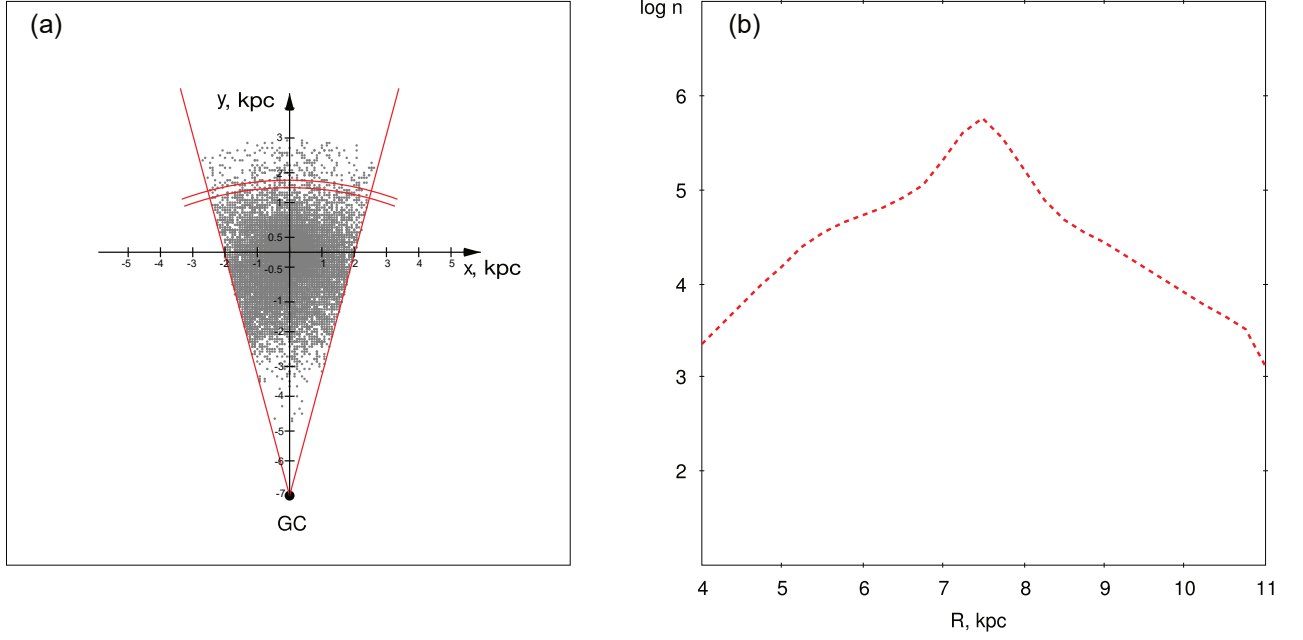


Рис. 1.1. (а) Распределение отобранных звезд *Gaia* EDR3 (серые точки). Показан 1% объектов (~ 24 тыс звезд). Для примера один бин по расстоянию R шириной 250 пк показан красными дугами. Начало координат совпадает с положением Солнца; ось x направлена по вращению Галактики, ось y — от галактического центра. Центр Галактики обозначен как GC. (б) Зависимость логарифма числа звезд $\log n$ в бинах шириной 250 пк от галактоцентрического расстояния R . Максимум достигается на расстоянии Солнца $R_0 = 7.5$ кпк.

Для перехода к скоростям в направлении галактического радиуса-вектора V_R , вдоль галактического вращения V_T , и перпендикулярно галактической плоскости V_z , то есть в галактоцентрическую систему координат, используются следующие преобразования:

$$V_R = (V_r \cos b - V_b \sin b) \sin \alpha + V_l \cos \alpha + V_{T0} \sin \theta - V_{R0} \cos \theta, \quad (1.4)$$

$$V_T = (V_r \cos b - V_b \sin b) \cos \alpha - V_l \sin \alpha + V_{T0} \cos \theta + V_{R0} \sin \theta, \quad (1.5)$$

$$V_z = V_r \sin b + V_b \cos b + V_{z0}, \quad (1.6)$$

где угол α определяется как

$$\alpha = \ell + \theta - \pi/2, \quad (1.7)$$

а V_r — лучевая скорость. Скорости вдоль галактической долготы V_l и широты V_b определяются из соотношений:

$$V_l = 4.74 \mu_l r, \quad (1.8)$$

$$V_b = 4.74 \mu_b r, \quad (1.9)$$

где μ_l и μ_b — собственные движения по галактической долготе и широте.

Компоненты скорости Солнца (V_{R0} , V_{T0} , V_{z0}) в галактоцентрической системе координат были приняты равными $V_{R0} = 10.0$ км/с, $V_{T0} = \Omega_0 R_0 + 12.0$ км/с и $V_{z0} = 7.0$ км/с. На расстоянии R_0 угловая скорость вращения галактического диска составляет $\Omega_0 = 30.0$ км/с/кпк [94].

На панелях (а), (с) и (е) Рисунка 1.2 представлены зависимости компонентов медианной скорости V_R , V_T и V_z от галактоцентрического расстояния R , полученные по данным *Gaia* EDR3. Медианные скорости вычислены в бинах по расстоянию шириной 250 пк. Также показаны случайные ошибки определения медианных скоростей. Ошибки определения медианы, усредненные на интервале $R = 5\text{--}10$ кпк, равны: $\varepsilon_{VR} = 0.16$ км/с, $\varepsilon_{VT} = 0.11$ км/с и $\varepsilon_{Vz} = 0.07$ км/с.

На Рисунке 1.2 (а) видно, что максимум радиальной скорости $V_R \approx +5$ км/с наблюдается на расстоянии $R \approx 6$ кпк, а минимум $V_R \approx -3$ км/с — при $R \approx 8.5$ кпк.

Рисунок 1.2 (с) показывает, что на расстояниях 5.5–7.0 кпк азимутальная скорость V_T достигает максимального значения ~ 220 км/с, а затем демонстрирует резкое падение на 7 км/с на интервале расстояний $R = 7.0\text{--}8.5$ кпк. Эта область лежит в направлении на антицентр Галактики, где поглощение мало. Здесь уменьшение азимутальной скорости V_T вызвано влиянием бара.

В направлении на центр Галактики в диапазоне расстояний $R = 4.0\text{--}5.5$ кпк азимутальная скорость заметно снижается. Одной из возможных причин этого эффекта могут быть особенности наблюдаемой выборки: в данной области вклад звезд тонкого диска уменьшается, тогда как относительная доля объектов толстого диска и гало возрастает. Такая ситуация может быть связана с тем, что межзвездное поглощение в плоскости Галактики быстро увеличивается в направлении галактического центра [95–97].

Большинство звезд с измеренными лучевыми скоростями в каталоге *Gaia* EDR3 имеют звездную величину ярче, чем $G = 13^m$. В каждом бине по расстоянию, звезды гало и толстого диска имеют преимущество для получения хорошего измерения лучевой скорости по сравнению со звездами тонкого диска. Для этого есть две причины: распределение по вертикальной координате z и цвет. Звезды тонкого диска сильнее концентрируются к плоскости Галактики, где поглощение больше, по сравнению со звездами гало и толстого диска, поэтому относительная доля звезд гало и толстого диска с $G < 13^m$ в слое $|z| < 200$ пк должна увеличиваться с ростом поглощения. Кроме того, поглощение ослабляет блеск голубых звезд сильнее, чем красных, поэтому относительная доля красных звезд с $G < 13^m$ также должна увеличиваться с ростом поглощения. Таким образом, резкое падение скорости V_T в направлении на центр Галактики может быть вызвано эффектами селекции [2, 98–100].

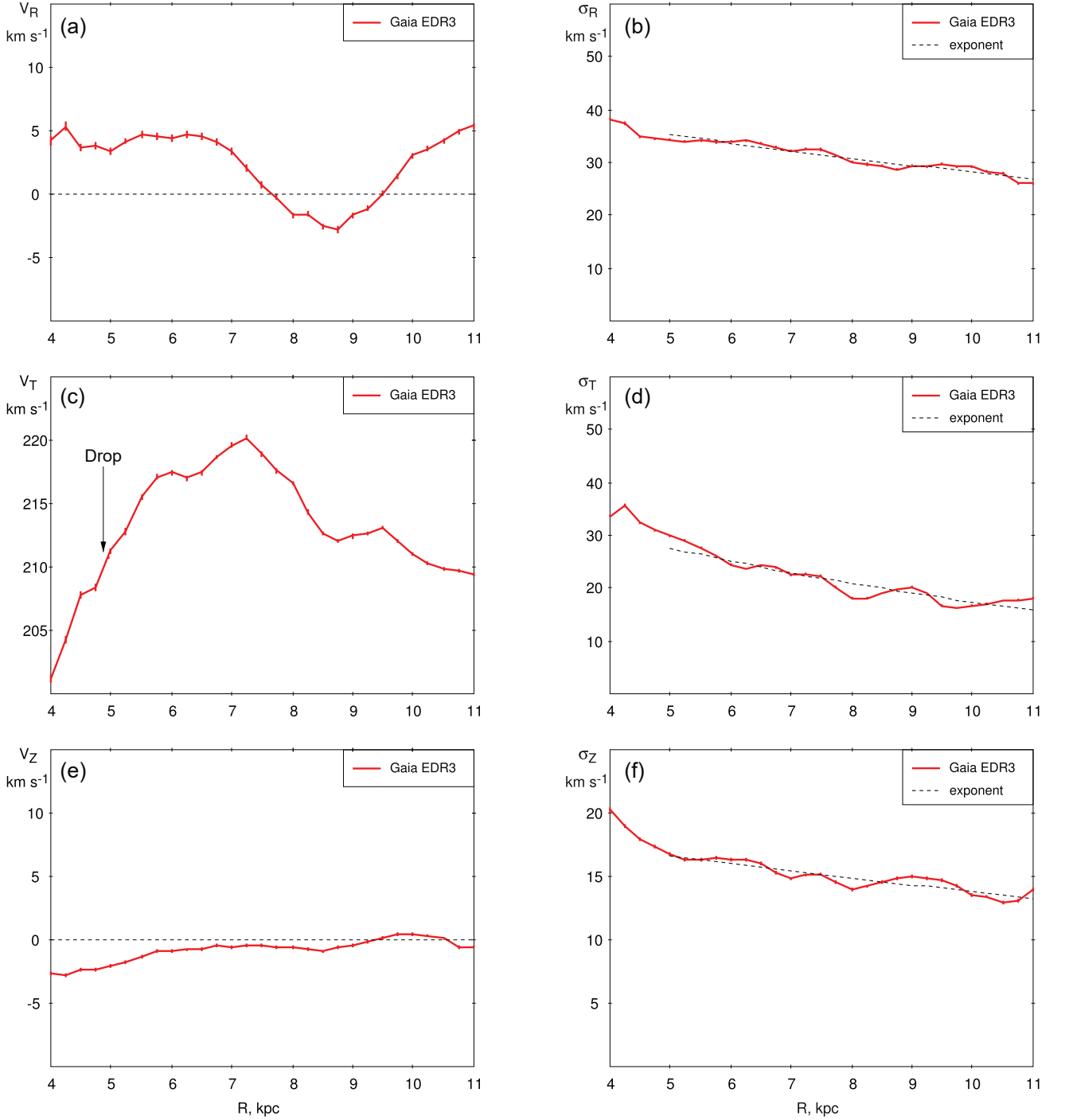


Рис. 1.2. Изменения компонентов медианных скоростей V_R , V_T и V_z (a, c, e) и соответствующих дисперсий скоростей σ_R , σ_T и σ_z (b, d, f) вдоль галактоцентрического расстояния R , по данным *Gaia* EDR3. Для построения профилей использовались медианные скорости, определенные в бинах по расстоянию шириной 250 пк; вертикальные линии соответствуют ошибкам их определения. (a) Радиальная скорость принимает наибольшие значения ($\sim +5$ км/с) на расстоянии $R \sim 6$ кпк и затем уменьшается до ~ -3 км/с к расстоянию $R \sim 8.5$ кпк. (c) Для азимутальной скорости характерен резкий спад на ~ 7 км/с в области $R = 7.0\text{--}8.5$ кпк. Падение V_T в диапазоне 4.0–5.5 кпк (указано стрелкой) может быть вызвано дефицитом звезд тонкого диска. (e) Изменения вертикальной скорости V_z лежат в пределах ± 1 км/с на интервале расстояний 6.0–9.0 кпк. На расстояниях $R > 9$ кпк вертикальная скорость меняет знак. (b, d, f) Изменения дисперсий скоростей σ_R , σ_T и σ_z хорошо аппроксимируются экспоненциальным законом (пунктирные линии).

Рисунок 1.2 (е) показывает вертикальную скорость V_z . Ее изменения не превышают ± 1 км/с в интервале расстояний 6.0–9.0 кпк. Скорость V_z принимает отрицательные значения ($V_z = -2.0 \pm 0.1$ км/с) в интервале $R = 4.0$ –5.0 кпк и положительные ($V_z = +0.5 \pm 0.1$ км/с) при $R \approx 10.0$ кпк. В целом это может объясняться двумя обстоятельствами: неверной шкалой расстояний при больших гелиоцентрических расстояниях $r > 2$ кпк или изгибом галактического диска.

Рисунок 1.2 (b, d, f) показывает распределения дисперсий скоростей в радиальном, азимутальном и вертикальном направлениях, σ_R , σ_T и σ_z , вдоль галактоцентрического расстояния R . Медианная дисперсия скоростей в каждом бине определялась как середина интервала, включающего 68% объектов. Распределения дисперсий скоростей в интервале $R = 5.0$ –11.0 кпк были аппроксимированы экспоненциальным законом:

$$\sigma_R = C_R \exp^{-\frac{R}{S_R}}, \quad (1.10)$$

$$\sigma_T = C_T \exp^{-\frac{R}{S_T}}, \quad (1.11)$$

$$\sigma_z = C_z \exp^{-\frac{R}{S_z}}. \quad (1.12)$$

Значения параметров аппроксимации и погрешности их определения приведены в Таблице 1. Оценка масштабного фактора $S_R = 22.3 \pm 1.4$ кпк находится в согласии с результатами Eilers et al. (2019) $S_R = 21$ кпк [101].

Таблица 1. Параметры аппроксимации

Амплитуда C , км/с	Масштаб S , кпк
$C_R = 44.0 \pm 1.0$	$S_R = 22.3 \pm 1.4$
$C_T = 43.8 \pm 2.8$	$S_T = 10.8 \pm 0.9$
$C_z = 20.0 \pm 0.6$	$S_z = 26.9 \pm 2.6$

Дисперсия радиальных скоростей на солнечном расстоянии, полученная из данных *Gaia*, составляет $\sigma_R = 32.5$ км/с, а значение, полученное из аппроксимации экспонентой (Уравнение 1.10), равно $\sigma_R = 31.5$ км/с.

1.2. Модель Галактики

Модель должна удовлетворять следующим наблюдательным требованиям:

1. Кривая вращения модели должна быть плоской на периферии Галактики;
2. Кривая вращения модели должна иметь угловую скорость $\Omega_0 = 30.0$ км/с/кпк на солнечном расстоянии;

3. Модель должна воспроизводить наблюдательные профили радиальных V_R и азимутальных V_T скоростей;
4. Модель должна воспроизводить наблюдательные профили дисперсий скоростей σ_R и σ_T (правые панели Рисунка 1.2).

1.2.1. Компоненты потенциала

Медианные скорости V_z в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики, не превосходят $|V_z| < 3$ км/с в диапазоне расстояний $R = 4\text{--}11$ кпк и не превосходят $|V_z| < 1$ км/с в области $|R - R_0| < 1.5$ кпк от Солнца (см. Рисунок 1.2e). Отсутствие заметных систематических движений в вертикальном направлении указывает на то, что движения звезд в плоскости Галактики и в вертикальном направлении происходят в основном независимо. Это дает нам основание использовать для изучения галактического диска двумерную модель Галактики. Была построена двумерная модель Галактики, включающая балдж, бар, экспоненциальный диск и гало.

Бар, вносящий неосесимметричные возмущения и таким образом вызывающий резонансную настройку движений звезд диска, описывается эллипсоидом Феррера [102] порядка $n = 2$. Распределение плотности звезд в баре задается следующим образом:

$$\begin{cases} \rho_0(1 - \mu^2)^n, & \text{если } \mu < 1; \\ 0, & \text{если } \mu \geq 1, \end{cases} \quad (1.13)$$

где μ определяется из соотношения

$$\mu^2 = \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2 + z^2}{b^2}, \quad (1.14)$$

a и b — большая и малая полуоси бара, для двумерной модели $z = 0$, а масса бара M_b и центральная плотность ρ_0 связаны соотношением [34, 40, 103–105]:

$$M_b = \rho_0 \frac{32\pi ab^2}{105}. \quad (1.15)$$

Используются значения длин полуосей $a = 3.5$ кпк, $b = 1.35$ кпк и массы $M_b = 1.2 \times 10^{10} M_\odot$. Введем $\varepsilon^2 = a^2 - b^2$, тогда потенциал, создаваемый эллипсоидом Феррера, имеет следующий вид:

$$\Phi_b(x, y) = \frac{105GM_b}{32\varepsilon} \left[\frac{1}{3}\omega_{10} - \frac{1}{\varepsilon^2}(x^2\omega_{11} + y^2\omega_{20}) + \right. \\ \left. + \frac{1}{\varepsilon^4}(x^4\omega_{12} + 2x^2y^2\omega_{21} + y^4\omega_{30}) - \right. \\ \left. - \frac{1}{3\varepsilon^6}(x^6\omega_{13} + 3x^4y^2\omega_{22} + 3x^2y^4\omega_{31} + y^6\omega_{40}) \right]. \quad (1.16)$$

Коэффициенты ω_{lk} разложения по координатам находятся из соотношения

$$\omega_{lk} = 2 \int_0^\psi \tan^{2l-1} \theta \sin^{2k-1} \theta d\theta, \quad (1.17)$$

где ψ определяется из системы уравнений

$$\begin{cases} \cos \psi = b/a, & \text{если } \mu \leq 1; \\ y^2 \tan^2 \psi + x^2 \sin^2 \psi = \varepsilon^2, & \text{если } \mu > 1. \end{cases} \quad (1.18)$$

Явный вид выражений для коэффициентов разложения потенциала по степеням координат приведен в Приложении А.

Балдж определяет форму кривой вращения во внутренних областях Галактики. Он моделируется как сфера Пламмера [40, 64, 106, 107], потенциал которой выглядит следующим образом:

$$\Phi(R) = -\frac{GM_{bg}}{\sqrt{R_{bg}^2 + R^2}}, \quad (1.19)$$

где M_{bg} — масса балджа, а R_{bg} — его радиус. В данной работе приняты значения $M_{bg} = 5 \times 10^9 M_\odot$ и $R_{bg} = 0.30$ кпк.

Гало моделируется как изотермическая сфера и доминирует на периферии Галактики. Кривая вращения гало выглядит следующим образом:

$$V^2(R) = \frac{V_{\max}^2 R^2}{R^2 + R_c^2}, \quad (1.20)$$

где $V_{\max}$ — асимптотический максимум кривой вращения и R_c — радиус ядра. При моделировании были использованы значения $V_{\max} = 201.4$ км/с и $R_c = 8$ кпк.

Также модель Галактики включает экспоненциальный диск с массой $M_d = 3.25 \times 10^{10} M_\odot$ и характерным масштабом $R_d = 2.5$ кпк [93]. Суммарная масса диска и бара составляет $M_d + M_b = 4.45 \times 10^{10} M_\odot$, что согласуется с оценками массы галактического диска, лежащими в диапазоне $(3.5\text{--}5.0) \times 10^{10} M_\odot$ [64, 108].

Поверхностная плотность диска задается следующим образом:

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 e^{-\frac{R}{R_d}}, \quad (1.21)$$

где Σ_0 — поверхностная плотность в центре. Кривая вращения такого диска выглядит следующим образом [40, 103]:

$$V^2(R) = 4\pi G \Sigma_0 R_d y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)], \quad (1.22)$$

где $y = R/2R_d$, I_n и K_n — модифицированные функции Бесселя второго и первого рода порядка n . Поверхностная плотность в центре Галактики Σ_0 определяется следующим образом:

$$\Sigma_0 = \frac{M_d}{2\pi R_d^2 \left[1 - e^{-\frac{R}{R_d}} \left(1 + \frac{R}{R_d} \right) \right]}. \quad (1.23)$$

Здесь рассматривается только тонкий диск, поскольку отношение поверхностных плотностей толстого и тонкого дисков на солнечном расстоянии составляет лишь 12% [93].

В Таблице 2 приведены параметры потенциалов модельного бара, балджа, диска и гало, а также некоторые параметры моделирования. Угловая скорость бара принята равной $\Omega_b = 55.0$ км/с/кпк; позиционный угол (угол между большой осью бара и линией, соединяющей Солнце и центр Галактики) принят равным $\theta_b = 45^\circ$ [14, 21, 24, 28, 33, 109]. Бар постепенно включается в течение четырех оборотов. Модель включает $N = 10^7$ безмассовых частиц, имитирующих движение звезд в галактическом диске под воздействием гравитационного потенциала Галактики. Этого числа частиц достаточно для получения профилей скоростей с необходимой точностью. Время интегрирования орбит принято равным $T = 3$ млрд лет.

Таблица 2. Параметры модели

Моделирование	Время моделирования T	3 млрд лет
	Шаг интегрирования Δt	10 тыс лет
	Число частиц N	10^7
Балдж	Радиус R_{bg}	0.3 кпк
	Масса M_{bg}	$5 \times 10^9 M_\odot$
Бар	Полуоси	$a = 3.5$ и $b = 1.35$ кпк
	Масса M_b	$1.20 \times 10^{10} M_\odot$
	Угловая скорость вращения Ω_b	55.0 км/с/кпк
	Время роста T_g	447 млн лет
Диск	Характерный масштаб R_d	2.5 кпк
	Масса M_d	$3.25 \times 10^{10} M_\odot$
Гало	Радиус ядра R_h	8 кпк
	Асимптотический максимум $V_{\max}$	201.4 км/с

На Рисунке 1.3 (а) показаны вклады балджа, бара, диска и гало в общую кривую вращения модельной Галактики. Видно, что общая кривая вращения является практически плоской на расстояниях $R > 4$ кпк от центра Галактики.

Рисунок 1.3 (b) демонстрирует зависимости угловых скоростей Ω , $\Omega \pm \kappa/2$ и $\Omega \pm \kappa/4$ от галактоцентрического расстояния R (κ — эпициклическая частота). Горизонтальная линия соответствует угловой скорости вращения бара $\Omega_b = 55$ км/с/кпк. Точки ее пересечения с кривыми угловых скоростей определяют положения резонансов. Радиус коротации ($\Omega = \Omega_b$) находится на расстоянии $R_{CR} = 4.04$ кпк, а внешний линдбладовский резонанс (OLR) бара — на расстоянии $R_{OLR} = 7.00$ кпк. В модели также возникают два внутренних линдбладовских резонанса (ILR), расположенные на расстояниях $R_{ILRI} = 0.14$ кпк (внутренний ILR) и $R_{ILRO} = 0.87$ кпк (внешний ILR). Угловая скорость вращения диска на солнечном расстоянии составляет $\Omega_0 = 30.0$ км/с/кпк.

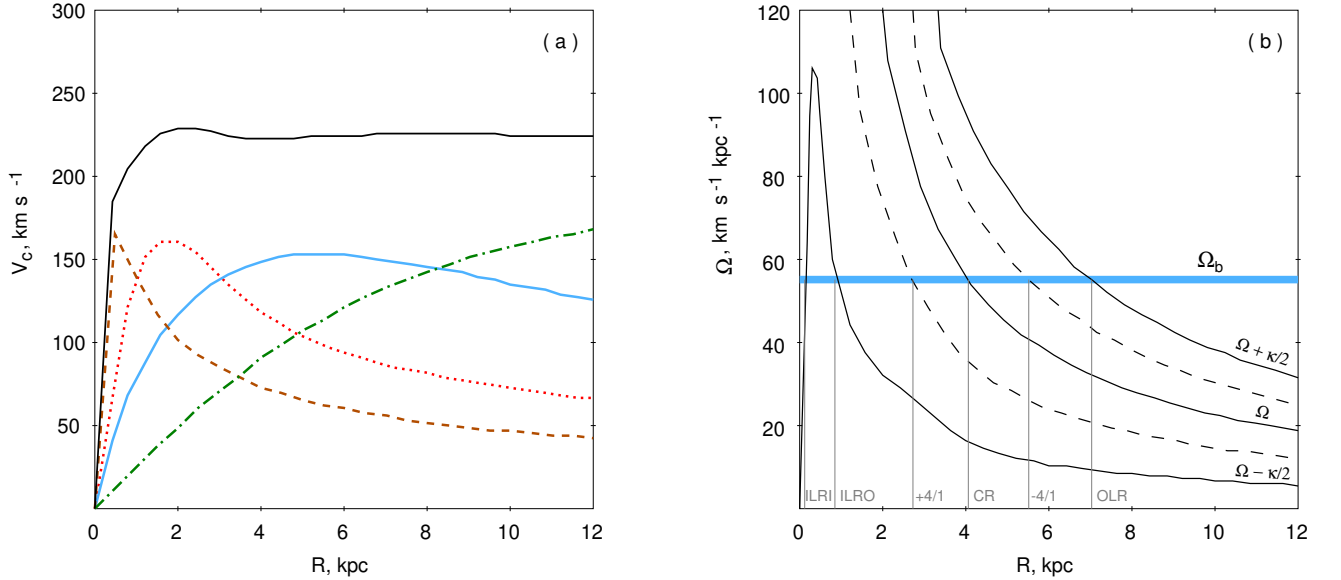


Рис. 1.3. (а) Модельная кривая вращения. Суммарная кривая вращения (черная линия) практически плоская при $R > 4$ кпк. Вклады балджа, бара, диска и гало показаны соответственно коричневой, красной, синей и зеленой линиями. (b) Зависимости угловых скоростей Ω , $\Omega \pm \kappa/2$ (сплошные линии) и $\Omega \pm \kappa/4$ (пунктирные линии) от расстояния R . Синяя горизонтальная прямая показывает угловую скорость вращения бара $\Omega_b = 55$ км/с/кпк. Ее пересечения с кривыми угловых скоростей определяют местоположения резонансов.

1.2.2. Начальные параметры

1.2.2.1. Начальное распределение частиц

Начальное распределение частиц по диску модельной галактики подчиняется следующему закону:

$$R = R_d(\ln x + \ln y), \quad (1.24)$$

где x и y — независимые случайные величины, равномерно распределенные в интервале $(0, 1)$. Это позволяет распределить частицы по диску равномерно по углу θ , и по экспоненциальному закону с характерным масштабом R_d по радиусу. Рассматриваются частицы с $0.02 < R < 11$ кпк (см. Раздел 1.3).

1.2.2.2. Начальное распределение скоростей

Для решения уравнения Джинса и построения начального распределения скоростей необходимо принять несколько предположений. В частности, предполагается, что зависимость дисперсии радиальных скоростей σ_R от галактоцентрического расстояния R в интервале $R = 5\text{--}11$ кпк мало изменилась за 3 млрд лет и аналогична наблюдаемой в настоящее время:

$$\sigma_R = C_R^* \exp^{-\frac{R}{S_R}}. \quad (1.25)$$

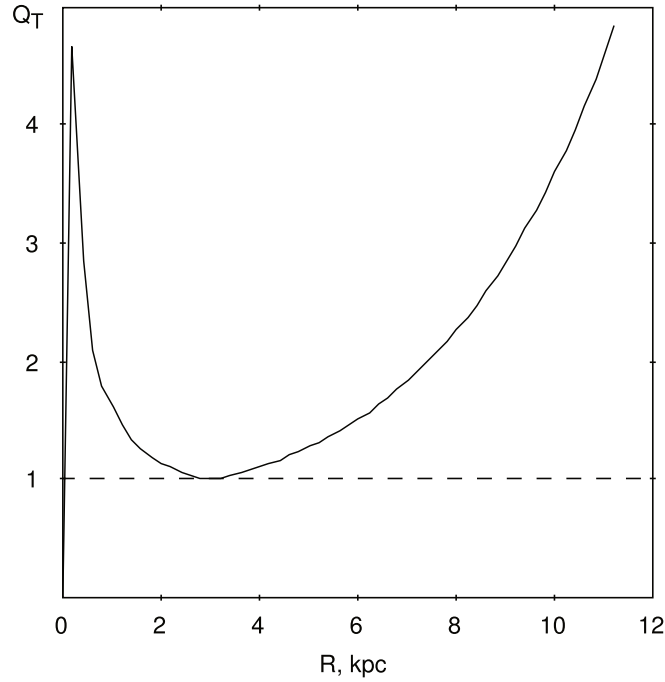


Рис. 1.4. Зависимость параметра Тумре Q_T от расстояния R , построенная для начального распределения скоростей.

Масштабный фактор S_R принят равным $S_R = 20$ кпк (см. Уравнение 1.10).

Для обеспечения устойчивости диска к осесимметричным возмущениям в начальный момент моделирования, значение константы C_R^* выбирается таким, чтобы параметр устойчивости Тумре оставался $Q_T \geq 1$ при любых R [110]. После начала роста бара дисперсия скоростей внутри радиуса коротации быстро возрастает, однако и в начальный момент диск должен оставаться устойчивым. В модельном диске параметр Q_T минимален при $R = 3.1$ кпк (Рисунок 1.4), поэтому константа C_R^* вычисляется из уравнения

$$Q_T = \frac{\sigma_R \kappa}{3.36 G \Sigma} = 1 \quad (1.26)$$

при $R = 3.1$ кпк. Данная нормировка обеспечивает начальное значение радиальной дисперсии скоростей на расстоянии Солнца, равное $\sigma_R = 30.5$ км/с, что близко к наблюдаемому сейчас значению $\sigma_R = 31.5$ км/с, полученному из сглаженного распределения дисперсий скоростей по данным *Gaia* (Уравнение 1.10) и соответствует кинематике старого звездного диска.

Любая подсистема звезд диска, имеющая ненулевую дисперсию скоростей, вращается со средней скоростью меньшей, чем скорость кривой вращения (см., например, [40]). Связь между средней азимутальной скоростью $\bar{V}_T$ и скоростью кривой вращения V_c задается уравнением Джинса:

$$\frac{\partial(\rho \bar{V}_R^2)}{\partial R} + \frac{\partial(\rho \bar{V}_R \bar{V}_z)}{\partial Z} + \rho \left(\frac{\bar{V}_R^2 - \bar{V}_T^2}{R} + \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) = 0, \quad (1.27)$$

где ρ — объемная плотность звезд диска, а Φ — потенциал Галактики. Потенциал Галактики связан со скоростью кривой вращения следующим образом:

$$V_c^2 = R \frac{\partial \Phi}{\partial R}. \quad (1.28)$$

Сделаем ряд предположений:

1. Движения в радиальном и вертикальном направлениях независимы. Это позволяет пренебречь вторым членом уравнения Джинса:

$$\frac{\partial(\rho \bar{V}_R^2)}{\partial R} + \rho \left(\frac{\bar{V}_R^2 - \bar{V}_T^2}{R} + \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) = 0. \quad (1.29)$$

2. Распределение звезд в вертикальном направлении не зависит от радиуса. Тогда можно перейти от объемной плотности ρ к поверхностной плотности Σ :

$$\frac{\partial(\Sigma \bar{V}_R^2)}{\partial R} + \Sigma \left(\frac{\bar{V}_R^2 - \bar{V}_T^2}{R} + \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) = 0. \quad (1.30)$$

3. В начальный момент времени систематические движения отсутствуют:

$$\overline{V_R^2} = \sigma_R^2, \quad (1.31)$$

$$\overline{V_T^2} = \overline{V_T}^2 + \sigma_T^2. \quad (1.32)$$

Теперь уравнение Джинса принимает вид:

$$\overline{V_T}^2 = V_c^2 + \sigma_R^2 - \sigma_T^2 + \frac{R}{\Sigma} \frac{\partial (\Sigma \sigma_R^2)}{\partial R}. \quad (1.33)$$

4. Наконец, примем эпициклическое приближение для дисперсий радиальной и азимутальной скоростей:

$$\frac{\sigma_T}{\sigma_R} = \frac{\kappa}{2\Omega}. \quad (1.34)$$

Теперь можно определить среднюю азимутальную скорость в начальный момент времени:

$$\overline{V_T}^2 = V_c^2 + \sigma_R^2 \left(1 - \frac{\kappa^2}{4\Omega^2} - \frac{R}{R_d} - \frac{2R}{S_R} \right). \quad (1.35)$$

Таким образом, начальные компоненты средних скоростей и их дисперсии задаются следующей системой уравнений:

$$\overline{V_T}^2 = V_c^2 + \sigma_R^2 \left(1 - \frac{\kappa^2}{4\Omega^2} - \frac{R}{R_d} - \frac{2R}{S_R} \right), \quad (1.36)$$

$$\overline{V_R} = 0, \quad (1.37)$$

$$\sigma_R = C_R^* e^{-\frac{R}{S_R}}, \quad (1.38)$$

$$\sigma_T = \sigma_R \frac{\kappa}{2\Omega}. \quad (1.39)$$

На Рисунке 1.5 представлена зависимость отношения наблюдательных дисперсий скоростей звезд диска σ_T/σ_R и модельного значения $F = \kappa/(2\Omega)$ от расстояния R . Величина F определяет отношение модельных азимутальной и радиальной дисперсий скоростей в начальный момент времени. Согласно Уравнению 1.34, значение модельного отношения F должно совпадать с отношением наблюдательных дисперсий скоростей. Можно видеть, что значение F практически постоянно и в диапазоне расстояний $R = 5.0\text{--}10.0$ кпк меняется в пределах 0.71 ± 0.1 , что ожидаемо для модели с плоской кривой вращения, где $F = 1/\sqrt{2}$. Наблюдательное отношение дисперсий скоростей σ_T/σ_R , полученное по данным *Gaia* EDR3, лежит в диапазоне $0.60\text{--}0.72$ при $R = 6.0\text{--}9.0$ кпк, что соответствует модельному значению F с точностью до 15%.

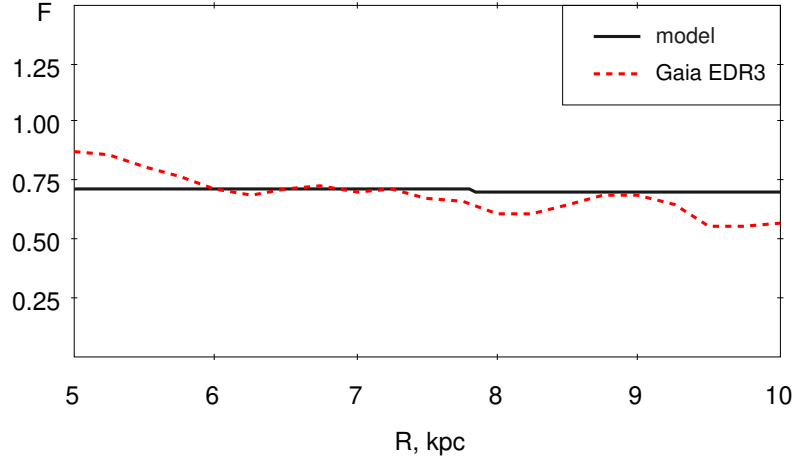


Рис. 1.5. Зависимости отношения наблюдательных дисперсий скоростей σ_T/σ_R , полученного по данным *Gaia* EDR3 (красная пунктирная линия), и модельного значения $F = \kappa/(2\Omega)$ (черная линия) от галактоцентрического расстояния R . Значение F определяет отношение азимутальной и радиальной дисперсий скоростей при $t = 0$.

1.3. Процесс моделирования

Модель включает 10^7 безмассовых частиц, имитирующих движение звезд в галактическом диске. Этого числа достаточно для получения профилей скоростей с точностью, сопоставимой с наблюдательной. Вычисленные в соответствии с предыдущими разделами начальные скорости и координаты каждой звезды передаются в качестве входных данных в программу моделирования, реализованную на языке Free Pascal. В основе программы лежит алгоритм численного интегрирования leapfrog.

Моделирование проводилось с шагом $\Delta t = 10$ тыс лет, охватывая период $T_{\text{mod}} = 3$ млрд лет. На каждом шаге моделирования вычислялось расстояние от частицы до центра диска. Если частица приближалась к центру модельной Галактики на расстояние меньше $R = 0.02$ кпк или удалялась на расстояние более $R = 11$ кпк, она считалась, соответственно, упавшей на центр или вышедшей за пределы Галактики, и исключалась из дальнейшего моделирования. Каждые 10 млн лет (1000 шагов моделирования) координаты и скорости частиц выводились в файл, который затем передавался в программу обработки.

Бар включался постепенно: неосесимметричные возмущения бара нарастают линейно, достигая полной силы ко времени $T_g = 447$ млн лет, что соответствует четырем оборотам бара, но компонент $m = 0$ включен в модель с самого начала. В течение периода роста бара, $0 < t < T_g$, радиальные и азимутальные силы, создаваемые баром, умножаются на коэффициент k_g , который линейно увеличивается от 0 до 1. Также вводится дополнительная сила f_a , которая, наоборот, линейно уменьшается со временем:

$$\begin{cases} k_g = \frac{t}{T_g}, & 0 < t < T_g, \\ f_a = (1 - k_g)\langle f_b \rangle, \end{cases} \quad (1.40)$$

где $\langle f_b \rangle$ — радиальная сила, создаваемая баром, усредненная по азимутальному углу $\theta \in [0, 2\pi]$. Сила $\langle f_b \rangle$ зависит от радиуса R , поэтому ее значения были вычислены предварительно и затем рассчитывались для конкретного положения частицы с помощью линейной интерполяции. Эта процедура обеспечивает постоянство средней радиальной силы на любом радиусе в течение всего периода роста бара.

Сила бара Q_b определяется как максимальное по расстоянию R значение отношения амплитуды ускорения в азимутальном направлении к среднему ускорению в радиальном направлении (Уравнение 4.2) [34, 111, 112]. В данной модели сила бара составляет $Q_b = 0.3142$, что является типичным для галактик с сильными барами [113–115].

1.4. Формирование колец

Резонансные кольца формируются под воздействием бара не мгновенно, поскольку эпициклические движения звезд постепенно настраиваются в соответствии с его вращением. Рисунок 1.6 показывает распределение модельных частиц в различные моменты времени. Время $t = 0$ соответствует моменту начала моделирования. К моменту $T_g = 0.45$ млрд лет бар достигает полной силы. Уже к $t = 1$ млрд лет формируются внешние кольца R_1 и R_2 . Кольцо R_1 расположено ближе к центру Галактики и вытянуто перпендикулярно бару, вследствие чего бар и кольцо R_1 напоминают греческую букву « θ ». Кольцо R_2 находится дальше от центра Галактики и вытянуто параллельно бару. Помимо внешних колец R_1 и R_2 , в диске формируются внутреннее (г) и ядерное (п) резонансные кольца.

На Рисунке 1.7 представлены распределения усредненной по углу поверхностной плотности модельных частиц Σ вдоль расстояния R в различные моменты времени с начала моделирования. Четко видны локальные минимумы плотности между следующими парами колец: п и г, г и R_1 , R_1 и R_2 . Интересно, что положение внешнего линдбладовского резонанса (OLR) точно совпадает с одним из минимумов плотности.

1.5. Сравнение модельных и наблюдательных профилей распределения скоростей

Рисунок 1.8 показывает модельные и наблюдательные профили скоростей — зависимости медианных радиальных V_R и азимутальных V_T скоростей от галактоцен-

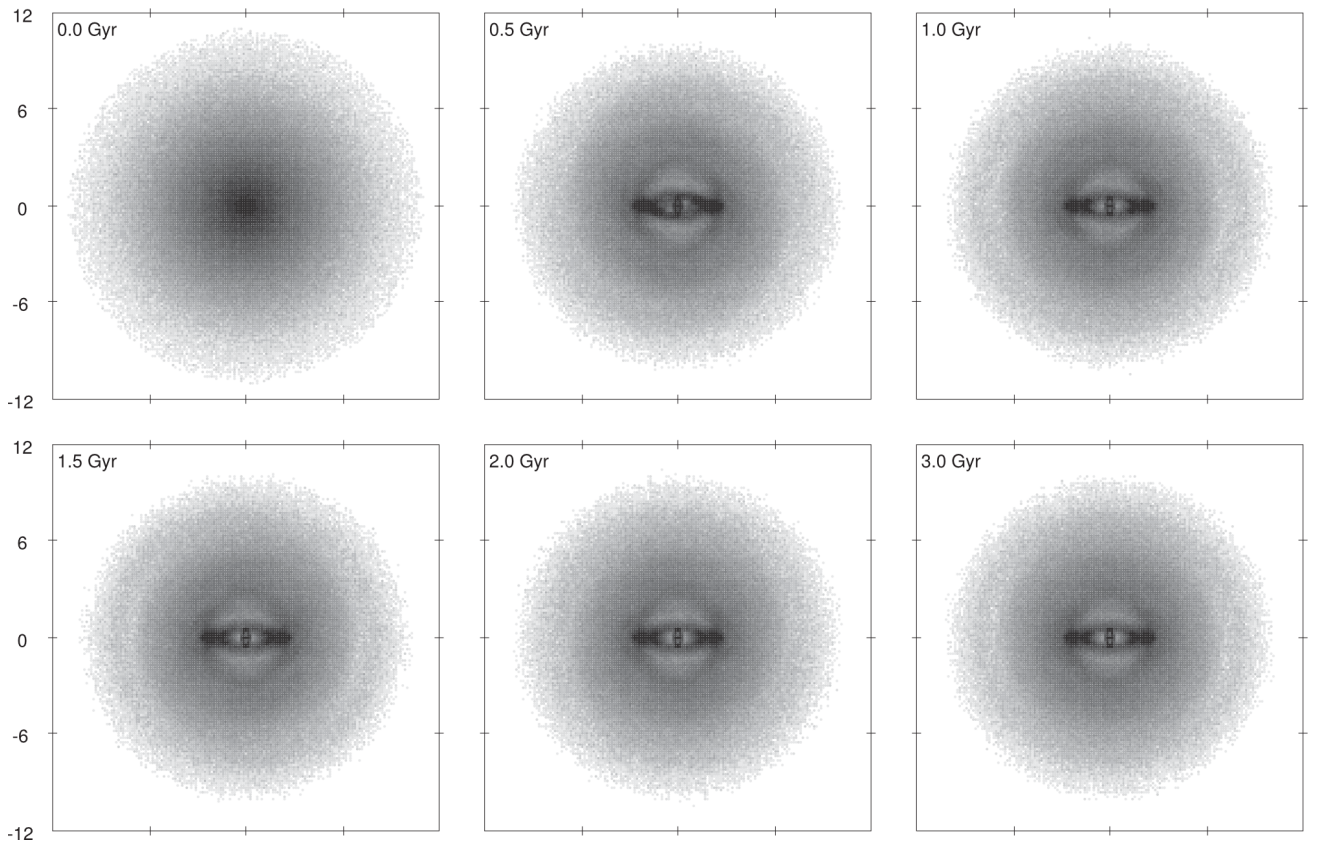


Рис. 1.6. Распределение поверхностной плотности модельных частиц в различные моменты времени. Размер фреймов составляет 24×24 кпк. В системе отсчета, связанной с баром, галактика вращается против часовой стрелки. Большая ось бара ориентирована по горизонтали.

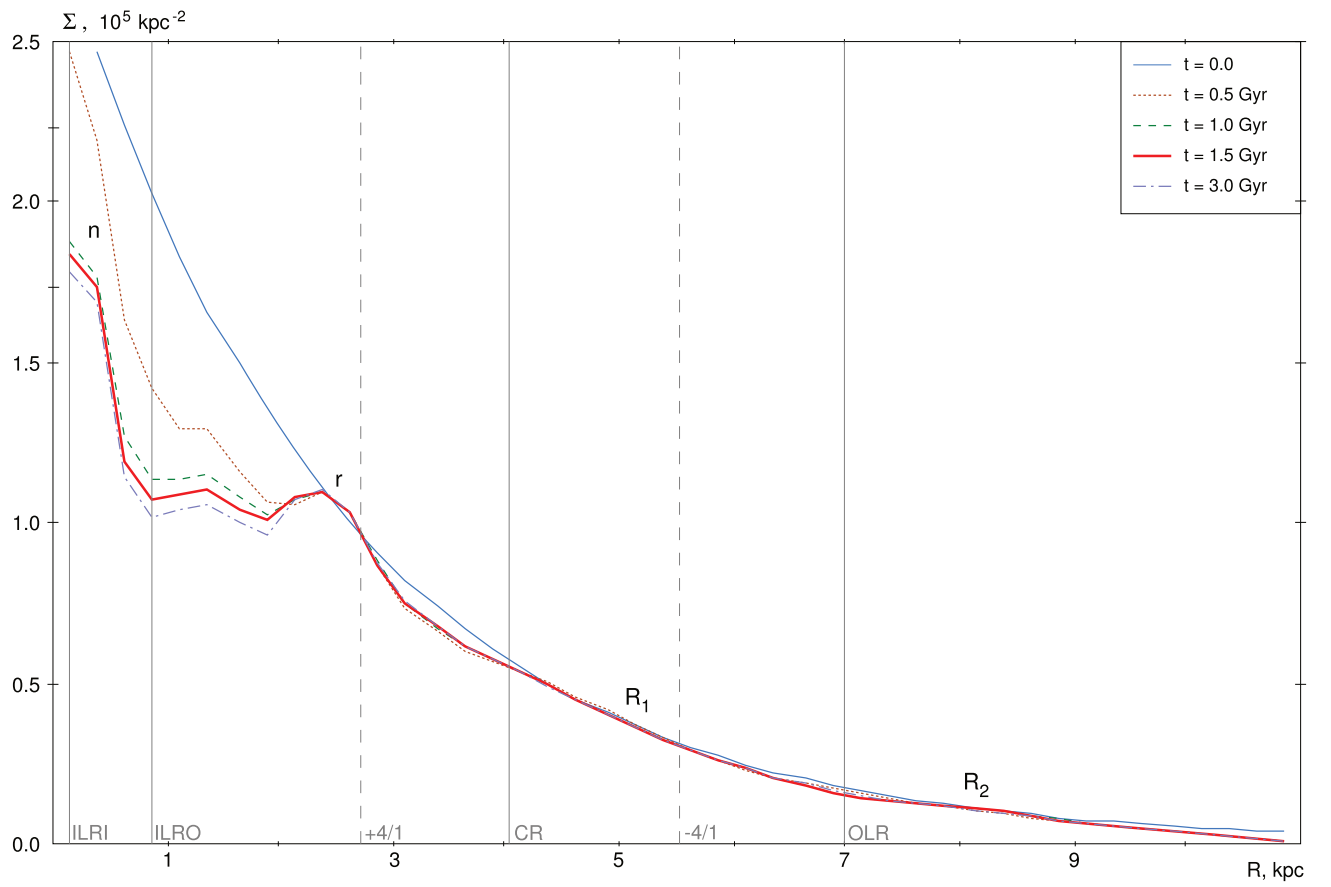


Рис. 1.7. Распределение поверхностной плотности Σ модельных частиц вдоль диска Галактики в различные моменты времени. Буквами отмечены положения резонансных колец: ядерного кольца (n), внутреннего кольца (r), внешних колец (R_1 и R_2).

трического расстояния R . Медианные скорости для модельных и наблюдательных частиц вычислялись в бинах шириной 250 пк, в секторе $|\theta| < 15^\circ$ от Солнца. Ошибки усреднения модельных скоростей в бинах меньше, чем 0.1 км/с. Модельные профили также усреднялись по временным интервалам длительностью 0.5 млрд лет с шагом 0.01 млрд лет.

На левых панелях Рисунка 1.8 приведено сравнение наблюдательных профилей распределения радиальной скорости V_R с модельными, усредненными на различных интервалах времени. Модель и наблюдения хорошо согласуются в интервале $R = 6.0\text{--}9.0$ кпк. Модельные профили демонстрируют плато на интервале расстояний $R = 5.0\text{--}6.0$ кпк, затем снижение с $V_R = +5$ до -3 км/с в интервале $R = 6.0\text{--}8.5$ кпк и плато с постоянным отрицательным V_R в интервале $R = 8.5\text{--}10.0$ кпк. В интервалы $t = 0.5\text{--}1.0$ и $1.0\text{--}1.5$ млрд лет профили V_R являются более крутыми, чем профили для интервалов 1.5–2.0, 2.0–2.5 и 2.5–3.0 млрд лет (см. Главу 3). В целом в интервалы 1.5–2.0, 2.0–2.5 и 2.5–3.0 млрд лет модель лучше согласуется с наблюдениями, чем в интервалы 0.5–1.0 и 1.0–1.5 млрд лет.

На правой панели Рисунка 1.8 показано сравнение модельных и наблюдательных профилей распределения азимутальной скорости V_T . Начальная модельная скорость V_T (пунктирная кривая) практически постоянна (217 ± 1 км/с). К моменту $t = 1.0$ млрд лет азимутальная скорость на расстоянии $R = 8.5$ кпк падает на ~ 5 км/с. Модель и наблюдения хорошо согласуются в интервале $R = 6.0\text{--}10.0$ кпк в периоды 1.0–1.5 и 1.5–2.0 млрд лет, когда модель воспроизводит резкое падение V_T в интервале $R = 7.5\text{--}8.5$ кпк. В последующие периоды профиль V_T становится более плавным.

1.6. Сравнение профилей распределений скоростей в различные моменты времени

Определение момента времени, в который модельные профили скоростей наилучшим образом совпадают с наблюдательными, может дать косвенную оценку возраста галактического бара. Были определены значения χ^2 в зависимости от времени с начала моделирования t . Значения χ_R^2 и χ_T^2 были вычислены в $n = 17$ бинах по расстоянию в диапазоне $R = 5.5\text{--}9.5$ кпк для радиальных и азимутальных профилей скоростей:

$$\chi_R^2 = \sum^n \frac{(V_{R,\text{mod}} - V_{R,\text{obs}})^2}{\varepsilon_{V_R}^2}, \quad (1.41)$$

$$\chi_T^2 = \sum^n \frac{(V_{T,\text{mod}} - V_{T,\text{obs}})^2}{\varepsilon_{V_T}^2}, \quad (1.42)$$

где ε_{V_R} и ε_{V_T} представляют собой средние ошибки определения модельных медиан-

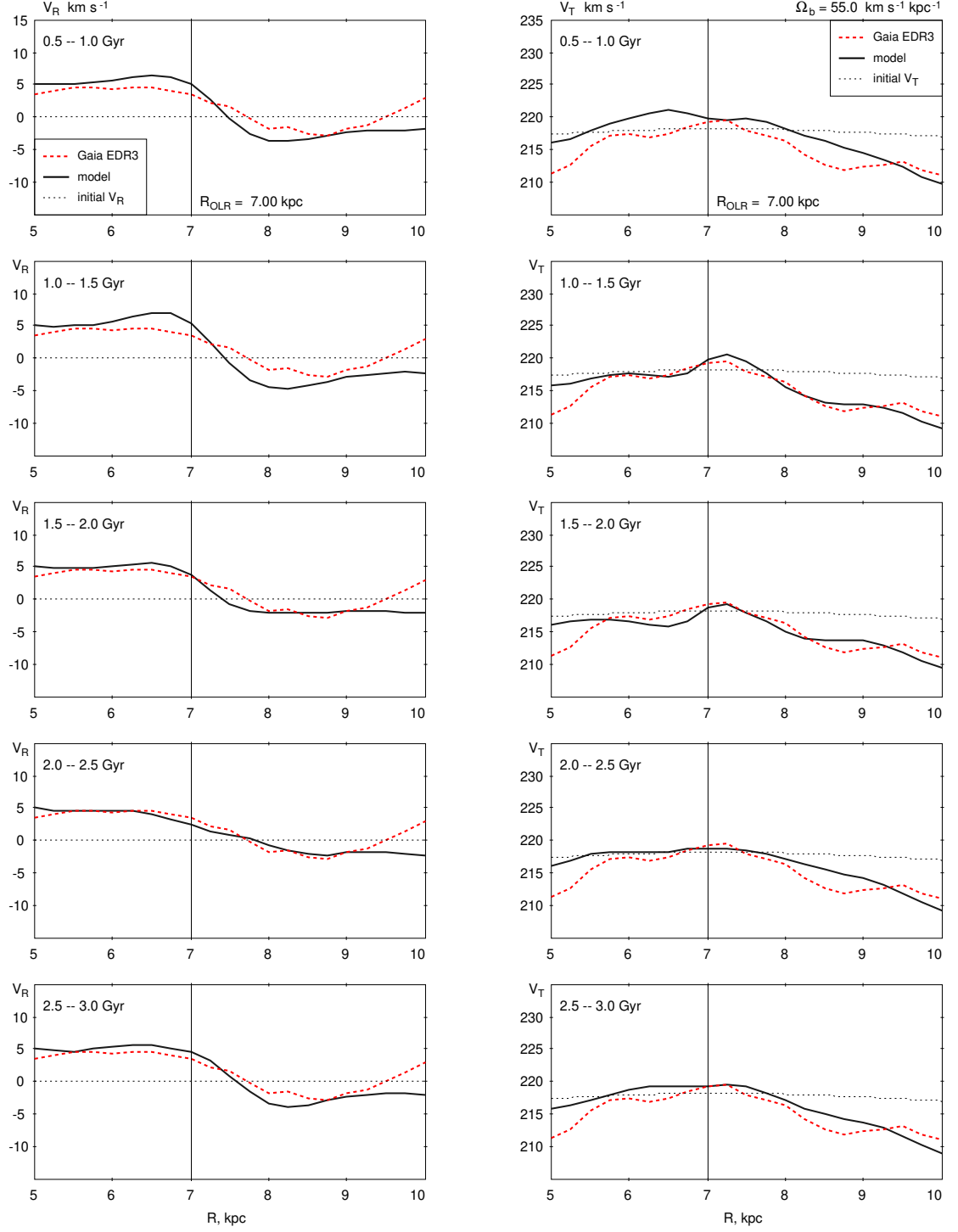


Рис. 1.8. Модельные и наблюдательные профили распределения скоростей звезд диска в зависимости от расстояния R , в секторе галактоцентрических углов $|\theta| < 15^\circ$. Медианные радиальные скорости V_R показаны на левой панели, а азимутальные V_T — на правой панели. Модельные профили скоростей (черные кривые) усреднены на интервалах 0.5 млрд лет; границы временных интервалов указаны на каждом фрейме. Пунктирные серые линии обозначают начальное распределение скоростей V_R и V_T . Наблюдательные профили, выведенные по данным *Gaia* EDR3, показаны красными пунктирными кривыми. Вертикальные линии показывают положение внешнего линдбладовского резонанса (OLR).

ных скоростей V_R и V_T . Ошибки определения медианных значений наблюдательных радиальных скоростей равны ~ 0.2 км/с; ошибки определения модельных медианных скоростей V_R равны ~ 0.3 км/с в диапазоне $R = 5.5\text{--}9.5$ кпк. Поэтому было принято значение $\varepsilon_{VR} = 0.5$ км/с. Ошибки определения в радиальных и азимутальных скоростей связаны соотношением:

$$\varepsilon_{VT} = \frac{\kappa}{2\Omega} \varepsilon_{VR}, \quad (1.43)$$

Коэффициент $\kappa/(2\Omega)$, как видно из Рисунка 1.5, равен 0.71 в диапазоне $R = 5.5\text{--}9.5$ кпк.

Полученные зависимости значений χ_R^2 и χ_T^2 , а также их суммы $\chi^2 = \chi_R^2 + \chi_T^2$, от времени t представлены на Рисунке 1.9. Значения χ^2 вычислялись с шагом по времени 10 млн лет. Функции χ_R^2 , χ_T^2 и χ^2 испытывают лишь незначительные колебания относительно своих средних уровней. После момента времени $t = 0.5$ млрд лет наблюдается снижение значения χ^2 , которое к $t = 1.0$ млрд лет сменяется плато. В диапазоне $t = 1.0\text{--}3.0$ млрд лет распределение χ^2 имеет слабо выраженный минимум, расположенный вблизи $t = 1.8$ млрд лет. Неопределенность положения минимума составляет ± 0.5 млрд лет, что соответствует уровню 1σ .

Таким образом, момент наилучшего согласия модельных и наблюдательных профилей скоростей приводит к оценке возраста бара $T_b = 1.8 \pm 0.5$ млрд лет.

1.7. Сравнение профилей скоростей, рассчитанных для различных значений Ω_b и θ_b

Похожим образом можно получить оценку других параметров бара, в частности, угловой скорости вращения Ω_b и позиционного угла θ_b . Для этого необходимо построить ряд вспомогательных моделей, полностью аналогичных основной, за исключением значения изучаемого параметра, которое варьируется.

На Рисунке 1.10 представлены распределения радиальных V_R и азимутальных V_T скоростей вдоль расстояния R , рассчитанные для пяти значений угловой скорости вращения бара: $\Omega_b = 40, 45, 50, 55$ и 60 км/с/кпк. Остальные параметры модели оставались неизменными, значение позиционного угла бара предполагалось равным $\theta_b = 45^\circ$. Модельные профили скоростей усреднялись на интервале времени $t = 1.5\text{--}2.0$ млрд лет. Наилучшее согласие между модельными и наблюдательными профилями скоростей обеспечивается значением угловой скорости бара $\Omega_b = 55$ км/с/кпк. Хорошо заметно, что чем больше угловая скорость вращения бара Ω_b , тем меньше радиус внешнего линдбладовского резонанса (OLR). Таким образом, с ростом Ω_b модельные профили смещаются все левее и левее относительно друг друга. На Рисунке 1.10 также видно, что радиальная скорость V_R начинает снижаться практи-

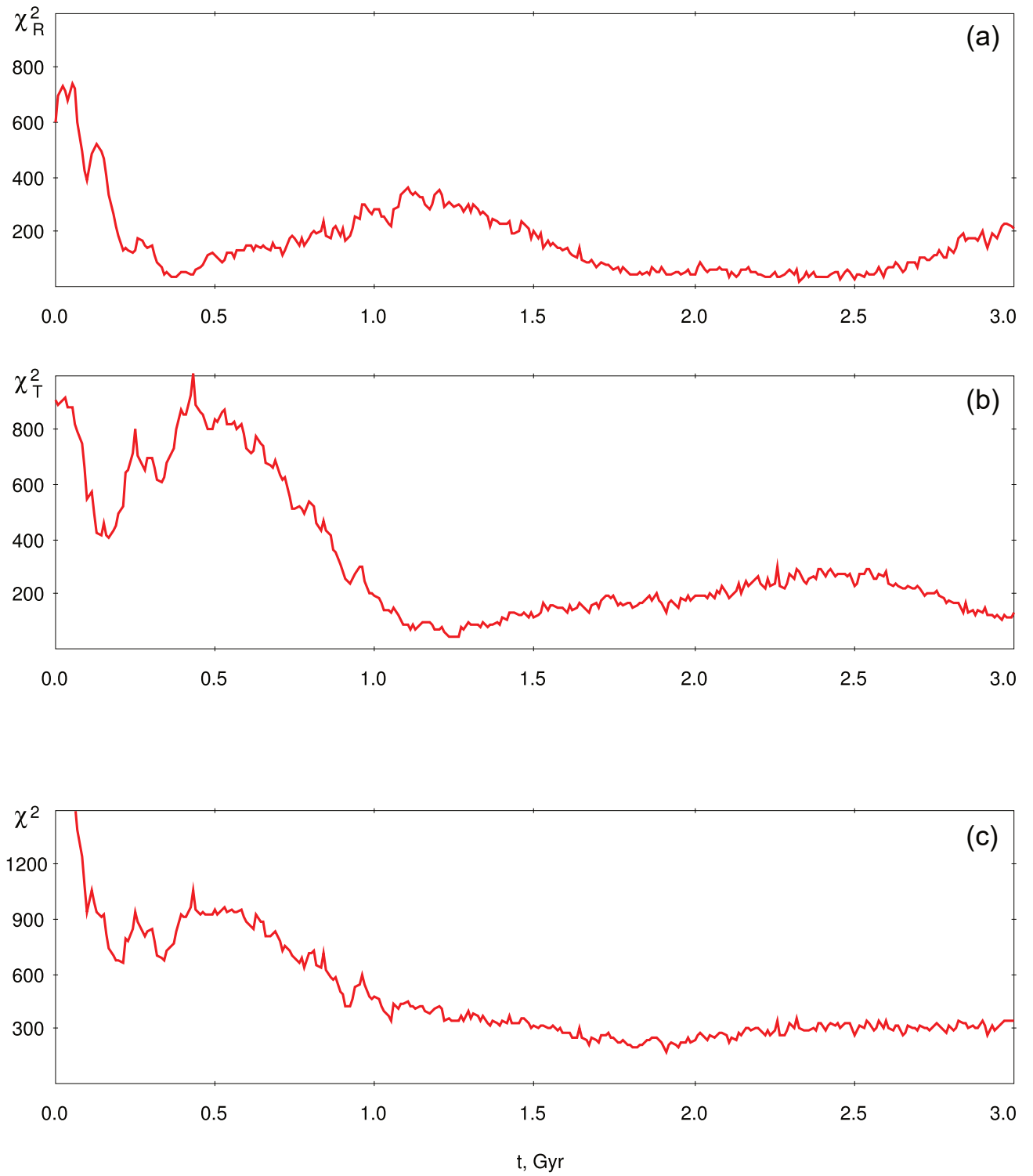


Рис. 1.9. Изменения величин χ_R^2 , χ_T^2 и их суммы $\chi^2 = \chi_R^2 + \chi_T^2$ от времени t . Значение χ^2 достигает минимума в момент времени 1.8 ± 0.5 млрд лет с начала моделирования.

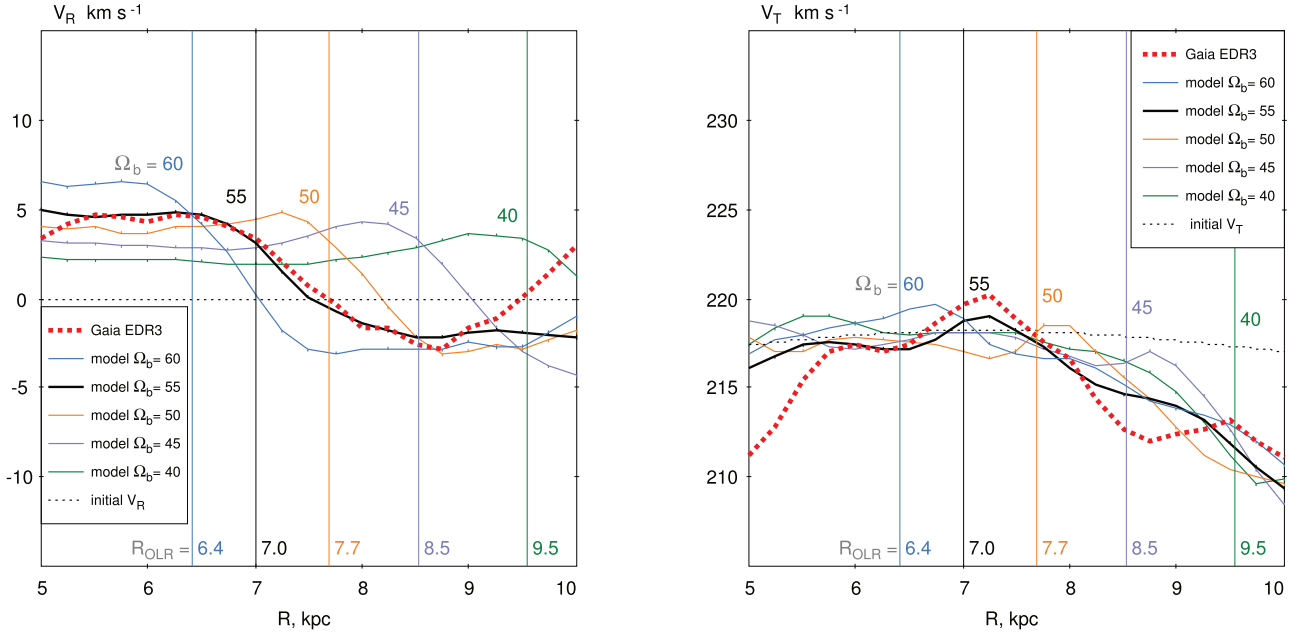


Рис. 1.10. Модельные и наблюдательные распределения радиальных V_R (слева) и азимутальных V_T (справа) скоростей вдоль расстояния R . Модельные профили скоростей (цветные кривые) рассчитаны для пяти значений угловой скорости бара: $\Omega_b = 40, 45, 50, 55$ и 60 км/с/кпк и усреднены на интервале времени 1.5–2.0 млрд лет. Наилучшее согласие между модельными и наблюдательными (красные пунктирные линии) профилями скоростей обеспечивает угловая скорость вращения бара $\Omega_b = 55$ км/с/кпк. Значения $\Omega_b < 55$ и $\Omega_b > 55$ км/с/кпк вызывают смещение модельных профилей скоростей в сторону больших и меньших расстояний R , соответственно. Вертикальные линии указывают расположение OLR.

чески на радиусе OLR, в то время как азимутальная скорость V_T на расстоянии OLR демонстрирует небольшой рост и начинает снижаться только на расстоянии, превышающем радиус OLR примерно на 0.7 кпк: $R \sim R_{\text{OLR}} + 0.7$ кпк.

На Рисунке 1.11 (а) показаны изменения средних значений χ^2 , усредненных на интервалах времени $t = 1.0\text{--}1.5$, $1.5\text{--}2.0$ и $2.5\text{--}3.0$ млрд лет, в зависимости от угловой скорости бара Ω_b . Ошибки определения значений χ^2 указаны вертикальными линиями. Видно, что функция χ^2 принимает минимальные значения на интервале усреднения 1.5–2.0 млрд лет (красная кривая). Тем не менее для всех рассмотренных интервалов усреднения минимум функции χ^2 соответствует значению $\Omega_b = 55$ км/с/кпк. Различия между полученными оценками не превышают уровня порядка 1σ . Для интервала времени 1.5–2.0 млрд лет доверительный диапазон 1σ охватывает значения $\Omega_b = 52\text{--}57$ км/с/кпк.

Позиционный угол бара θ_b — это угол между большой осью бара и линией, соединяющей Солнце с центром Галактики. На Рисунке 1.11 (b) показаны изменения значений χ^2 , усредненных на тех же интервалах времени $t = 1.0\text{--}1.5$, $1.5\text{--}2.0$ и $2.5\text{--}3.0$ млрд лет, в зависимости от позиционного угла бара θ_b . Видно, что функ-

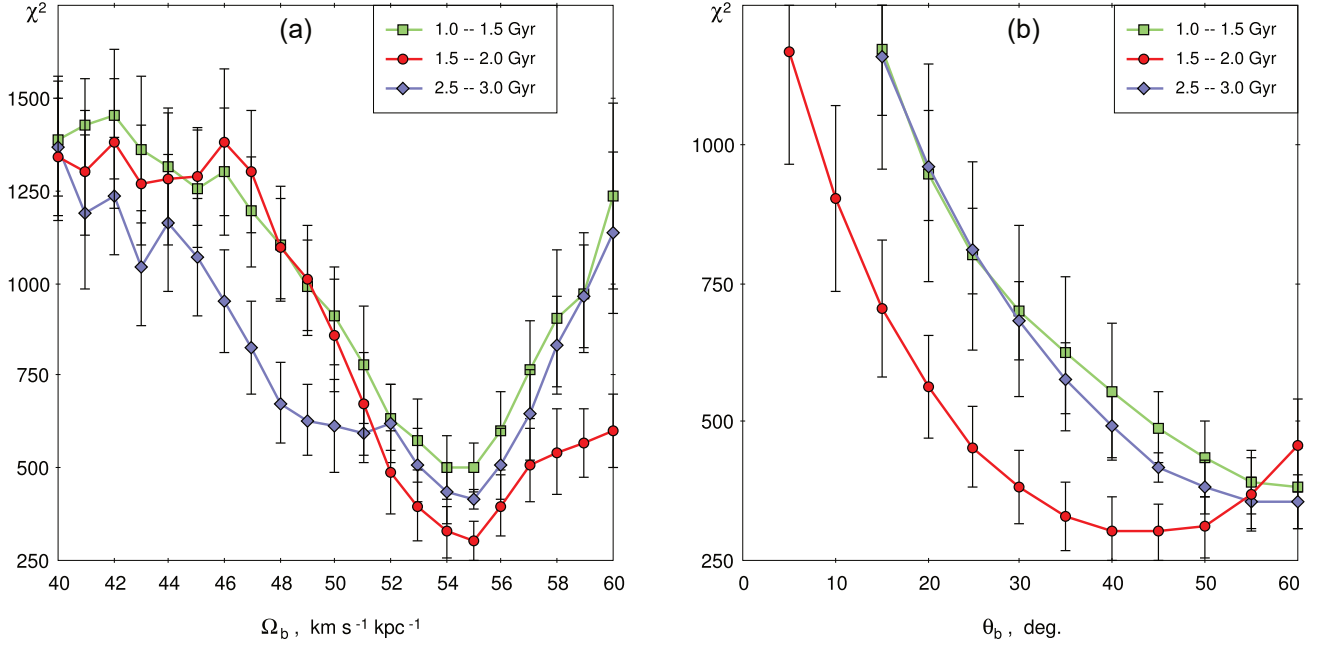


Рис. 1.11. Изменения значений χ^2 , усредненных на интервалах времени $t = 1.0$ – 1.5 млрд лет (зеленые кривые), 1.5 – 2.0 млрд лет (красные кривые) и 2.5 – 3.0 млрд лет (синие кривые) (а) в зависимости от угловой скорости вращения бара Ω_b и (б) в зависимости от позиционного угла бара θ_b . Вертикальные линии показывают ошибки определения значений χ^2 . Функции χ^2 , рассчитанные для интервала времени 1.5 – 2.0 млрд лет, достигают наименьших значений. (а) Минимумы функций χ^2 соответствуют угловой скорости вращения бара $\Omega_b = 55$ км/с/кпк. Интервал 1σ , рассчитанный для периода времени 1.5 – 2.0 млрд лет, составляет $\Omega_b = 52$ – 57 км/с/кпк. (б) Функция χ^2 , построенная для интервала времени 1.5 – 2.0 млрд лет, демонстрирует резкое снижение на интервале позиционных углов 0 – 30° , за которым следует плато с неглубоким минимумом около $\sim 45^\circ$. Интервал 1σ для положения минимума составляет $\theta_b = 25$ – 60° .

ция χ^2 , построенная для интервала времени 1.5 – 2.0 млрд лет, демонстрирует резкое снижение на интервале 0 – 30° , за которым следует плато с неглубоким минимумом около $\sim 45^\circ$. Интервал 1σ для положения минимума составляет $\theta_b = 25$ – 60° . Минимальные значения χ^2 и наиболее убедительный минимум снова демонстрирует кривая для интервала 1.5 – 2.0 млрд лет.

1.8. Сравнение модельных и наблюдательных дисперсий скоростей

На Рисунке 1.12 показаны изменения модельных и наблюдательных дисперсий скоростей вдоль расстояния R . Модельные профили дисперсий σ_R и σ_T построены с шагом во времени 0.2 млрд лет. В целом, модельные и наблюдательные дисперсии скоростей согласуются в пределах $\sim 15\%$ на интервале расстояний $R = 6.0$ – 9.0 кпк. Модельные дисперсии скоростей вне радиуса коротации ($R > 4.0$ кпк) меняются лишь незначительно в течение всего времени моделирования. Внутри радиуса ко-

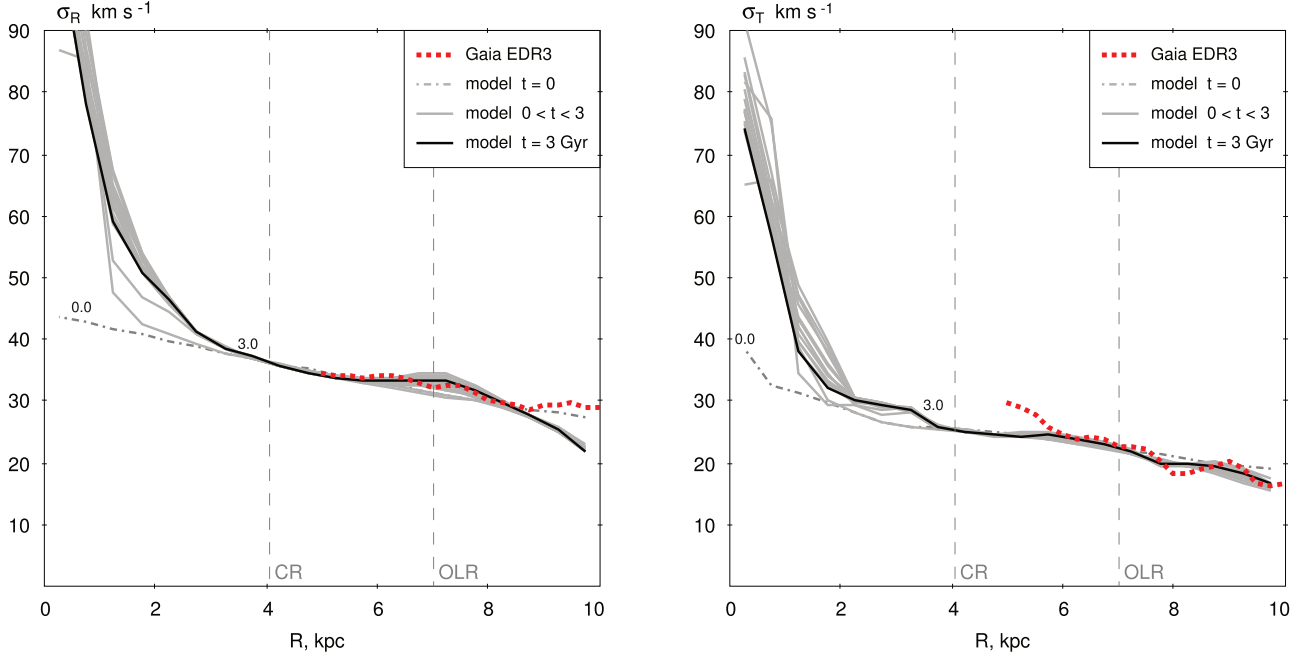


Рис. 1.12. Изменения радиальной (слева) и азимутальной (справа) дисперсий скоростей вдоль расстояния R для модельных (черные и серые кривые) и наблюдательных (красные пунктирные кривые) скоростей. Модельные профили дисперсий скоростей показаны с шагом во времени 0.2 млрд лет. Видны небольшие колебания радиальной дисперсии скорости σ_R вблизи OLR. Модельные и наблюдательные дисперсии скоростей согласуются в пределах $\sim 15\%$ на интервале расстояний $R = 6.0\text{--}9.0$ кпк.

ротации они демонстрируют быстрый рост только в течение первых 0.6 млрд лет, после чего изменения становятся очень малыми. Вблизи OLR происходят небольшие колебания радиальной дисперсии скоростей: от начального значения $\sigma_R = 31.6$ км/с ($t = 0$) до максимума 34.7 км/с при $t = 1.3$ млрд лет и затем обратно до 32.8 км/с при $t = 2.5$ млрд лет. Вероятно, эти колебания обусловлены настройкой орбит вблизи резонансных колец R_1 и R_2 .

1.9. Сравнение с данными *Gaia* DR3

После выхода третьего выпуска данных *Gaia* DR3 возникла необходимость уточнить, насколько отличаются друг от друга наблюдательные профили скоростей и дисперсии скоростей, полученные по данным *Gaia* DR3 и EDR3. В случае больших отличий потребовалось бы уточнение модели.

В Работе №2 из списка публикаций по теме диссертации было проведено это исследование. Из данных *Gaia* DR3 были отобраны звезды, соответствующие критериям, описанным в Разделе 1.1. Финальная выборка составила ~ 8.32 млн звезд. Были построены профили распределения медианных скоростей и дисперсий скоростей для полученной выборки звезд.

На Рисунке 1.13 показано распределение медианных скоростей V_R , V_T и V_z

и дисперсий скоростей σ_R , σ_T и σ_z вдоль расстояния R , полученных по данным *Gaia* EDR3 и *Gaia* DR3. Среднее различие скоростей и дисперсий скоростей не превышает 1 км/с. Основное отличие заключается в профиле радиальной скорости V_R (Рисунок 1.13а), который на расстоянии $R = 8.5$ кпк имеет минимум, глубина которого по данным *Gaia* DR3 и *Gaia* EDR3 составляет соответственно -5.2 и -2.8 км/с. Это различие не меняет общей тенденции: плавного спада радиальных скоростей вблизи солнечного круга.

1.10. Зависимость результатов от выбора галактоцентрического расстояния Солнца R_0

Оценки значения галактоцентрического расстояния Солнца R_0 разнятся. Построенная модель хорошо воспроизводит наблюдательные профили распределения скоростей, полученные для значения $R_0 = 7.5$ кпк (см. Уравнения 1.1–1.6), однако в самой модели никак не заложен этот параметр. Профили распределения радиальных скоростей V_R , полученные по данным *Gaia* при выборе значений R_0 в диапазоне 7.0–9.0 кпк, показаны на Рисунке 1.14 кривыми различных цветов. Видно, что профили смещаются друг относительно друга вправо (в сторону больших R) с ростом R_0 , практически полностью сохраняя свою форму. Известно, что с уменьшением угловой скорости вращения бара Ω_b , модельные профили скоростей, как и положение OLR, сдвигаются вправо, в сторону больших R (см. левую панель Рисунка 1.10). Таким образом, при любом выбранном значении R_0 , положение OLR бара будет находиться вблизи солнечного круга, однако из-за перемасштабирования абсолютное значение Ω_b должно быть немного изменено: при увеличении значения расстояния Солнца R_0 , значение угловой скорости вращения бара Ω_b должно быть уменьшено. При увеличении R_0 на 0.5 кпк, профиль радиальной скорости также сдвигается на 0.5 кпк в сторону больших R , что приводит к уменьшению необходимой угловой скорости вращения бара Ω_b на ~ 2.5 км/с/кпк, что лежит в пределах ошибок определения $\Omega_b = 52\text{--}57$ км/с/кпк (см. Рисунок 1.11).

1.11. Коррекция расстояний *Gaia*

В данной работе расстояния до звезд *Gaia* DR3 оценивались как обратный параллакс: $d = 1/\varpi$. Известно, что для отдельных объектов с большой относительной ошибкой параллакса такой способ может приводить к систематическим смещениям. Однако в настоящем исследовании анализируются зависимости компонентов медианных скоростей V_R и V_T от расстояния R , полученные путем усреднения по большим выборкам звезд. Такое усреднение существенно снижает влияние ошибок отдельных измерений и обеспечивает устойчивость получаемых медианных значений.

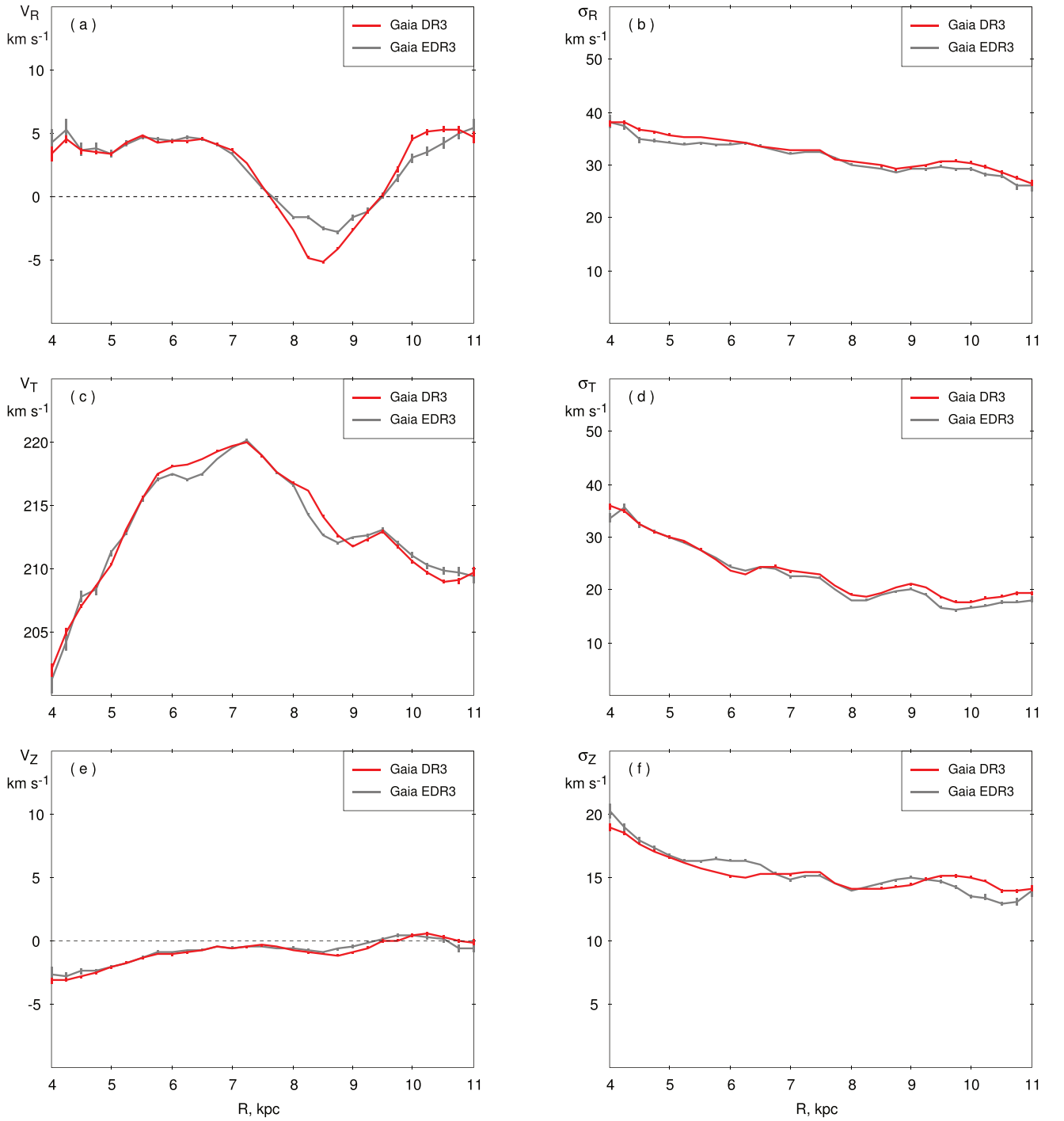


Рис. 1.13. Левая панель: зависимости радиального V_R , азимутального V_T и вертикального V_z компонентов медианной скорости от галактоцентрического расстояния R , вычисленные по данным *Gaia* EDR3 (серые линии) и *Gaia* DR3 (красные линии). Вертикальные линии на кривых указывают случайные ошибки определения медианных скоростей. Правая панель: зависимости дисперсий радиальных σ_R , азимутальных σ_T и вертикальных σ_z скоростей от расстояния R .

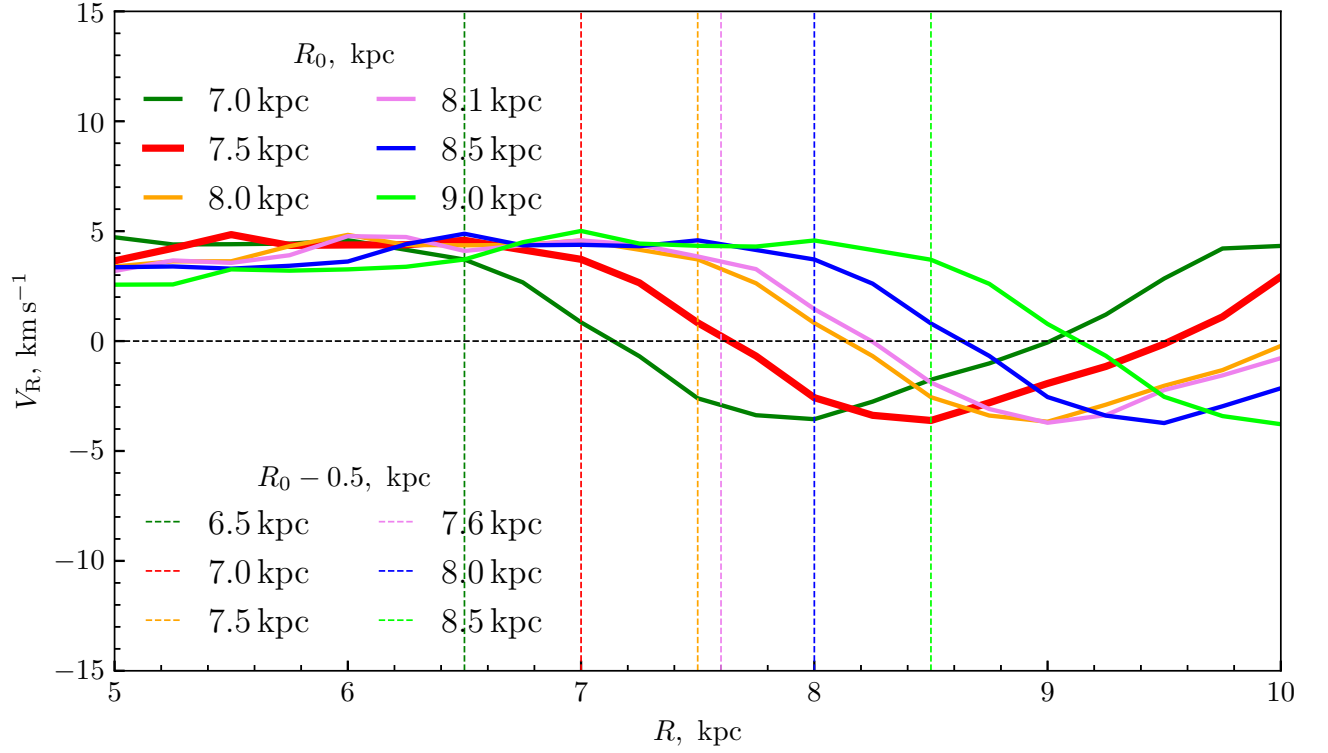


Рис. 1.14. Профили радиальной скорости V_R , полученные по данным *Gaia* DR3 в предположении о различных значениях галактоцентрического расстояния Солнца R_0 (цветные кривые). С уменьшением R_0 на 0.5 кпк, наблюдательные профили сдвигаются влево, в сторону меньших R , также приблизительно на 0.5 кпк. Вертикальные штриховые линии показывают положение OLR, приблизительно соответствующее $R_0 - 0.5$ кпк.

Для проверки корректности применения данного метода были также вычислены расстояния с использованием байесовского подхода Bailer-Jones (2015) [116], в котором априорное распределение расстояний задается в виде экспоненциально убывающей пространственной плотности $P(r) \propto r^2 \exp(-r/L)$. В данной работе использовано значение масштабной длины $L = 1.35$ кпк. Полученные результаты дополнительно сопоставлены с зависимостями, построенными на основе расстояний из каталога Bailer-Jones et al. (2021) [117], где используется более реалистичное априорное распределение, зависящее от галактических координат и основанное на модели пространственного распределения звезд в Галактике. Сравнение показало, что различия между полученными зависимостями не превышают 1.3 км/с в диапазоне расстояний $R = 5.0\text{--}10.0$ кпк, и заметно меньше в окрестности Солнца. Для радиальной скорости V_R в представляющем наибольший интерес диапазоне $6.0\text{--}9.0$ кпк разница не превышает 0.4 км/с. Это подтверждает оправданность применения обратного параллакса для целей анализа медианных профилей скоростей. Таким образом, выбранный подход обеспечивает надежную оценку глобальных тенденций в кинематике звезд диска, не влияя на выводы о характере распределения скоростей V_R и V_T в зависимости от расстояния.

На Рисунке 1.15 приведены профили компонентов медианных скоростей V_R (a), V_T (b) и V_z (c), полученные по данным *Gaia* DR3 с использованием различных методов определения расстояния до источников d . Видно, что полученные кривые в целом хорошо совпадают. На Рисунке 1.15 (d) приведена разница в определении радиальной скорости V_R (черная кривая) и поправка к расстоянию d (красная кривая) в зависимости от расстояния R .

1.12. Основные выводы

В данной главе описана методика исследования кинематики звезд в окрестности внешнего линдбладовского резонанса бара Галактики. На основе данных каталога *Gaia* была сформирована выборка звезд с надежно измеренными параллаксами, собственными движениями и лучевыми скоростями. Для выбранных объектов были вычислены галактоцентрические координаты и компоненты скоростей, что позволило построить наблюдательные профили распределений компонентов медианных скоростей и дисперсий скоростей вдоль галактоцентрического расстояния.

Разработана динамическая модель Галактики, включающая потенциалы основных компонентов: балджа, бара, диска и гало. С помощью численного интегрирования орбит тестовых частиц были получены модельные распределения скоростей, которые сравнивались с наблюдательными данными.

Сравнение модельных и наблюдательных распределений скоростей позволило

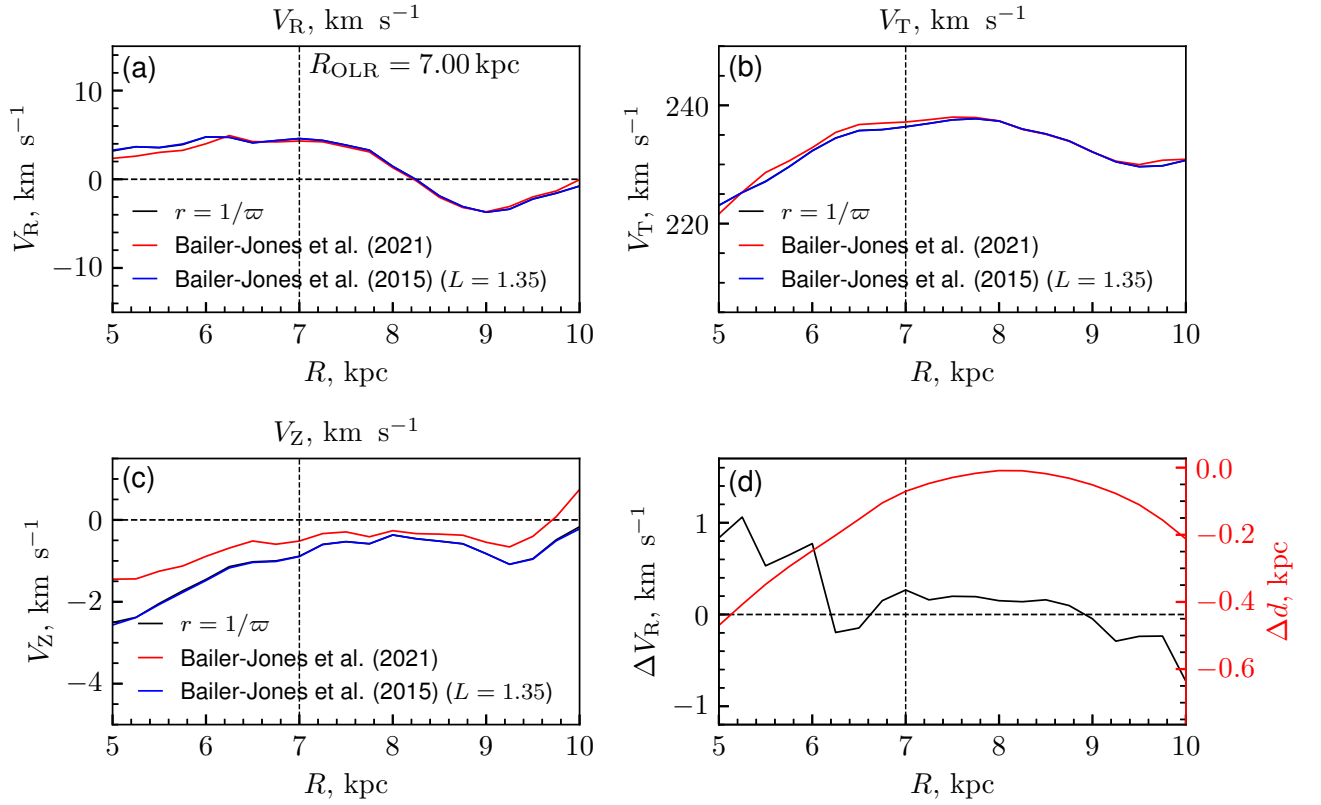


Рис. 1.15. Профили медианных скоростей V_R (a), V_T (b) и V_z (c), полученные с использованием различных подходов к определению расстояния до источника d . Видно, что кривые в целом совпадают. На панели (d) приведена разница в определении радиальной скорости V_R (черная кривая) и поправка к расстоянию d (красная кривая) в зависимости от расстояния R . Вертикальная пунктирная линия показывает положение OLR.

определить параметры модели, наилучшим образом воспроизводящие кинематику звезд в солнечной окрестности:

- Получена оценка угловой скорости вращения бара $\Omega_b = 55_{-3}^{+2}$ км/с/кпк;
- Получена оценка позиционного угла бара относительно Солнца $\theta_b = 45_{-20}^{+15^\circ}$;
- Получена оценка возраста бара $T_b = 1.8 \pm 0.5$ млрд лет.

Показано, что в модельном диске формируются резонансные кольца всех основных типов, в частности, представляющие наибольший интерес внешние резонансные кольца R_1 и R_2 . Полученные результаты служат основой для дальнейшего исследования резонансных структур и особенностей движения звезд в диске Галактики.

Глава 2. Периодические изменения морфологии резонансных колец¹

В дисковых галактиках, содержащих бар, вблизи резонансов часто формируются крупномасштабные морфологические структуры, такие как резонансные кольца и псевдокольца. Эти структуры возникают вследствие резонансной настройки орбитальных движений звезд и газа в диске под воздействием вращения бара. Вблизи внешнего линдбладовского резонанса формируются внешние кольца типов R_1 и R_2 , которые отличаются ориентацией относительно большой оси бара.

Численные модели галактик показывают, что морфология таких резонансных структур может меняться со временем. Изменения могут быть связаны с эволюцией орбит звезд, их прецессией и колебаниями направления вытянутости орбит. Понимание механизмов, определяющих такие изменения, имеет важное значение для интерпретации наблюдаемой структуры дисков галактик.

На Рисунках 1.7 и 1.12 видно, что резонансные кольца в модельном диске формируются не мгновенно, а только к моменту времени ~ 1 млрд лет. После формирования они не остаются неизменными — происходят небольшие периодические изменения. Эти периодические изменения плотности достаточно малы вследствие большой дисперсии скоростей. Данная глава посвящена подробному изучению этих периодических изменений. Особое внимание уделяется изучению распределения плотности звезд в различные моменты времени, а также анализу орбит, поддерживающих наблюдаемые периодические изменения морфологии резонансных колец.

2.1. Распределение плотности в диске Галактики

Поскольку изменения малы, для их прямого наблюдения в диске необходимо увеличить контраст изображения. Рисунок 2.1 показывает распределения звезд в плоскости Галактики в моменты времени 1.0, 1.5, 2.0 и 2.5 млрд лет, обработанные программой, увеличивающей контраст. Для каждой частицы вычислялась локальная поверхностная плотность звезд Σ_1 в окрестности радиуса 50 пк, которая сравнивалась с начальной плотностью Σ_0 в момент $t = 0$, когда распределение звезд имело чисто экспоненциальный вид.

Частицы с отношением плотностей $\Sigma_1/\Sigma_0 \leq 1.0$ исключались из изображения. При $\Sigma_1/\Sigma_0 \geq h$ частицы включались в изображение с вероятностью $P = 100\%$. В диапазоне $1.0 < \Sigma_1/\Sigma_0 < h$ вероятность включения частицы задавалась выражением

$$P = \frac{\Sigma_1 - \Sigma_0}{\Sigma_0 (h - 1)} 100\%, \quad (2.1)$$

¹Данная Глава основана на Работе №2 из списка публикаций по теме диссертации.

что обеспечивает плавное изменение вероятности от 0 до 100% при росте отношения Σ_1/Σ_0 от 1.0 до h . Значение параметра контраста принималось равным $h = 1.5$.

Видно, что в модельном диске формируется внутреннее псевдокольцо, расположенное между радиусами коротации (CR) и резонанса $-4/1$, внешнее псевдокольцо R_2 , лежащее снаружи радиуса OLR, а также внешнее кольцо R_1 , вытянутое перпендикулярно бару между радиусами резонансов $-4/1$ и OLR. Кольцо R_1 демонстрирует периодические изменения: усиление то отстающих ($t = 0.5, 1.0, 2.5$ и 3.0 млрд лет), то лидирующих ($t = 1.5$ и 2.0 млрд лет) сегментов. Эллиптическое кольцо можно разбить по осям симметрии на 4 подобных сегмента, каждый из которых аппроксимируется логарифмической спиралью (Уравнение 2.2). Если R увеличивается с ростом θ , то сегмент является лидирующим. Если же R уменьшается с ростом θ , то сегмент является отстающим. Угол θ увеличивается в направлении галактического вращения. Вблизи OLR внешнее кольцо R_1 соединяется с кольцом R_2 . Плотность в центральной области Галактического диска относительно мала. Это обусловлено тем, что в процессе роста бара много частиц падает на центр: к моменту полного включения бара $t = 450$ млн лет, 19% частиц из области $R < 1$ кпк перемещаются в область $R < 0.02$ кпк и исключаются из моделирования. Внутри бара плотность звезд увеличена только вблизи концов, что обусловлено настройкой эпициклических движений и тем фактом, что движения по эпициклам происходят в направлении, противоположном вращению Галактики.

Логарифмическая спиральная волна задается уравнением:

$$R = C e^{\text{tg}(\gamma) (\theta - \theta_1)}, \quad (2.2)$$

где γ — угол закрутки спиральных рукавов, θ — галактоцентрический угол, R и C — галактоцентрические расстояния до спирали при галактоцентрических углах θ и θ_1 . При θ , отсчитываемом в направлении галактического вращения, отрицательные и положительные значения γ описывают соответственно отстающие и лидирующие спиральные рукава. Как было сказано выше, если эллиптическое кольцо разбить на четыре части по двум осям симметрии, то каждую четверть можно аппроксимировать сегментом лидирующего или отстающего спирального рукава, поэтому эллиптическое кольцо может быть представлено в виде суперпозиции лидирующих и отстающих спиральных возмущений с одинаковыми по абсолютным значениям углами закрутки $|\gamma|$.

Амплитуды спиральных колебаний в распределении N объектов в плоскости Галактики определяются из соотношения:

$$A(p, m) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N e^{-i(m\theta_j + p \ln R_j)}, \quad (2.3)$$

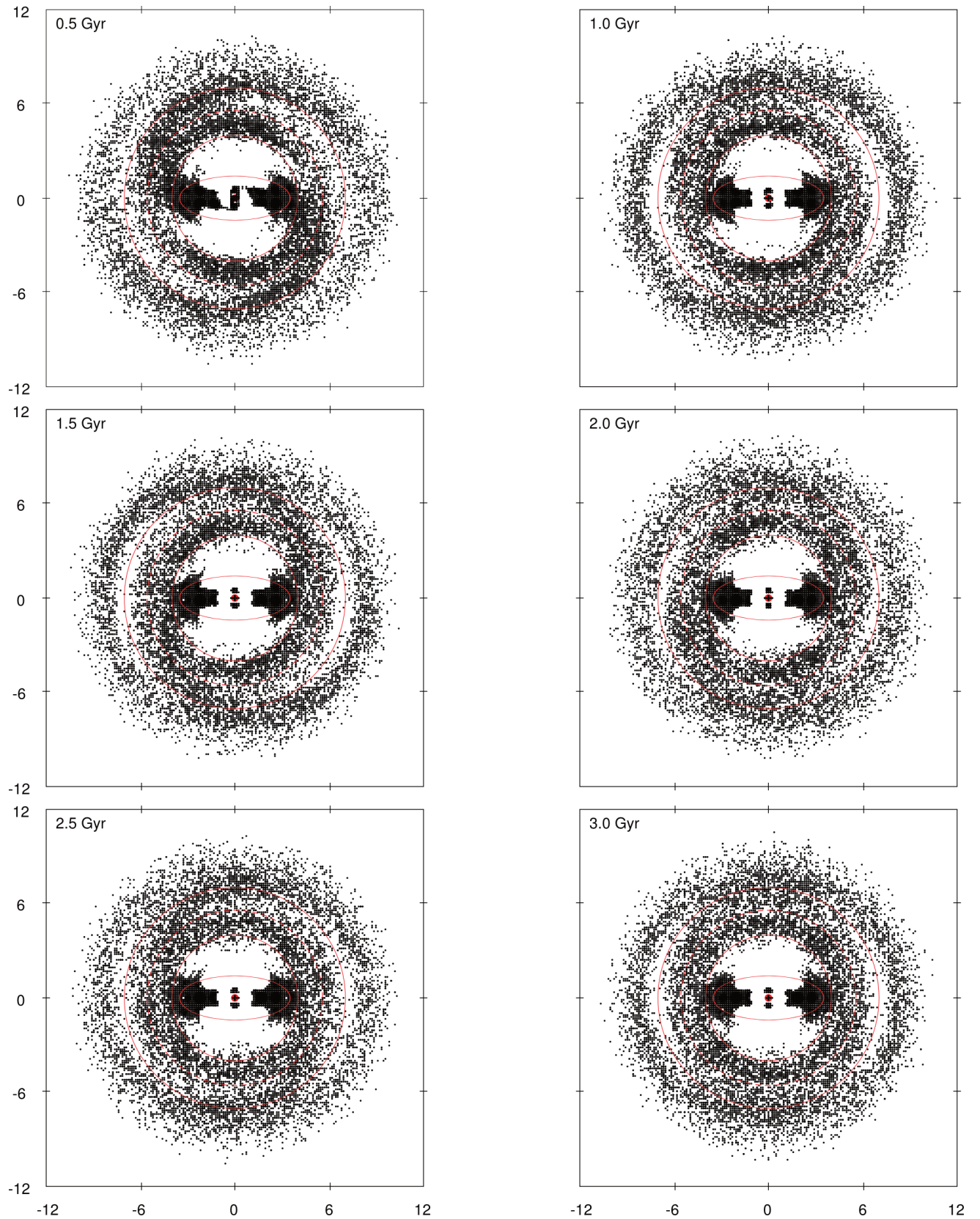


Рис. 2.1. Распределения звезд в диске Галактики в моменты времени 1.0, 1.5, 2.0 и 2.5 млрд лет с начала моделирования, обработанные программой, увеличивающей контраст. Показано только 10% звезд. Положение бара отмечено красным эллипсом, а красные окружности указывают положения CR и OLR; пунктирная линия показывает положение резонанса $-4/1$. Галактика вращается против часовой стрелки. Размеры фреймов 24×24 кпк.

где $p = -m/\operatorname{tg} \gamma$,

а m — число спиральных рукавов [40, 118, 119]. Так как кольцевые эллиптические структуры имеют порядок симметрии, равный 2, рассматривается только $m = 2$. Параметр p определяет угол закрутки спиральных рукавов γ : $p > 0$ соответствует отстающим спиральным рукавам, а $p < 0$ — лидирующим.

Рисунок 2.2 (а, с) показывает распределения модельных частиц в плоскости $(\theta, \ln R/R_{\text{CR}})$ в моменты времени $t = 1.0$ и $t = 1.5$ млрд лет. Видно, что звезды концентрируются к прямым линиям, соответствующим положениям логарифмических спиральных рукавов. Наклон линий влево ($t = 1.0$ млрд лет) или вправо ($t = 1.5$ млрд лет) указывает на преобладание отстающих ($t = 1.0$ млрд лет) или лидирующих ($t = 1.5$ млрд лет) спиральных рукавов.

Рисунок 2.2 (b, d) представляет амплитуды Фурье-преобразований $|A_2|$ для внешнего кольца R_1 ($R_{-4/1} < R < R_{\text{OLR}}$) и внешнего кольца R_2 ($R_{\text{OLR}} < R < R_{\text{OLR}} + 1.5$ кпк). При $t = 1.0$ млрд лет полые максимумы амплитуды $|A_2|$ в двух областях соответствуют $p \approx 10$, что говорит о преобладании отстающих спиральных рукавов с углом закрутки $\gamma \approx -10^\circ$. В момент $t = 1.5$ млрд лет в областях внешних колец преобладают лидирующие спиральные рукава.

2.2. Периодические изменения плотности отстающих и лидирующих сегментов резонансных колец

Для количественного описания эволюции резонансных колец проанализируем временные изменения их морфологии и оценим соответствующие характерные периоды. На Рисунке 2.3 (левые панели) представлена зависимость от времени максимального значения Фурье-амплитуды $|A_2|$, обозначенного как A_{max} , для области внешних колец. Правые панели Рисунка 2.3 иллюстрируют изменения параметра p_{max} , соответствующего максимальному значению амплитуды $|A_2|$. Параметр $p_{\text{max}} = -m/\operatorname{tg} \gamma$ характеризует угол закрутки γ доминирующего в данный момент двухрукавного спирального узора. Изменения амплитуды A_{max} во внешнем кольце R_1 ($R_{-4/1} < R < R_{\text{OLR}}$) и во внешнем кольце R_2 ($R_{\text{OLR}} < R < R_{\text{OLR}} + 1.5$ кпк) практически синхронизированы.

В первом приближении эти изменения амплитуды A_{max} и параметра p_{max} можно описать косинусоидальными колебаниями с периодом P :

$$A_{\text{max}} = C_0 + C_1 \sin(2\pi t/P) + C_2 \cos(2\pi t/P), \quad (2.4)$$

$$p_{\text{max}} = D_0 + D_1 \sin(2\pi t/P) + D_2 \cos(2\pi t/P), \quad (2.5)$$

где C_0 и D_0 — средние значения, $C_3 = \sqrt{C_1^2 + C_2^2}$ и $D_3 = \sqrt{D_1^2 + D_2^2}$ — амплитуды

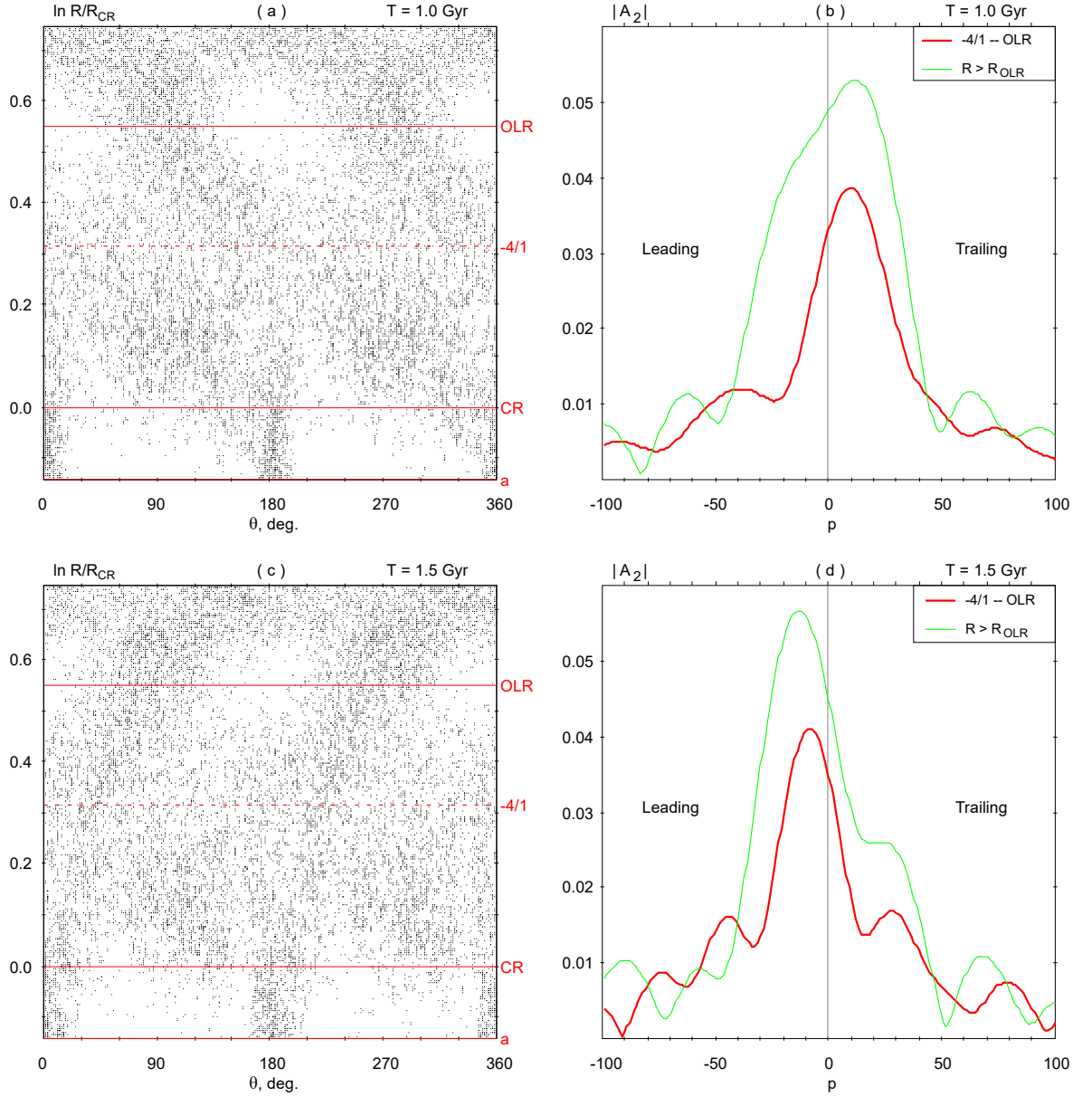


Рис. 2.2. Положения спиральных рукавов и Фурье-амплитуды $|A_2|$, вычисленные для моментов времени $t = 1.0$ млрд лет (верхний ряд) и $t = 1.5$ млрд лет (нижний ряд). (а, с) Распределения звезд в плоскости $(\theta, \ln R/R_{CR})$. Красные горизонтальные линии указывают положения резонансов и значение длины большой оси бара a . Звезды концентрируются к прямым линиям, которые соответствуют положению логарифмических спиральных рукавов. Наклон линий влево ($t = 1.0$ млрд лет) или вправо ($t = 1.5$ млрд лет) указывает на преобладание отстающих ($t = 1.0$ млрд лет) или лидирующих ($t = 1.5$ млрд лет) спиральных рукавов. (b, d) Результаты разложения распределений звезд на спиральные гармоники в областях внешних колец R_1 ($R_{-4/1} < R < R_{OLR}$) и R_2 ($R_{OLR} < R < R_{OLR} + 1.5$ кпк). Показаны значения амплитуды $|A_2|$ в зависимости от параметра p , задающего ориентацию спиральных рукавов: при $p > 0$ рукава являются отстающими, а при $p < 0$ — лидирующими. Вертикальная линия соответствует случаю $p = 0$. В момент времени $t = 1.0$ млрд лет максимумы амплитуды $|A_2|$ соответствуют отстающим спиральным рукавам в двух областях, а в момент $t = 1.5$ млрд лет преобладают лидирующие спиральные рукава.

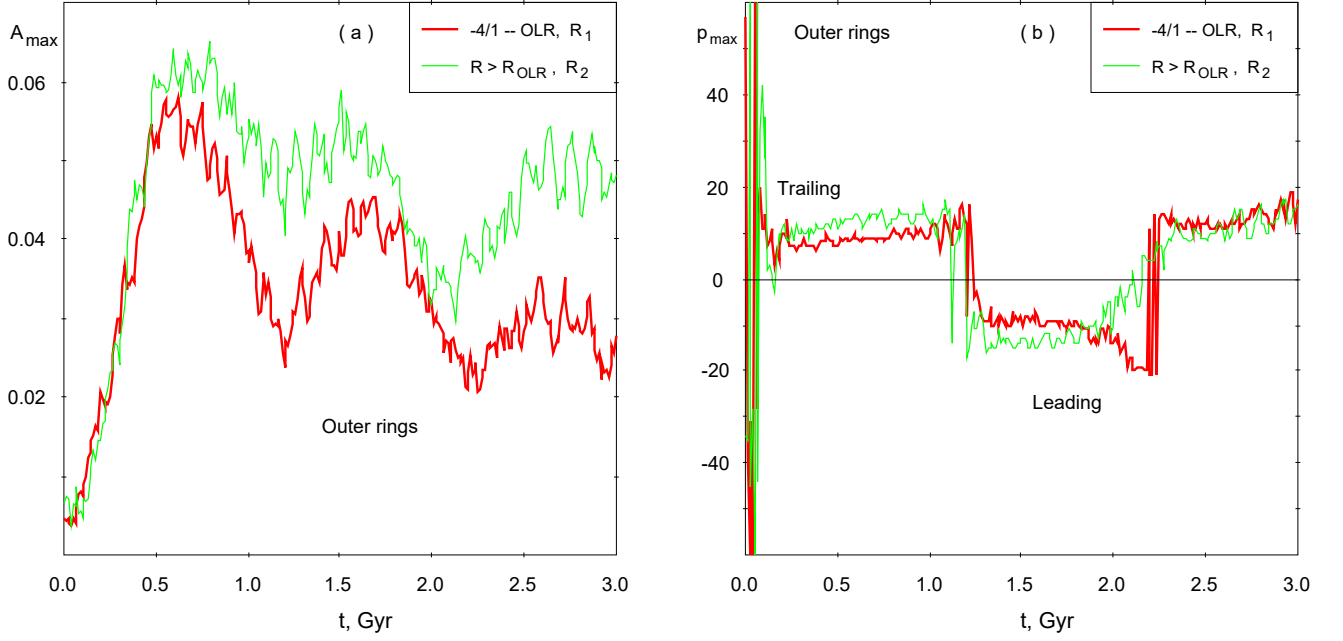


Рис. 2.3. (а) Максимальные значения Фурье-амплитуды $|A_2|$ в области внешних колец в зависимости от времени. (б) Изменение параметра $p_{\max} = -m/\tan \gamma$, соответствующего положению максимума амплитуды $|A_2|$. Для областей внешних колец R_1 и R_2 наблюдается синхронность изменения параметров $A_{\max}$ и $p_{\max}$.

колебаний, а $\phi_a = \arctg C_2/C_1$ и $\phi_p = \arctg D_2/D_1$ — фазы начальных колебаний $A_{\max}$ и $p_{\max}$, соответственно.

Колебания аппроксимируются, начиная с момента времени $t = 0.5$ млрд лет, когда бар достигает полной силы. Уравнения 2.4 и 2.5 являются линейными по параметрам C_0, C_1, C_2, D_0, D_1 и D_2 и нелинейными по периоду колебаний P . Значения периода перебирались в диапазоне $P \in [0.03, 5.0]$ млрд лет с шагом 0.01 млрд лет. Для каждого значения P определялись линейные коэффициенты и вычислялось значение функции χ^2 — суммы квадратов нормализованных невязок между аналитическим представлением (Уравнение 2.4 или 2.5) и модельными колебаниями (Рисунок 2.3).

Рисунок 2.4 иллюстрирует функции χ^2 , вычисленные для областей внешних колец R_1 ($R_{-4/1} < R < R_{\text{OLR}}$) и R_2 ($R_{\text{OLR}} < R < R_{\text{OLR}} + 1.5$ кпк). Наиболее вероятные периоды колебаний параметра $p_{\max}$ составляют 1.93 ± 0.09 млрд лет для R_1 и 2.00 ± 0.09 млрд лет для R_2 , что соответствует минимумам функции χ^2 . В случае амплитуды $A_{\max}$ зависимость $\chi^2(P)$ имеет иную форму: локальные минимумы располагаются вблизи 0.96 ± 0.02 и 0.97 ± 0.02 млрд лет для R_1 и R_2 соответственно. За минимумом следует локальный максимум, однако при больших значениях периода ($P > 2.0$ млрд лет) функция быстро убывает. В области внешних колец периоды колебаний параметров $p_{\max}$ и $A_{\max}$ составляют $P = 2.0 \pm 0.1$ и $P = 0.97 \pm 0.02$ млрд лет.

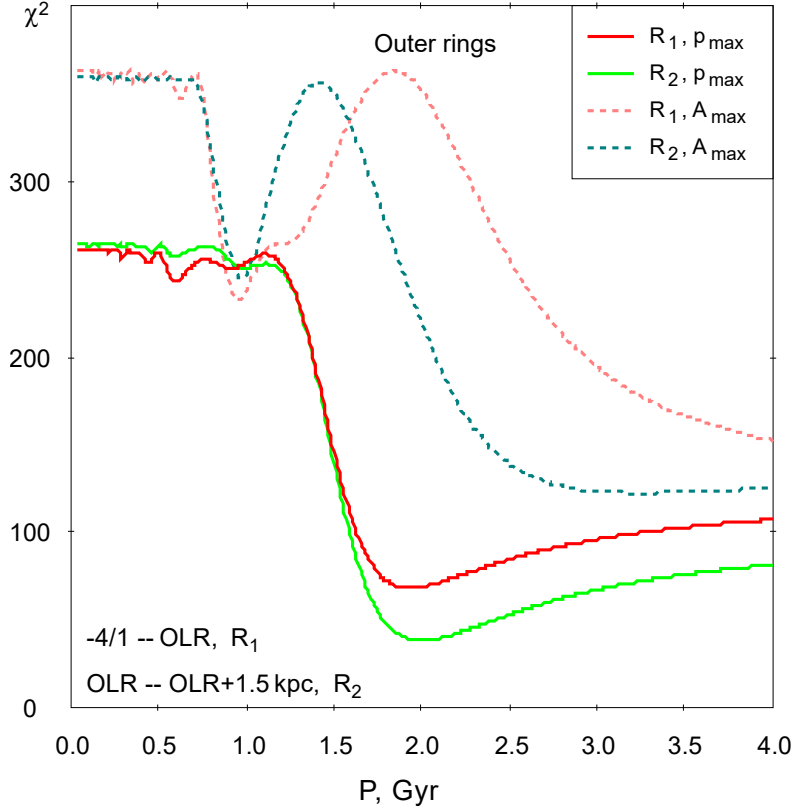


Рис. 2.4. Зависимости χ^2 от периода P : колебания параметра $p_{\max} = -m/\operatorname{tg} \gamma$ и амплитуды $A_{\max}$ в области внешних колец R_1 и R_2 . Функции χ^2 , полученные из анализа колебаний параметра $p_{\max}$ (сплошные линии), достигают минимальных значений при $P = 1.93 \pm 0.09$ млрд лет в области кольца R_1 и $P = 2.00 \pm 0.09$ млрд лет в области кольца R_2 . Функции χ^2 , полученные из анализа колебаний амплитуды $A_{\max}$ (пунктирные линии), достигают локального минимума при $P = 0.96 \pm 0.02$ млрд лет (R_1) и $P = 0.97 \pm 0.02$ млрд лет (R_2), затем следует локальный максимум и резкое падение при $P > 2.0$ млрд лет.

2.3. Качания орбит вблизи OLR бара

Выше было показано, что периодические усиления отстающих и лидирующих сегментов внешних колец, проявляющиеся в колебаниях параметра $p_{\max}$, происходят с периодом 2.0 ± 0.1 млрд лет. Для выяснения природы этих изменений была рассмотрена орбита, возможно, играющая ключевую роль в формировании периодических изменений морфологии. Рисунок 2.5 (а) иллюстрирует орбиту звезды в системе отсчета, вращающейся с угловой скоростью бара (ср. Рисунки 3.6 и 5.7). Начальные координаты $X(0) = 0$ и $Y(0) = R_{\text{OLR}}$, а начальные скорости $V_R(0) = 0$ и $V_T(0) = V_c$, где V_c соответствует скорости кривой вращения на расстоянии R_{OLR} . В интервале времени 0–1 млрд лет (зеленая линия) направление вытянутости орбиты оказывается наклоненным вправо относительно малой оси бара. В интервале 1–2 млрд лет (красная линия) наклон меняется на противоположный, и орбита оказывается ориентированной влево. В период 2–3 млрд лет (синяя линия) орбита возвращается к исходной ориентации с наклоном вправо. При наклоне вправо орбита поддерживает отстающие сегменты колец R_1 и R_2 , а при наклоне влево — лидирующие сегменты внешних колец.

На Рисунке 2.5 (а) показано предполагаемое положение Солнца, отстающее от направления большой оси бара на угол $\theta_b = 45^\circ$ (желтый кружок). Орбиты, наклоненные вправо относительно малой оси бара (зеленые и синие линии), способны приводить к появлению в окрестности Солнца избытка отрицательных радиальных скоростей. Такие структуры могут возникать и исчезать в определенные интервалы времени (см. Главу 3). Временная эволюция удельного углового момента L и полной удельной энергии $E = K + \Phi$ показана на Рисунке 2.5 (b) красной и синей кривыми соответственно. Величины K и Φ — удельные кинетическая и потенциальная энергии звезды. Из-за присутствия в модели изотермического гало потенциал возрастает без ограничения на больших расстояниях. Поэтому в выражение для Φ была введена константа, обеспечивающая обращение потенциальной энергии в нуль на расстоянии $R_{\max} = 11$ кпк. Хорошо различимы как короткопериодические, так и долгопериодические колебания L и E .

Поскольку бар представляет собой неосесимметричное возмущение, вращающееся с угловой скоростью Ω_b , угловой момент L и полная энергия звезды E не являются интегралами движения. В ходе движения относительно бара звезда периодически обменивается с ним энергией и угловым моментом, что приводит к возникновению колебаний этих величин.

За один оборот относительно бара такой обмен происходит дважды, формируя короткопериодическую компоненту. Полученные периоды короткопериодических и долгопериодических вариаций составляют $P = 0.13 \pm 0.01$ и $P = 1.91 \pm$

0.01 млрд лет соответственно. При этом сохраняется комбинация величин L и E , задаваемая интегралом Якоби [40].

$$E_J = E - \Omega_b L. \quad (2.6)$$

Значение интеграла Якоби E_J вблизи радиуса OLR после полного включения бара сохраняется с относительной точностью порядка 10^{-5} .

На Рисунке 2.5 (b) показано, как звезда постепенно получает от бара угловой момент и энергию, а затем постепенно их теряет. Для проверки характера эволюции орбиты интегрирование было продолжено до $t = 6$ млрд лет. Это позволило убедиться, что изменения L , E и других параметров носят периодический характер.

Рисунок 2.6 (a) иллюстрирует изменения галактоцентрического расстояния R и мгновенной угловой скорости $\dot{\theta}$ со временем для звезды, орбита которой показана на Рисунке 2.5. Колебания R и $\dot{\theta}$ происходят в противофазе. С ростом амплитуды колебаний увеличивается и среднее значение расстояния $\bar{R}$. Форма зависимости указывает на наличие биений, что естественно ожидать при одновременном действии двух процессов с близкими характерными частотами. В окрестности резонанса такими процессами являются периодическое воздействие бара с частотой $2(\bar{\dot{\theta}} - \Omega_b)$ и эпициклические колебания звезды, характеризуемые частотой κ . Частота биений формально задается выражением

$$w_{bt} = 2(\bar{\dot{\theta}} - \Omega_b) + \kappa(\bar{R}), \quad (2.7)$$

где коэффициент $1/2$ отсутствует, поскольку амплитуда биений дважды за период достигает экстремальных значений. Знак «плюс» перед κ обусловлен тем, что эпициклическое движение происходит в направлении, противоположном вращению Галактики. Среднее значение эпициклической частоты уменьшается с ростом $\bar{R}$.

Рисунок 2.6 (b) демонстрирует изменения направления вытянутости орбиты θ_0 и эксцентриситета, определенных на интервалах одного радиального колебания. Интервалы определялись между последовательными пересечениями звездой радиуса $R = R_{OLR}$ с отрицательной радиальной скоростью. Угол θ_0 меняется неравномерно. Он задерживается вблизи значений $\sim 45^\circ$ и -45° , тогда как вблизи $\theta_0 = 0$ он меняется быстро. В момент резкой перестройки орбиты эксцентриситет и средний радиус $\bar{R}$ достигают минимальных значений. Далее начинается новый цикл колебаний. Угол θ_0 отсчитывается от большой оси бара в направлении вращения Галактики. Значение $\theta_0 = 0$, при котором орбиты вытянута параллельно большой оси бара, соответствует максимальному среднему расстоянию $\bar{R}$. При $\theta_0 \approx 45^\circ$ орбита наклонена вправо и поддерживает отстающие сегменты колец, тогда как при $\theta_0 \approx -45^\circ$ она наклонена влево, поддерживая лидирующие сегменты эллиптических колец. Периоды измене-

ний θ_0 и эксцентриситета составляют $P = 1.95 \pm 0.04$ и $P = 1.93 \pm 0.03$ млрд лет соответственно. Эксцентриситет орбиты меняется в пределах 0.12–0.63.

Рисунок 2.6 (с) показывает эволюцию средних значений $\bar{R}$ и $\bar{\dot{\theta}}$, усредненных на интервалах одного радиального колебания. Средние значения меняются в диапазонах $\bar{R} = 6.98\text{--}7.33$ кпк и $\bar{\dot{\theta}} = 30.73\text{--}32.33$ км/с/кпк. Период этих изменений составляет $P = 1.91 \pm 0.01$ млрд лет.

Значение среднего радиуса $\bar{R}$ колеблется, а не возрастает неограниченно, из-за того, что в моменты времени, соответствующие максимальным значениям $\bar{R}$, орбита ориентирована параллельно большой оси бара. При такой ориентации орбиты бар более эффективно отнимает угловой момент у сегментов орбиты, находящихся внутри OLR, что приводит к уменьшению $\bar{R}$ и повороту орбиты. В течение одного радиального колебания звезда располагается как снаружи, так и внутри OLR (Рисунок 2.6а).

Представление о резонансе как о строго определенном радиусе применимо лишь к круговым орбитам. Для эллиптических орбит реализуется линдбладовская зона [120, 121]. Показано, что отношение эпициклической частоты к угловой скорости кривой вращения

$$M = \kappa/\Omega \quad (2.8)$$

зависит от эксцентриситета орбиты [120]. Для плоской кривой вращения связь между M_{cor} и $M_0 = M(e = 0)$ имеет вид

$$M_{\text{cor}}/M_0 = 1.0013 - 0.00439x + 0.0520x^2 + 0.0169x^3 + 0.00180x^4, \quad (2.9)$$

где

$$x = \lg_{10}(1 - e). \quad (2.10)$$

Поправка на эксцентриситет приводит к небольшому увеличению κ . Для рассматриваемой орбиты максимальная поправка при $e = 0.63$ составляет $+0.51$ км/с/кпк. Это значение мало по сравнению с диапазоном изменения $\kappa = 43.60\text{--}45.89$ км/с/кпк, обусловленным изменениями $\bar{R}$.

Общей особенностью качающихся и прецессирующих орбит является то, что оба типа частично располагаются внутри, а частично снаружи радиуса OLR. Различие между ними связано с поведением угла θ_0 : для качающихся орбит он меняется в ограниченном диапазоне углов, тогда как для прецессирующих орбит такие ограничения отсутствуют [36]. Кроме того, для качающихся орбит характерна смена знака частоты биений w_{bt} в течение одного периода колебаний. Для прецессирующих орбит знак w_{bt} сохраняется неизменным. При $w_{\text{bt}} > 0$ направление вытянутости орбиты вращается в направлении вращения Галактики, а при $w_{\text{bt}} < 0$ — в противоположном

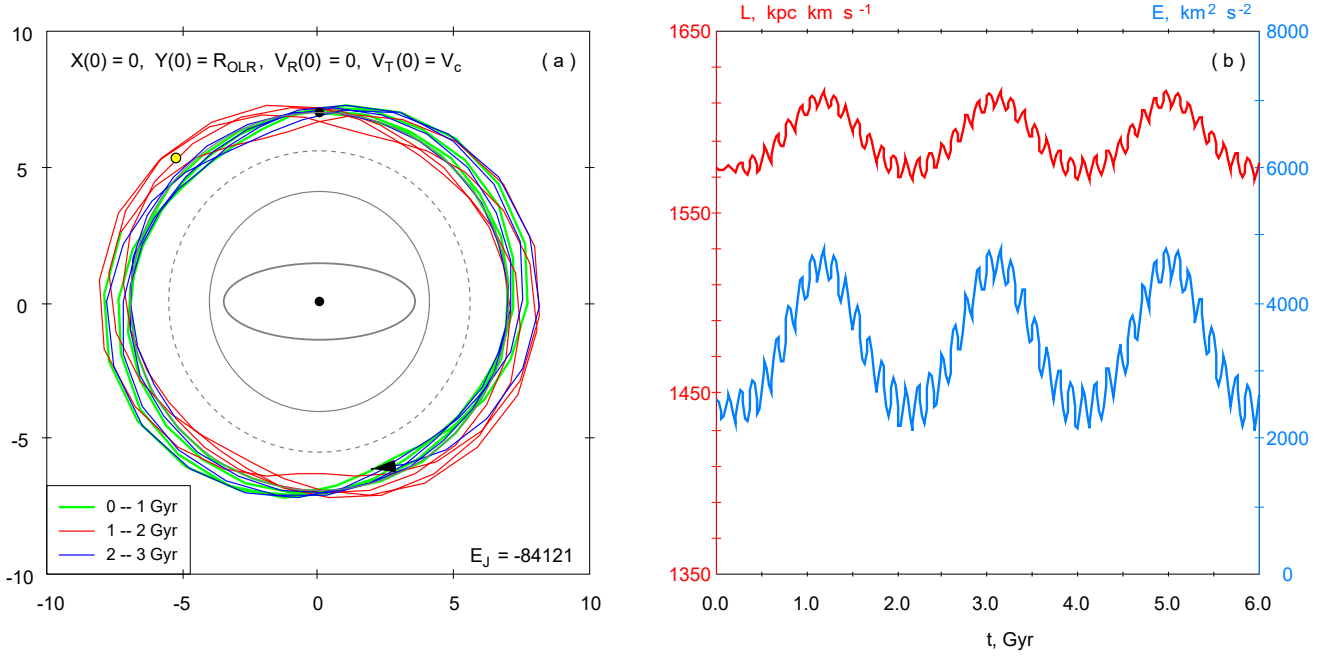


Рис. 2.5. (а) Пример качающейся орбиты: орбита звезды с начальными координатами $X(0) = 0$ и $Y(0) = R_{\text{OLR}}$ и начальными скоростями $V_R(0) = 0$ и $V_T(0) = V_c$ показана в системе отсчета, связанной с вращающимся баром. Черный и желтый кружки показывают соответственно начальное положение звезды и предполагаемое положение Солнца. Сегменты орбиты в периоды времени 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет показаны соответственно зеленым, красным и синим цветом. Галактика вращается против часовой стрелки. Стрелка показывает направление вращения звезды в системе отсчета бара. Положение бара показано эллипсом. Серые сплошные линии указывают положение CR и OLR, пунктирная линия показывает положение внешнего резонанса $-4/1$. В интервале 0–1 млрд лет (зеленая линия) орбита ориентирована вправо относительно малой оси бара, в интервале 1–2 млрд лет (красная линия) — влево, а в период 2–3 млрд лет (синяя линия) возвращается к исходной ориентации. (б) Эволюция со временем углового момента L и полной энергии E звезды. Видны как короткопериодические, так и долгопериодические вариации этих величин. Долгопериодические колебания имеют период $P = 1.91 \pm 0.01$ млрд лет.

направлении.

Рисунок 2.6 (d) показывает изменение частоты биений w_{bt} , вычисленной из Уравнения 2.7. Для расчетов использовались средние значения $\bar{\theta}$ и $\kappa(\bar{R})$. Частота w_{bt} меняет знак, однако большую часть времени остается отрицательной. Анализ изменений w_{bt} дает период $P = 1.91 \pm 0.02$ млрд лет. Частота биений изменяется в противофазе со средним расстоянием $\bar{R}$.

Доля качающихся орбит среди орбит, расположенных по обе стороны от OLR, не превышает 19%. Наиболее вероятным является период около 1.9 млрд лет, а интервал 1.8–2.0 млрд лет охватывает примерно 60% качающихся орбит. Это указывает на существование в модели многочисленной группы орбит с близкими характерными периодом колебаний порядка 1.9 млрд лет.

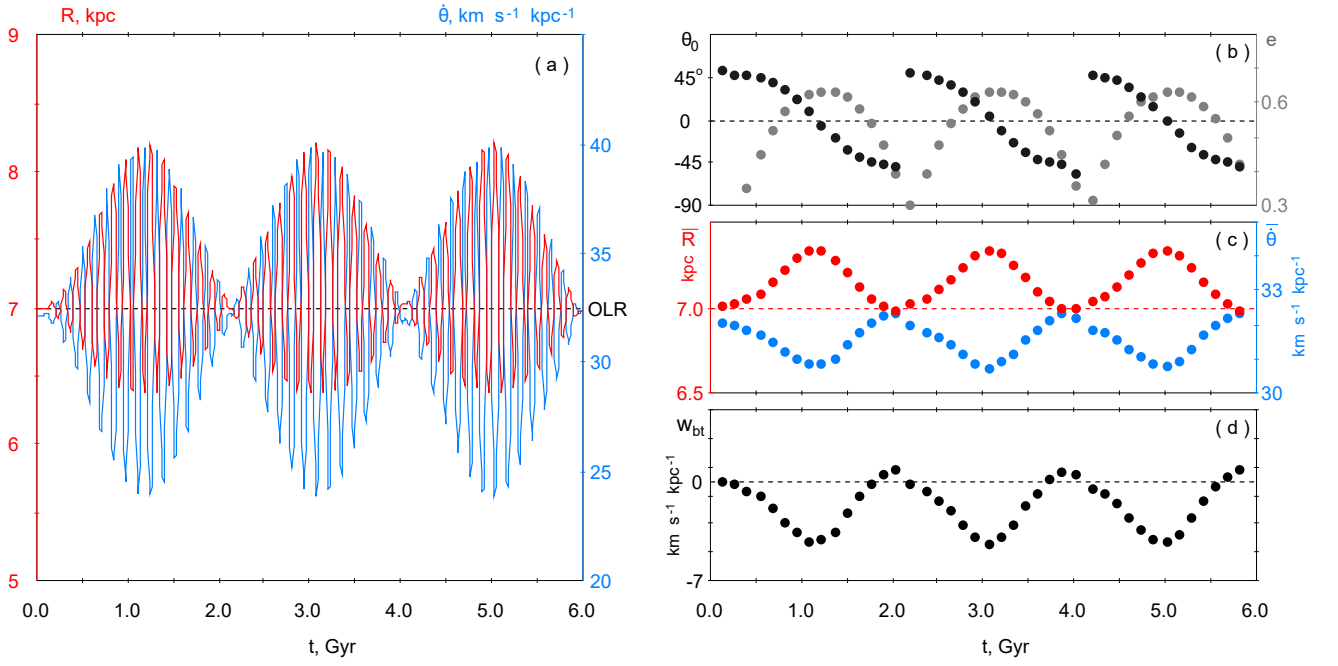


Рис. 2.6. (a) Изменения галактоцентрического расстояния R (красная кривая) и мгновенной угловой скорости $\dot{\theta}$ (синяя кривая) со временем для звезды, показанной на Рисунке 2.5. Колебания R и $\dot{\theta}$ происходят в противофазе. Горизонтальная пунктирная линия показывает положение OLR. (b) Изменение направления вытянутости орбиты θ_0 (красные точки) и эксцентриситета орбиты e (синие точки). Угол θ_0 отсчитывается от большой оси бара в направлении вращения Галактики. (c) Изменение средних значений $\bar{R}$ и $\bar{\dot{\theta}}$. (d) Изменение частоты биений w_{bt} .

2.4. Основные выводы

В данной главе показано, что в модельном диске Галактики формируются внешние резонансные кольца, аналогичные структурам, наблюдаемым в других дисковых галактиках. Анализ распределения плотности звезд показал, что морфология этих колец со временем изменяется, что проявляется в периодическом усилении то лидирующих, то отстающих сегментов кольцевых структур.

Проведенный анализ орбит звезд показал, что эти изменения морфологии поддерживаются орбитами, направление вытянутости которых совершает периодические колебания относительно большой оси бара. Такие орбиты играют важную роль в формировании резонансных структур в диске модельной Галактики (см. Главы 3, 4 и 5). Было показано, что характерный период таких колебаний близок к 2 млрд лет. Это значение периода является характерным для диска модельной Галактики (см. Разделы 3.1, 4.2 и 5.4.4).

Полученные результаты позволяют лучше понять динамическую природу резонансных колец и служат основой для дальнейшего анализа их влияния на кинематику звездного диска.

Глава 3. Горбы на профилях распределения радиальных скоростей и возраст галактического бара¹

В моделях с баром вблизи OLR существует популяция орбит, для которых характерны изменения направления вытянутости относительно большой оси бара. Такие орбиты могут на длительных интервалах времени демонстрировать «качания», при которых направление вытянутости орбиты периодически меняется. В результате на профилях радиальной скорости $V_R(R)$ в отдельных бинах по расстоянию периодически возникают локальные повышения величины V_R . Эти особенности появляются и исчезают с характерным временем порядка нескольких миллиардов лет, а их амплитуда достигает примерно 2 км/с.

Не меньший интерес представляет отсутствие подобных особенностей в наблюдательных данных. Модель показывает «горб» на профиле $V_R(R)$, а по данным *Gaia* такая структура не наблюдается, что позволяет исключить часть допустимых параметров модели. В частности, ограничения накладываются на характеристики бара, его возможный возраст и текущую фазу колебаний орбит. Таким образом, «горбы» могут использоваться в качестве дополнительного критерия при сопоставлении модели с наблюдениями и для косвенной оценки динамической эволюции бара.

В данной главе рассматривается возникновение горбов на профилях $V_R(R)$ вблизи OLR в динамической модели Галактики с аналитическим баром (см. Главу 1). Предлагается критерий отбора звезд, ответственных за формирование этих горбов, исследуются статистические свойства орбит сформированной подвыборки и определяется вклад этих звезд в общую картину колебаний медианных скоростей в выбранном секторе диска. Выполняется сопоставление модельных профилей $V_R(R)$ с наблюдательными данными *Gaia* DR3.

3.1. Горбы на профилях распределений скорости V_R

На Рисунках 3.1 и 3.2 представлены профили радиальной скорости V_R как функции галактоцентрического расстояния R , полученные для модельного диска и для наблюдательных данных *Gaia* DR3 (ср. Рисунок 1.8). Модельные профили усреднены по временным интервалам длительностью 0.5 млрд лет (по 50 моментам времени с шагом 10 млн лет) в диапазоне 0–6 млрд лет. Время моделирования было увеличено с 3 до 6 млрд лет, чтобы показать, что мы имеем дело с периодическим процессом. Для сравнения приведены наблюдательные профили, вычисленные по данным каталога *Gaia* DR3. Подробнее см. Раздел 1.5.

Модельные профили меняются со временем. В интервале расстояний 6.0–7.0 кпк

¹Данная Глава основана на Работе №3 из списка публикаций по теме диссертации.

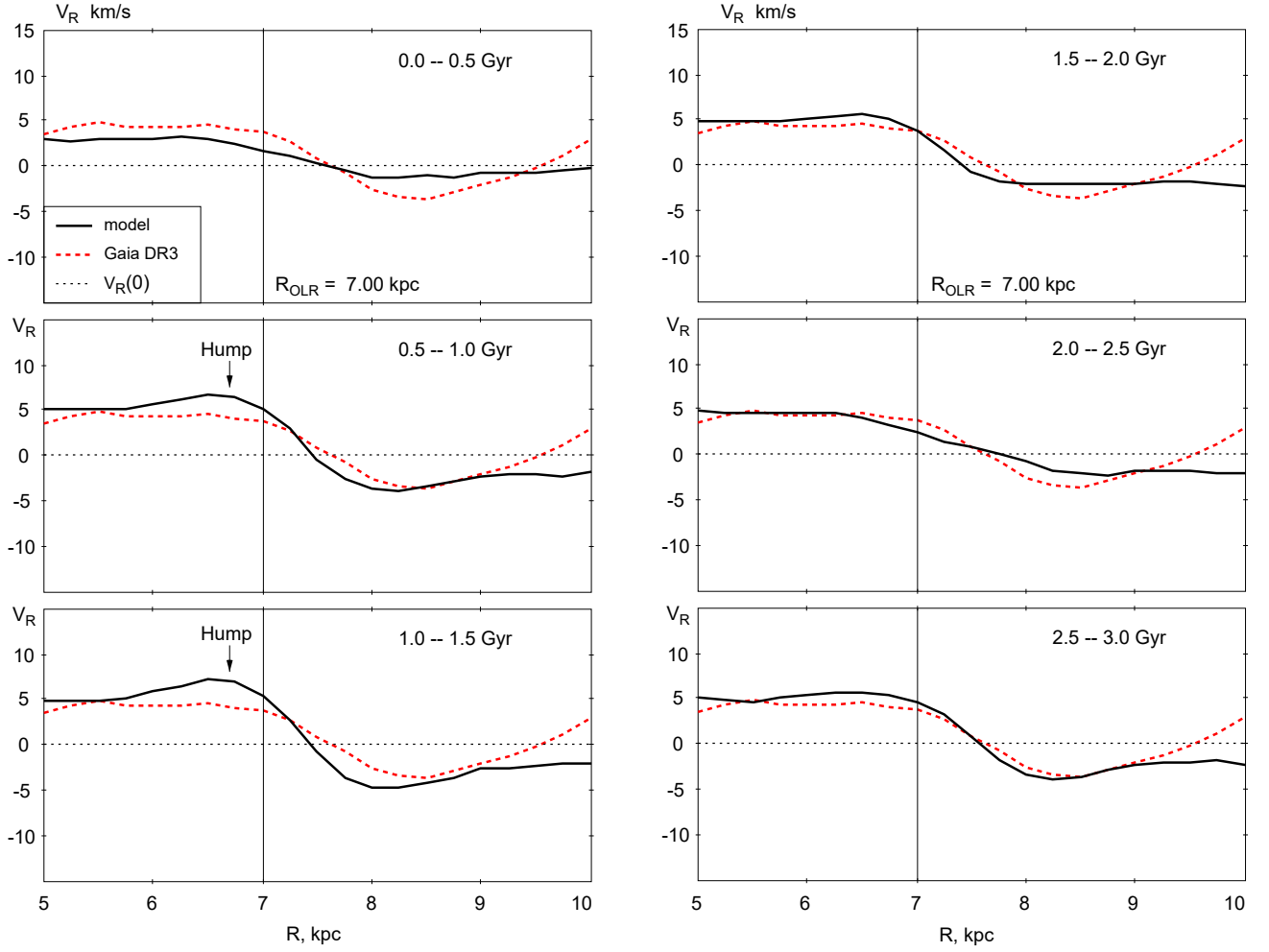


Рис. 3.1. Профили радиальной скорости V_R как функция галактоцентрического расстояния R . Черные линии соответствуют результатам модели, усредненным на временных интервалах 0.5 млрд лет, красная пунктирная линия показывает распределение скоростей, полученное по данным *Gaia* DR3. Стрелками отмечены локальные повышения радиальной скорости (горбы), появляющиеся в модели в области $R = 6.0\text{--}7.0$ кпк в интервалы времени 0.5–1.0 и 1.0–1.5 млрд лет.

модельная радиальная скорость V_R периодически возрастает, формируя локальные максимумы в интервалы времени 0.5–1.0, 1.0–1.5, 3.0–3.5 и 5.0–5.5 млрд лет. Первый такой горб существует в течение интервала 0.6–1.8 млрд лет. Последующие горбы возникают с периодичностью порядка 2 млрд лет и существуют около 1 млрд лет. При этом высота горбов постепенно уменьшается, а средняя амплитуда колебаний скорости V_R на интервале 0–6 млрд лет составляет $A = 1.76 \pm 0.15$ км/с.

Для иллюстрации временных изменений скоростей был выбран сектор $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$ и бин $6.625 < R < 6.875$ кпк, в котором амплитуда колебаний достигает максимума. На Рисунке 3.3 показаны медианные значения скоростей V_R и V_T для этой области, полученные для 600 последовательных моментов времени с шагом 10 млн лет, и впоследствии усредненные на промежутках по 100 млн лет.

Изменения скоростей V_R аппроксимированы гармоническими колебаниями с пе-

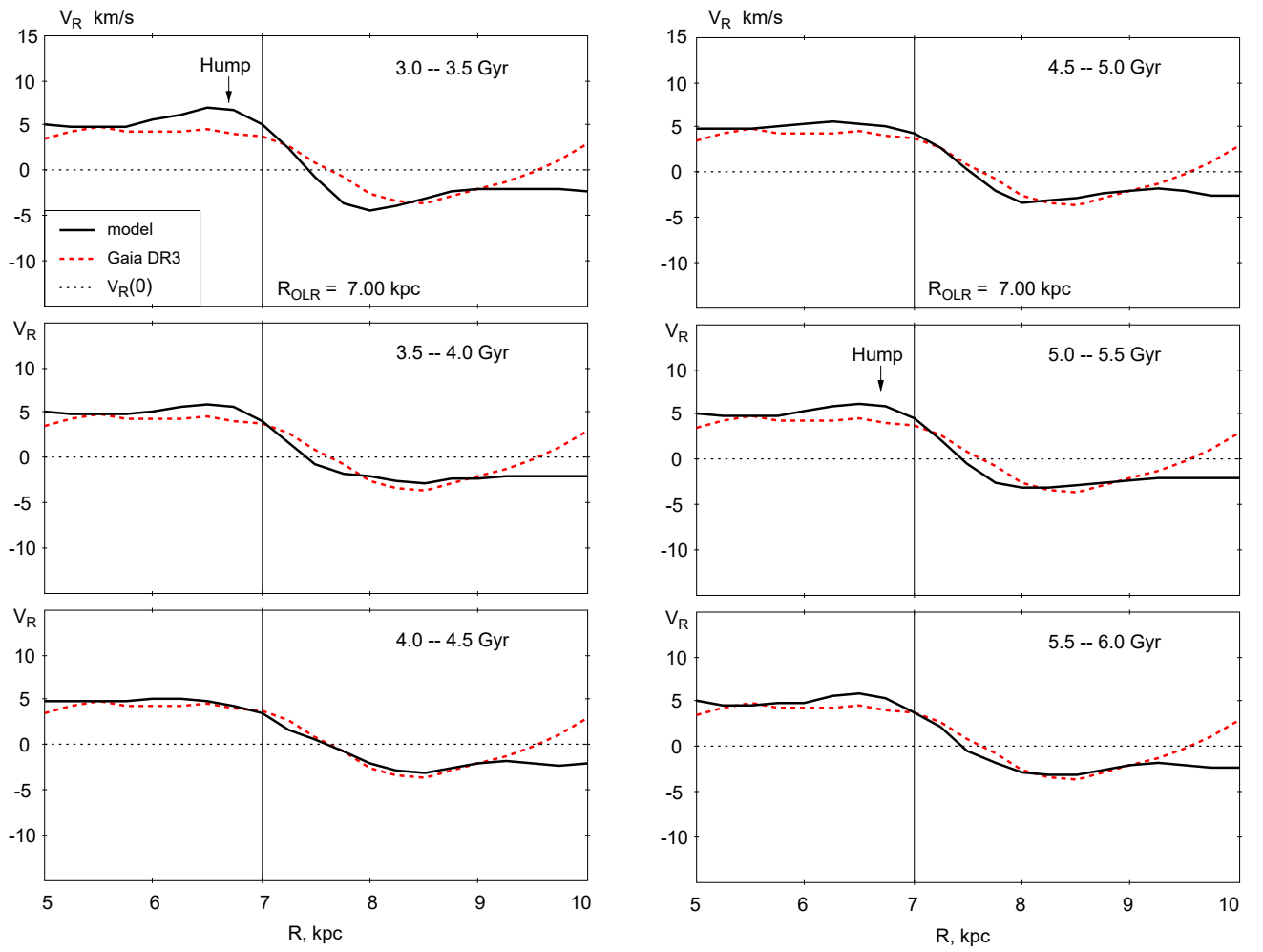


Рис. 3.2. Распределения модельных радиальных скоростей V_R вдоль галактоцентрического расстояния R , усредненные по временным интервалам продолжительностью 0.5 млрд лет в диапазоне 3–6 млрд лет (черная линия), и наблюдаемых скоростей V_R . Модельные профили скоростей формируют горбы в интервалы времени 3.0–3.5 и 5.0–5.5 млрд лет.

риодом P , амплитудой A , начальной фазой φ и средней скоростью $\overline{V_R}$. Параметры колебаний скорости V_R определяются из решения системы уравнений:

$$V_{R,n} = \overline{V_R} + A \sin(2\pi t_n/P + \varphi), \quad (3.1)$$

где $V_{R,n}$ соответствует скорости V_R , измеренной в момент времени t_n ($n = 0, \dots, 60$). Формула 3.1 может быть преобразована к виду 3.2:

$$V_{R,n} = \overline{V_R} + C_1 \cos(2\pi t_n/P) + C_2 \sin(2\pi t_n/P). \quad (3.2)$$

При заданном значении периода P в полученной системе из 61 уравнения неизвестными являются линейные параметры C_1 , C_2 и $\overline{V_R}$. Подбор этих параметров выполнялся методом наименьших квадратов. Далее в качестве наилучшего значения периода принималось значение P , обеспечивающее минимум статистики χ^2 . После нахождения параметров C_1 и C_2 амплитуда A и начальная фаза φ вычислялись из соотношений:

$$A = \sqrt{C_1^2 + C_2^2}, \quad (3.3)$$

$$\varphi = \arctan \frac{C_1}{C_2}. \quad (3.4)$$

Неопределенность в определении A может быть оценена с использованием неопределенностей ε_1 и ε_2 параметров C_1 и C_2 соответственно:

$$\varepsilon_A = \frac{\sqrt{C_1^2 \varepsilon_1^2 + C_2^2 \varepsilon_2^2}}{A}. \quad (3.5)$$

Параметры колебаний азимутальной скорости V_T определялись тем же способом.

На Рисунке 3.3 (а) представлена эволюция медианной радиальной скорости V_R со временем для звезд, попадающих в рассматриваемый сегмент модельного диска. Из аппроксимации на интервале 0–6 млрд лет получены значения амплитуды $A = 1.76 \pm 0.15$ км/с и начальной фазы $\varphi = 257 \pm 5^\circ$. Средняя скорость составляет $\overline{V_R} = 5.2 \pm 0.1$ км/с. Это значение несколько выше соответствующей оценки по данным *Gaia* DR3, для которых получено $V_R = 4.15 \pm 0.04$ км/с.

Временные интервалы 0.6–1.8, 3.0–3.8 и 5.0–5.8 млрд лет характеризуются появлением горбов на профиле V_R . Их максимальная амплитуда достигает 1.90 ± 0.12 км/с, однако со временем они становятся менее выраженными. Период колебаний радиальной скорости составляет 2.1 ± 0.1 млрд лет.

На Рисунке 3.3 (б) приведены периодические изменения медианной азимутальной скорости V_T звезд в том же сегменте модельного диска.

Для азимутальной скорости получены значения амплитуды $A = 1.24 \pm 0.14$ км/с

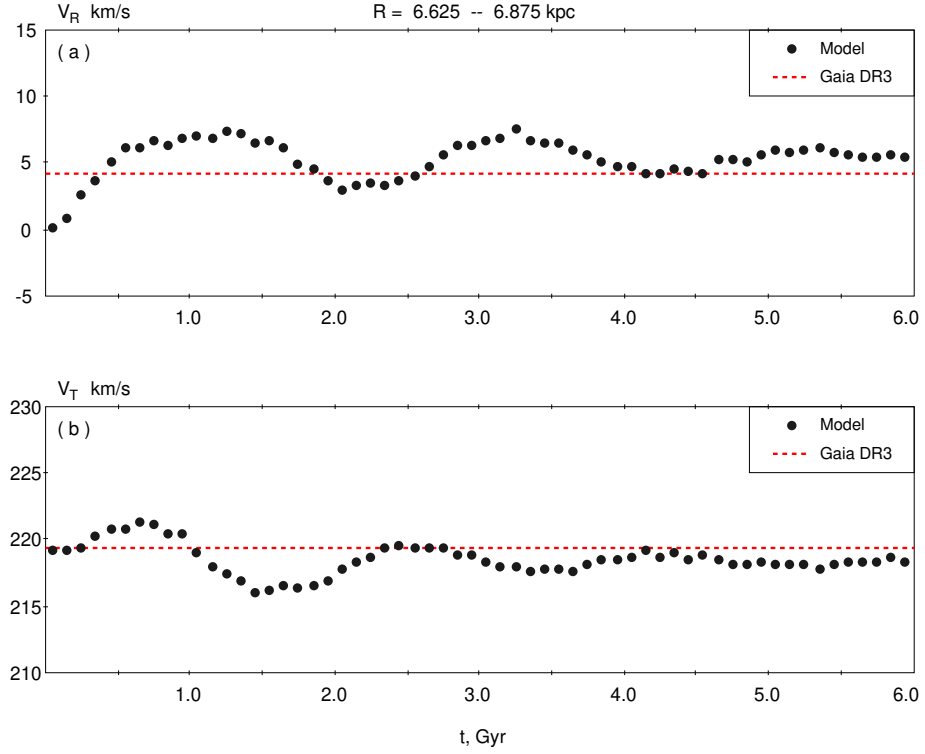


Рис. 3.3. Изменения со временем медианных скоростей V_R (a) и V_T (b) звезд модельного диска в сегменте $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$, $6.625 < R < 6.875$ кпк. Точками показаны модельные значения, пунктирной линией приведены соответствующие наблюдательные скорости по данным *Gaia* DR3.

и начальной фазы $\varphi = 329 \pm 6^\circ$. Средняя скорость составляет $\overline{V_T} = 218.5 \pm 0.1$ км/с, что несколько меньше величины $V_T = 219.30 \pm 0.03$ км/с, определенной по данным *Gaia* DR3. Аналогично колебаниям радиальной скорости, высота горбов на профилях азимутальной скорости V_T постепенно уменьшается со временем. Характерный период колебаний азимутальной скорости равен $P = 1.9 \pm 0.1$ млрд лет.

Таким образом, в выбранном секторе модельного диска ($|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$) на расстоянии $R = 6.75 \pm 0.125$ кпк оба компонента скорости, V_R и V_T , демонстрируют устойчивую периодичность с характерным периодом около 2 млрд лет. Соответствующие амплитуды лежат в пределах 1–2 км/с и существенно превышают свои неопределенности, обеспечивая статистическую значимость на уровне 8σ .

3.2. Какие звезды создают горбы в модельном диске?

3.2.1. Критерий отбора

Для выяснения природы горбов на профилях радиальной скорости была выделена группа звезд, вносящих основной вклад в их формирование. При выборе критерия отбора учитывались результаты работы М. Д. Вайнберга, согласно которым для звезд, захваченных линдбладовскими резонансами, характерны периодические

изменения ориентации орбит относительно бара [36]. В связи с этим была сформирована выборка звезд модельного диска, орбиты которых в определенные интервалы времени создают отрицательные радиальные скорости V_R в области $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$ и $R = 6\text{--}7$ кпк, а в другие моменты времени покидают данный сегмент.

Для каждой звезды были определены значения углов θ_{01} , θ_{02} и θ_{03} , характеризующих ориентацию орбиты относительно большой оси бара на трех последовательных временных интервалах: 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет. Анализ показал, что горбы в основном связаны со звездами, для которых выполняются условия $0 < \theta_{01} < 45^\circ$, $-45^\circ < \theta_{02} < 0^\circ$ и $0 < \theta_{03} < 45^\circ$. Отобранная по этому признаку выборка содержит 26 308 объектов, что соответствует приблизительно 9% орбит, пересекающих радиус внешнего линдбладовского резонанса.

На Рисунке 3.4 приведена схема, иллюстрирующая влияние ориентации орбиты на медианную радиальную скорость. Для примера показаны две эллиптические орбиты с углами $\theta_0 = 25^\circ$ и $\theta_0 = -25^\circ$ относительно большой оси бара. Разными цветами отмечены участки движения к галактическому центру ($V_R < 0$) и от него ($V_R > 0$). При построении схемы использовалось значение позиционного угла Солнца $\theta_\odot = 135^\circ$. Вследствие порядка симметрии модели $m = 2$ направления 135° и -45° эквивалентны. Кроме того, на рисунке выделены сектор $|\theta - 135^\circ| < 15^\circ$, применяемый при расчете медианных скоростей, и радиальный диапазон 6–7 кпк, в котором горбы наиболее заметны.

Геометрия орбиты существенно влияет на вклад звезды в наблюдаемое распределение радиальных скоростей. Для орбиты, ориентированной под углом $\theta_0 = 25^\circ$ (Рисунок 3.4a), звезда попадает в рассматриваемый сектор преимущественно при $V_R < 0$, вследствие чего медианное значение V_R смещается в сторону меньших величин. При изменении ориентации орбиты на $\theta_0 = -25^\circ$ (Рисунок 3.4b) соответствующие участки траектории оказываются за пределами области, в которой появляются горбы. Это приводит к снижению вклада звезд с отрицательными радиальными скоростями и, как следствие, к увеличению медианного значения V_R .

Если эллиптическая орбита ориентирована под углом $\theta_0 = 45^\circ$ к большой оси бара, пересечение линии Солнце–центр Галактики происходит при $V_R = 0$. При ориентации $0 < \theta_0 < 45^\circ$ звезда проходит окрестность Солнца с отрицательной радиальной скоростью.

Следовательно, определяющую роль в формировании горбов на профиле V_R играют орбиты, для которых выполняются соотношения $0 < \theta_{01} < 45^\circ$, $-45^\circ < \theta_{02} < 0^\circ$ и $0 < \theta_{03} < 45^\circ$ на последовательных временных интервалах 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет. В интервалах 0–1 и 2–3 млрд лет такие орбиты обеспечивают повышенный вклад звезд с отрицательными значениями V_R , что приводит к уменьшению медианной скорости. В интервале 1–2 млрд лет этот вклад ослабевает вследствие изменения

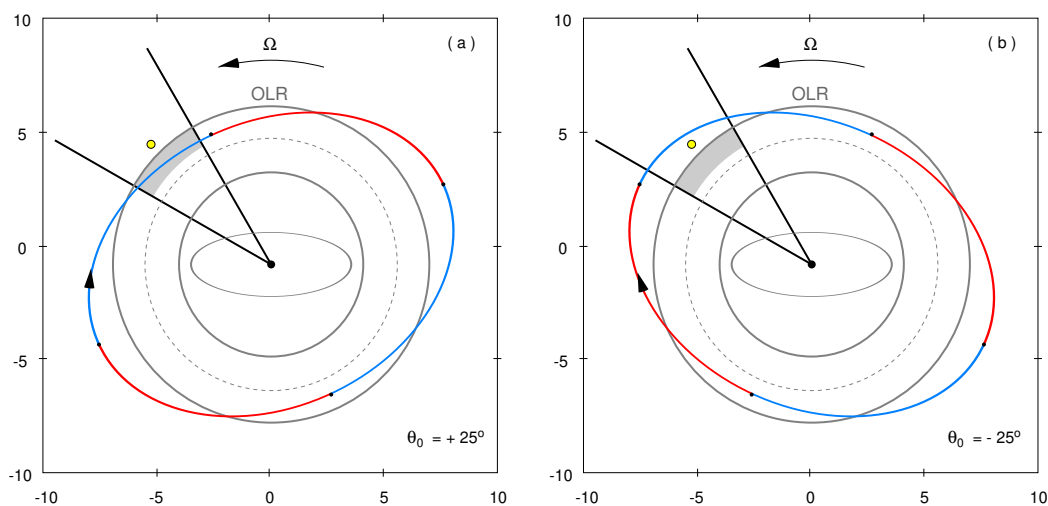


Рис. 3.4. Схема орбит, ориентированных под углами $\theta_0 = 25^\circ$ (a) и $\theta_0 = -25^\circ$ (b) относительно большой оси бара. В инерциальной системе отсчета вращение Галактики происходит против часовой стрелки. Однако за пределами радиуса коротации звезды в системе отсчета, связанной с баром, вращаются по часовой стрелке. Синим цветом выделены участки орбит с $V_R < 0$, соответствующие движению к галактическому центру, красным — участки с $V_R > 0$, на которых звезды удаляются от центра. Желтым кружком отмечено положение Солнца. На рисунке также показаны сектор $|\theta - 135^\circ| < 15^\circ$, используемый при расчете медианных скоростей, и диапазон расстояний 6–7 кпк, выделенные серым цветом. Дополнительно обозначены бар, радиус коротации (CR), внешний линдбладовский резонанс (OLR) и резонанс $-4/1$.

ориентации орбит, в результате чего медианная скорость возрастает и на профиле появляется локальный максимум.

Заметим, что совпадение требований к ориентации орбит на интервалах 0–1 и 2–3 млрд лет ($0 < \theta_{01} < 45^\circ$ и $0 < \theta_{03} < 45^\circ$) естественным образом выделяет орбиты с характерным временем изменения ориентации около 2 млрд лет. При этом период колебаний не обязан быть точно равен 2 млрд лет, поэтому в выборку попадают орбиты с близкими, но несколько отличающимися значениями периода.

3.2.2. Начальные координаты и скорости звезд, поддерживающих горбы

На Рисунке 3.5 приведены характеристики звезд, поддерживающих возникновение горбов на профилях радиальной скорости. Для каждого бина по начальному галактоцентрическому расстоянию R построены распределения числа звезд и определены медианные значения ряда параметров: начальной азимутальной скорости V_T (a), периода колебаний углового момента и полной энергии P (b), начальной радиальной скорости V_R (c) и начального азимутального угла θ (d). Красными вертикальными отрезками показаны характерные разбросы параметров, определенные как половина центрального интервала, содержащего 68% объектов.

Зависимость начальной азимутальной скорости V_T от расстояния R показана

на Рисунке 3.5 (а). Наблюдается монотонное уменьшение V_T с ростом R . Серой линией показана средняя начальная азимутальная скорость $\overline{V_T}$, полученная из уравнения Джинса для всех звезд, расположенных на данном расстоянии в момент времени $t = 0$. Вследствие асимметричного дрейфа величина $\overline{V_T}$ систематически меньше скорости кривой вращения V_c , причем на радиусе OLR разность составляет $\overline{V_T} - V_c = -7$ км/с (Уравнение 1.27). Максимум распределения звезд, формирующих горбы, приходится на интервал $R = 7.00\text{--}7.25$ кпк. Наибольшее число звезд рассматриваемой выборки в начальный момент времени сосредоточено в интервале $R = 7.00\text{--}7.25$ кпк.

Такое поведение V_T имеет естественное объяснение. Звезды, ответственные за формирование горбов, должны пересекать радиус OLR в ходе орбитального движения. Следовательно, объекты, находящиеся при $t = 0$ на расстояниях меньших (больших), чем R_{OLR} , должны в дальнейшем смещаться к этому радиусу, что требует в среднем большего (меньшего) углового момента. Это, в свою очередь, приводит к отбору звезд с систематически большей (меньшей) азимутальной скоростью V_T по сравнению с типичными значениями на соответствующих расстояниях.

На Рисунке 3.5 (b) приведены медианные значения периода P , характеризующего колебания углового момента и полной энергии звезд, поддерживающих горбы. В интервале расстояний $R = 5.75\text{--}8.00$ кпк период изменяется сравнительно слабо и остается в пределах 1.70–1.91 млрд лет. Для всей рассматриваемой выборки получено медианное значение $P = 1.85 \pm 0.17$ млрд лет.

Начальные радиальные скорости звезд показаны на Рисунке 3.5 (с). В диапазоне $R = 5.75\text{--}8.50$ кпк медианные значения V_R остаются близкими к нулю, принимая значения от -3 до $+2$ км/с. Разброс радиальных скоростей составляет около 30 км/с и постепенно уменьшается с увеличением галактоцентрического расстояния, что соответствует общему снижению дисперсий скоростей во внешних областях диска.

На Рисунке 3.5 (d) показаны медианные значения начального азимутального угла θ в каждом бине по R . Угол θ меняется скачкообразно от $+45^\circ$ до -32° в диапазоне расстояний 4.0–8.5 кпк. Вблизи радиуса OLR медианное значение угла оказывается близким к нулю.

3.3. Примеры орбит, поддерживающих горбы

В качестве примера на Рисунке 3.6 (а) показана орбита звезды, формирующей горбы (см. также Рисунки 2.5 и 5.7) в системе отсчета, связанной с баром. Поскольку звезда находится за пределами радиуса коротации, ее движение в этой системе происходит в направлении, противоположном вращению диска. Положение Солнца обозначено желтым кружком.

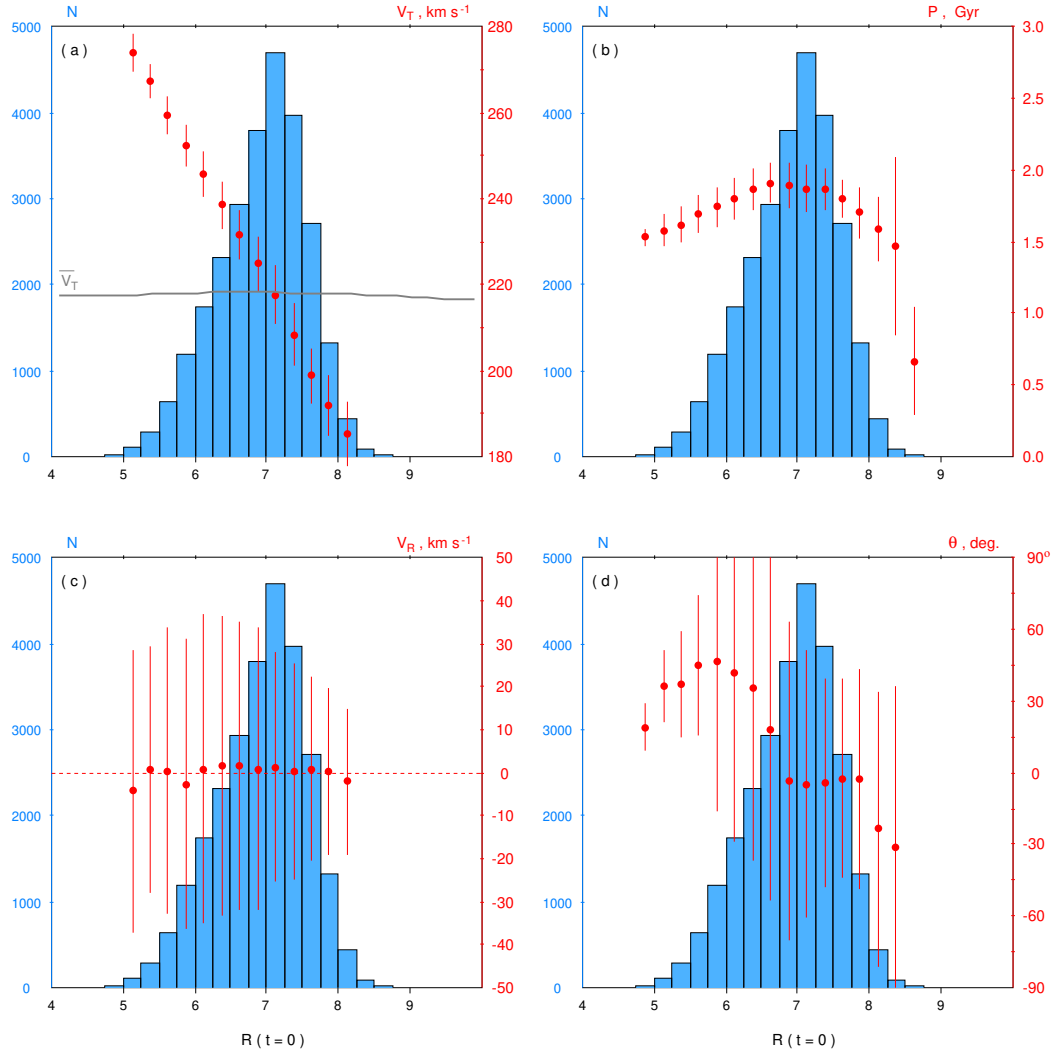


Рис. 3.5. Распределение по начальному галактоцентрическому расстоянию звезд, поддерживающих горбы, и соответствующие медианные значения их параметров. Красными кружками показаны начальная азимутальная скорость V_T (a), период P колебаний углового момента и энергии (b), начальная радиальная скорость V_R (c) и азимутальный угол θ (d). Вертикальные линии указывают величину дисперсии σ . На панели (a) дополнительно приведена зависимость средней скорости $\overline{V_T}$ для всех звезд на данном расстоянии в момент $t = 0$.

Начальные условия выбраны близкими к наиболее вероятным значениям скоростей на данном расстоянии: при $t = 0$ звезда расположена на большой оси бара на расстоянии $R = R_{\text{OLR}} + 0.125$ кпк и имеет скорости $V_R = 0$ и $V_T = V_c - 7$ км/с. Для трех последовательных интервалов длительностью 1 млрд лет получены значения углов $\theta_{01} = 30.7 \pm 2.1^\circ$, $\theta_{02} = -21.3 \pm 2.3^\circ$ и $\theta_{03} = 31.2 \pm 2.7^\circ$, описывающие ориентацию орбиты относительно бара. Все три значения удовлетворяют критерию, используемому при отборе звезд, создающих горбы. В результате орбита наклонена вправо на интервалах 0–1 и 2–3 млрд лет, тогда как на интервале 1–2 млрд лет — влево.

Средняя ориентация рассматриваемой орбиты на интервале 0–3 млрд лет определяется углом $\theta_{00} = 12.6 \pm 2.9^\circ$ (Рисунок 3.6а). Малое значение этого угла указывает на то, что орбита в среднем вытянута вдоль бара и, следовательно, относится к орбитам, поддерживающим внешнее кольцо R_2 .

В неосесимметричном потенциале галактики с баром ни угловой момент L , ни полная энергия E не являются интегралами движения. Вместе с тем для стационарно вращающегося бара сохраняется интеграл Якоби E_J (Уравнение 2.6), представляющий собой линейную комбинацию этих величин. Для выбранной звезды значение $E_J = -83584$ км²/с² после завершения роста бара ($t > T_g$) остается постоянным с точностью до единицы последнего знака.

Эволюция удельных углового момента и полной энергии показана на Рисунке 3.6 (b). В обеих зависимостях присутствуют колебания двух характерных временных масштабов. Короткопериодические колебания имеют период 130 ± 10 млн лет и обусловлены регулярным взаимодействием звезды с баром в ходе ее обращения. Долгопериодические колебания с периодом 2000 ± 20 млн лет обладают существенно большей амплитудой и характерны для орбит звезд, расположенных вблизи резонансов.

На Рисунке 3.7 (a) представлены временные зависимости галактоцентрического расстояния R и мгновенной угловой скорости $\dot{\theta}$ звезды, показанной на Рисунке 3.6. Для обеих величин наблюдаются характерные биения, проявляющиеся в периодическом изменении амплитуды. Несмотря на то, что звезда пересекает радиус OLR во время каждого радиального колебания, усредненные значения R и $\dot{\theta}$ также испытывают медленные изменения, происходящие в противофаз.

В дальнейшем движение звезды рассматривалось на интервалах времени между последовательными пересечениями радиуса OLR с отрицательной радиальной скоростью ($V_R < 0$). На этих интервалах были вычислены средние значения $\bar{R}$ и $\bar{\dot{\theta}}$.

Эволюция ориентации орбиты показана на Рисунке 3.7 (b). Для ее описания используется угол θ_0 , задающий направление вытянутости орбиты относительно большой оси бара на интервале одного радиального колебания. Изменение θ_0 носит нерав-

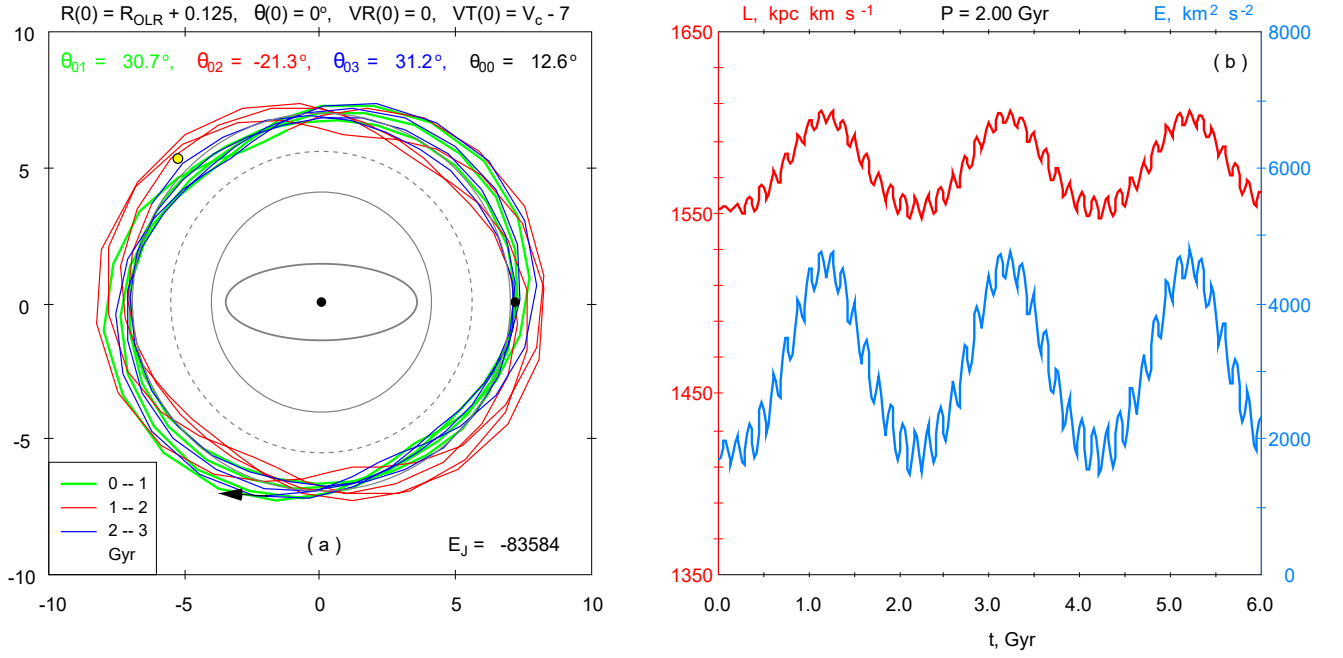


Рис. 3.6. Орбита звезды, поддерживающей горбы. (а) Ориентация орбиты относительно бара изменяется со временем: в интервалах 0–1 и 2–3 млрд лет большая ось орбиты отклонена в сторону, противоположную направлению вращения Галактики (вправо), тогда как в интервале 1–2 млрд лет — влево. (б) Эволюция углового момента L и полной энергии E . Видны как быстрые, так и медленные колебания этих величин; период последних составляет приблизительно 2.0 млрд лет.

номерный характер: продолжительные интервалы плавного перехода от $+45^\circ$ до -45° сменяются быстрыми перестройками ориентации.

Соответствующие изменения эксцентриситета представлены на Рисунке 3.7 (с). Величина e изменяется в пределах от 0.34 до 0.67. Минимальные значения e соответствуют минимальным средним расстояниям $\bar{R}$.

На Рисунке 3.7 (d) показана зависимость частоты биений w_{bt} , рассчитанной на интервале времени одного радиального колебания (Уравнение 2.7). Эта величина представляет собой частный случай резонансной частоты [122]. При вычислении эпициклической частоты κ учитывалась поправка, связанная с эксцентриситетом орбиты [120, 121]. Частота w_{bt} периодически меняет знак, что соответствует смене направления изменения вытянутости орбиты относительно бара.

Рисунок 3.8 демонстрирует два дополнительных примера орбит, формирующих горбы. Для обеих орбит ориентация относительно большой оси бара на интервалах времени 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет удовлетворяет условиям $0 < \theta_{01} < 45^\circ$, $-45 < \theta_{02} < 0^\circ$ и $0 < \theta_{03} < 45^\circ$.

Для двух орбит, показанных на Рисунке 3.8, начальные положения выбраны по разные стороны от радиуса OLR, на заметном расстоянии от него. Одна из звезд расположена внутри OLR на расстоянии $R = R_{\text{OLR}} - 1.00$ кпк (Рисунок 3.8а), тогда

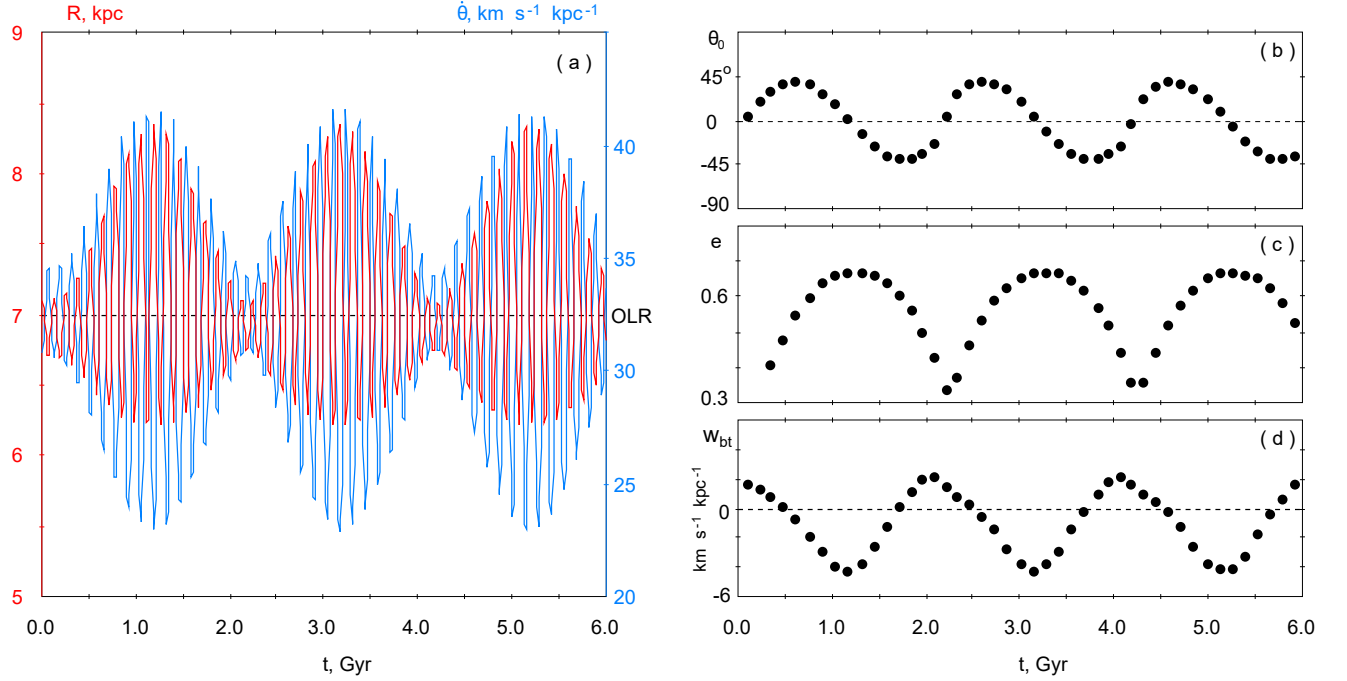


Рис. 3.7. (a) Изменения со временем галактоцентрического расстояния R и мгновенной угловой скорости $\dot{\theta}$ для орбиты, изображенной на Рисунке 3.6. Для обеих величин характерны изменения амплитуды, напоминающие биения. (b) Изменения угла θ_0 , задающего ориентацию орбиты относительно бара на масштабе одного радиального колебания. Угол постепенно изменяется от положительных значений к отрицательным, после чего за короткое время возвращается к исходной ориентации. (c) Изменение эксцентриситета орбиты e , определенного на одном радиальном колебании. (d) Зависимость частоты биений w_{bt} от времени. Величина w_{bt} меняет знак в ходе эволюции. Дополнительные пояснения приведены в подписи к Рисунку 2.5.

как другая находится снаружи при $R = R_{\text{OLR}} + 0.75$ кпк (Рисунок 3.8b). Для того чтобы такие орбиты в дальнейшем пересекали радиус OLR, их начальные азимутальные скорости должны заметно отличаться от скорости кривой вращения. Соответственно, первая звезда на $+30$ км/с превышает V_c , а вторая отстает от нее на 30 км/с. Такое распределение скоростей согласуется с зависимостью $V_T(R)$, приведенной на Рисунке 3.5 (а).

Анализ эволюции углового момента и полной энергии (Рисунок 3.8) показывает, что периоды медленных колебаний для этих орбит составляют 1690 и 1680 млн лет. Оба значения оказываются меньше периода $P = 2000$ млн лет, найденного для орбиты, показанной на Рисунке 3.6. Тем самым подтверждается тенденция, согласно которой характерный период уменьшается по мере удаления начального положения орбиты от радиуса OLR. Аналогичное поведение прослеживается и в статистике, представленной на Рисунке 3.5 (b).

Для рассматриваемых звезд получены значения интеграла Якоби $E_J = -82126$ и -81753 км²/с². Они менее отрицательны, чем значение $E_J = -83584$ км²/с², найденное для орбиты, представленной на Рисунке 3.6. Таким образом, увеличение расстояния от OLR сопровождается не только уменьшением периода медленных колебаний, но и ростом интеграла Якоби.

3.4. Статистика орбит вблизи OLR

3.4.1. Порядок симметрии и ориентация

Для дальнейшего анализа была сформирована выборка из $289\,062$ звезд, орбиты которых пересекают радиус OLR, но не достигают радиуса коротации. Для каждой орбиты определялись порядок симметрии n_s и, в случае эллиптической формы ($n_s = 2$), ее средняя ориентация относительно бара.

Порядок симметрии оценивался путем аппроксимации орбиты зависимостью:

$$R_n = R_{00} + C \cos(n_s(\theta_n - \bar{\theta})), \quad (3.6)$$

где R_n и θ_n соответствуют галактоцентрическому расстоянию и азимутальному углу звезды в моменты времени $t_n = 10 \times n$ млн лет, где $n = 0, \dots, 300$. Значения R_{00} и $\bar{\theta}$ задают среднее расстояние орбиты от центра Галактики и ее характерную ориентацию за интервал 0 – 3 млрд лет.

После преобразования выражение принимает вид

$$R_n = R_{00} + C_1 \cos(n_s \theta_n) + C_2 \sin(n_s \theta_n), \quad (3.7)$$

где угол $\bar{\theta}$ определяется следующим выражением:

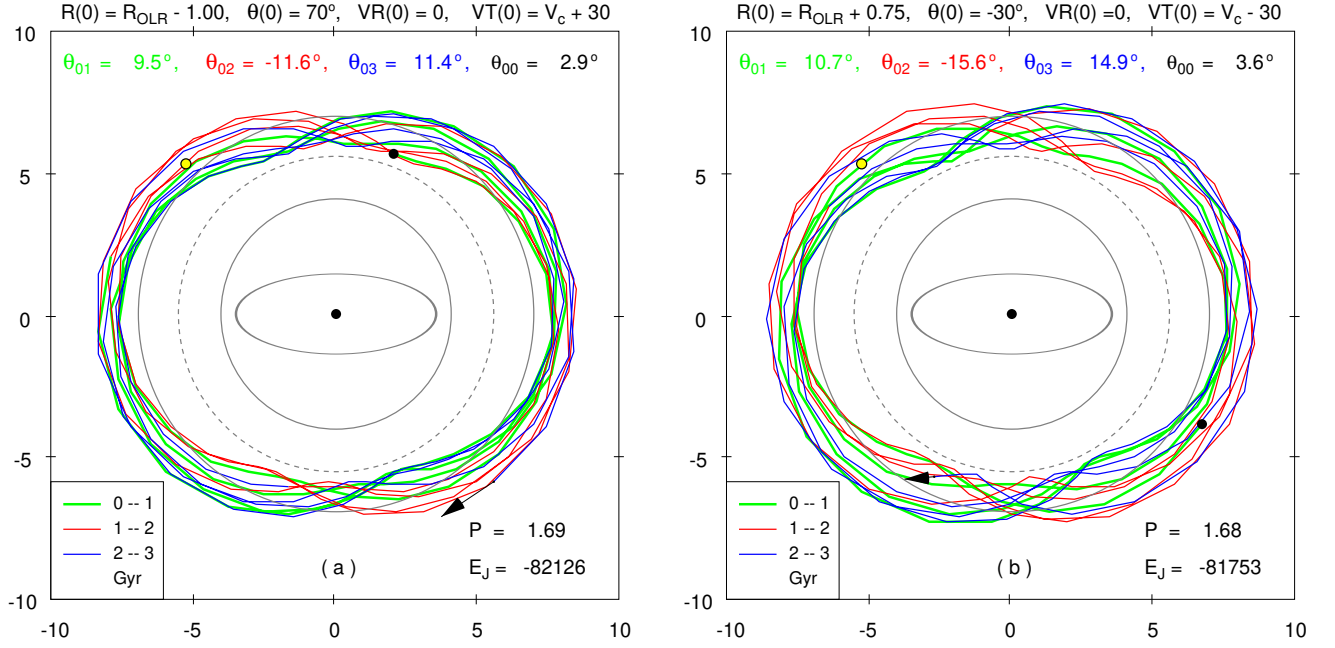


Рис. 3.8. Орбиты звезд, поддерживающих горбы, в системе отсчета вращающегося бара. Желтым кружком обозначено положение Солнца. Черными кружками показаны начальные положения звезд: для панели (a) $R = R_{\text{OLR}} - 1.00$ кпк, $\theta = 70^\circ$, $V_R = 0$, $V_T = V_c + 30$ км/с; для панели (b) $R = R_{\text{OLR}} + 0.75$ кпк, $\theta = -30^\circ$, $V_R = 0$, $V_T = V_c - 30$ км/с. Зеленым, красным и синим цветами показаны участки орбит, соответствующие последовательным временным интервалам длительностью 1 млрд лет. Углы θ_{01} , θ_{02} , θ_{03} и θ_{00} характеризуют ориентацию орбиты относительно бара на этих интервалах и за все время моделирования.

$$\bar{\theta} = \frac{1}{n_s} \arctan \frac{C_2}{C_1}. \quad (3.8)$$

Параметр $\bar{\theta}$ характеризует положение большой оси орбиты относительно бара на всем рассматриваемом временном интервале. Значения $\bar{\theta}$ принадлежат диапазону $-90^\circ \leq \bar{\theta} < 90^\circ$ и связаны с углом θ_{00} соотношением

$$\theta_{00} = \bar{\theta} + 180^\circ. \quad (3.9)$$

Для каждой орбиты были последовательно проверены значения порядка симметрии $n_s = 2, 3, 4$ и 5 . Соответствующие значения функции $\chi^2(n_s)$ вычислялись при фиксированном параметре $\sigma_0 = 1$ кпк. Орбите присваивалось значение $n_{s,1}$, если выполнялись условия:

$$\begin{cases} \chi^2(n_{s,1}) < \chi^2(n_{s,2}) - \chi_c^2 \\ \chi^2(n_{s,1}) < \chi^2(n_{s,3}) - \chi_c^2 \\ \chi^2(n_{s,1}) < \chi^2(n_{s,4}) - \chi_c^2. \end{cases} \quad (3.10)$$

Если это условие не выполнялось для любого значения n_s , то считалось, что фор-

ма орбиты близка к круговой, то есть $n_s = 0$. Критическое значение χ_c^2 было принято равным $\chi_c^2 = 2$, что позволяло выделять орбиты с определенной формой и исключать комбинированные орбиты с элементами, соответствующими различным значениям n_s .

В Таблице 3 приведены характеристики орбит с порядком симметрии $n_s = 0, 2, 3, 4$ и 5 , а также их доли от общей выборки, содержащей 289 062 звезды. Для орбит с $n_s = 2$ дополнительно указано распределение по ориентации относительно большой оси бара в диапазонах углов θ_{00} : $0 \leq \theta_{00} < 15^\circ$, $15 \leq \theta_{00} < 75^\circ$, $75 \leq \theta_{00} < 105^\circ$, $105 \leq \theta_{00} < 165^\circ$ и $165 \leq \theta_{00} < 180^\circ$. Для каждой подвыборки были вычислены медианный период P колебаний и его дисперсия σ_P .

Таблица разделена на две части. В Части I приведены характеристики всех звезд, чьи орбиты пересекают радиус OLR (289 062 объекта), тогда как Часть II содержит результаты для подвыборки звезд, поддерживающих горбы (26 308 объектов).

Рассмотрим орбиты с порядком симметрии $n_s = 2$. Согласно данным Части I Таблицы 3, наиболее многочисленную группу образуют орбиты, ориентированные преимущественно вдоль малой оси бара ($75^\circ \leq \theta_{00} < 105^\circ$). Их доля составляет 33.4% от всех эллиптических орбит, пересекающих радиус OLR. Однако для этой группы характерен медианный период $P = 780$ млн лет, что значительно меньше периода появления горбов, равного порядка 2 млрд лет. Дополнительным аргументом служит большая дисперсия периодов ($\sigma_P = 745$ млн лет). Следовательно, такая совокупность звезд не может обеспечивать согласованные изменения ориентации, необходимые для формирования наблюдаемых горбов.

Среди орбит с $n_s = 2$ заметную долю составляют объекты, ориентированные вдоль большой оси бара ($0 \leq \theta_{00} < 15^\circ$). Их число достигает 11.1% от рассматриваемой выборки. Для этой группы характерны медианный период $P = 1730$ млн лет и относительно небольшая дисперсия $\sigma_P = 220$ млн лет. Следовательно, такие орбиты способны обеспечивать возникновение горбов с характерным периодом порядка 2000 млн лет. Если дополнительно учесть орбиты с ориентацией $165 \leq \theta_{00} < 180^\circ$, суммарная доля орбит, вытянутых вдоль бара, возрастает до 16.6%.

Отдельно были проанализированы орбиты с порядком симметрии $n_s = 3$. Интерес к ним связан с тем, что резонанс $-3/1$ ($R_{-3/1} = 6.02$ кпк), подобно OLR, расположен вблизи радиуса, на котором формируются горбы. Однако доля таких орбит составляет лишь 7.7%, тогда как для орбит с $n_s = 2$ она достигает 54.8%. Кроме того, их медианный период равен всего $P = 490$ млн лет. Следовательно, орбиты с $n_s = 3$ не могут объяснить появление горбов с характерным периодом около 2000 млн лет.

Орбиты с порядком симметрии $n_s = 4$ составляют 5.7% всей выборки. Для них медианный период близок к $P = 1930$ млн лет, однако дисперсия периодов велика, $\sigma_P = 795$ млн лет. Это указывает на то, что такие орбиты потенциально могут

вносить вклад в формирование горбов, однако соответствующие структуры должны быть короткоживущими и быстро размываться со временем.

Орбиты с $n_s = 5$ встречаются редко (3.3%) и практически не влияют на формирование горбов; медианный период таких орбит равен $P = 650 \pm 80$ млн лет.

К категории $n_s = 0$ относится 28.6% орбит. Для таких объектов не удается выделить преобладающий порядок симметрии. Их медианный период составляет $P = 720$ млн лет, а дисперсия достигает $\sigma_P = 590$ млн лет. Сочетание малого характерного периода и значительного разброса его значений свидетельствует о том, что данная группа орбит не может обеспечивать формирование горбов с периодом порядка 2000 млн лет.

Для звезд, формирующих горбы (Таблица 3, Часть II), распределение орбит имеет иной характер. Большинство объектов (71.6%) принадлежит к группе с $0 \leq \theta_{00} < 15^\circ$. Такие орбиты в среднем вытянуты вдоль большой оси бара и поддерживают внешнее кольцо R_2 . Для них получены значения $P = 1820$ млн лет и $\sigma_P = 155$ млн лет. Следовательно, именно эти орбиты способны поддерживать горбы с характерным периодом около 2000 млн лет на протяжении длительных интервалов времени.

3.4.2. Доля качающихся орбит вблизи OLR

Далее была предпринята попытка разделить орбиты, колебания направления вытянутости которых происходят относительно некоторого среднего направления, и орбиты, для которых направление вытянутости смещается монотонно в одном направлении. Поскольку необходимым условием существования качаний является пересечение орбитой радиуса резонанса, анализ проводился для всех 289 062 звезд, чьи орбиты проходят как внутри, так и вне радиуса OLR. Для каждой звезды согласно Уравнению 2.7 были вычислены значения частоты биений w_{bt} .

В качестве критерия колебаний использовалось требование смены знака частоты биений в пределах одного колебания: $\max w_{bt} > 0$ и $\min w_{bt} < 0$. В этом случае направление вытянутости орбиты периодически меняется. Если же частота биений сохраняет один и тот же знак, направление вытянутости орбиты меняется монотонно: при $w_{bt} > 0$ — в сторону Галактического вращения, а при $w_{bt} < 0$ — в противоположном направлении. Доля орбит, захваченных качаниями вблизи OLR, составляет около 28% от общего числа орбит, проходящих как внутри, так и за пределами OLR. Их медианный период колебаний составляет $P = 1.96$ млрд лет.

Таблица 3. Симметрия и ориентация орбит

Часть I				
Все орбиты, находящиеся как внутри, так и снаружи OLR				
θ_0	N	$f, \%$	$P, \text{ млн лет}$	$\sigma_P, \text{ млн лет}$
Все	289 062	100.0%	910	715
		$n_s = 2$		
Все	158 332	54.8%	1320	695
$0 \leq \theta_0 < 15^\circ$	32 212	11.1%	1730	220
$15 \leq \theta_0 < 75^\circ$	10 122	3.5%	2020	210
$75 \leq \theta_0 < 105^\circ$	96 650	33.4%	780	745
$105 \leq \theta_0 < 165^\circ$	3 316	1.1%	2030	560
$165 \leq \theta_0 \leq 180^\circ$	16 032	5.5%	1720	270
		$n_s = 3$		
Все	22 226	7.7%	490	130
		$n_s = 4$		
Все	16 406	5.7%	1930	795
		$n_s = 5$		
Все	9 480	3.3%	650	80
		$n_s = 0$		
Все	82 618	28.6%	720	590
Часть II				
Орбиты, создающие горбы				
θ_0	N	$f, \%$	$P, \text{ млн лет}$	$\sigma_P, \text{ млн лет}$
Все	26 308	100.0%	1850	170
		$n_s = 2$		
Все	23 310	88.6%	1850	165
$0 \leq \theta_0 < 15^\circ$	18 824	71.6%	1820	155
$15 \leq \theta_0 < 75^\circ$	4 054	15.4%	1990	125
$75 \leq \theta_0 < 105^\circ$	0	0.0%	—	—
$105 \leq \theta_0 < 165^\circ$	0	0.0%	—	—
$165 \leq \theta_0 \leq 180^\circ$	432	1.6%	1460	40
		$n_s = 3$		
Все	24	0.1%	650	5
		$n_s = 4$		
Все	1 764	6.7%	1810	150
		$n_s = 5$		
Все	8	0.0%	1630	40
		$n_s = 0$		
Все	1 202	4.6%	1880	555

3.5. Распределение звезд в плоскости (E_J , P)

На Рисунке 3.9 представлено распределение звезд на плоскости (E_J , P), где E_J обозначает интеграл Якоби, а P — период медленных колебаний углового момента и полной энергии. Для орбит с порядком симметрии $n_s = 2$ цветом показана их средняя ориентация относительно бара: $0 \leq \theta_{00} < 15^\circ$ (синий), $15^\circ \leq \theta_{00} < 75^\circ$ (зеленый), $75^\circ \leq \theta_{00} < 105^\circ$ (красный) и $105^\circ \leq \theta_{00} < 180^\circ$ (темно-синий). Орбиты с другими значениями n_s изображены черными точками.

На панели (а) Рисунка 3.9 приведено распределение для 289 062 звезд, орбиты которых проходят как внутри, так и снаружи радиуса OLR. Для уменьшения плотности точек показаны лишь 2% объектов, выбранных случайным образом. Красная кривая соответствует медианным значениям периода P , вычисленным в бинах по E_J шириной $100 \text{ км}^2/\text{с}^2$. Вертикальными линиями отмечены значения интеграла Якоби для воображаемых звезд, расположенных в точках L1 и L4, а также на радиусах резонансов $-3/1$, $-4/1$ и OLR при $V_R = 0$ и $V_T = V_c$. Для каждого радиуса приведены значения как на большой, так и на малой оси бара. Для OLR этим положениям соответствуют $E_J = -84266$ и $-83997 \text{ км}^2/\text{с}^2$. В окрестности OLR медианный период возрастает до $P = 2.0$ млрд лет, после чего быстро уменьшается. Менее выраженный локальный максимум наблюдается также вблизи $E_J = -74243 \text{ км}^2/\text{с}^2$, соответствующего точке L_4 .

Панель (b) Рисунка 3.9 показывает распределение звезд, формирующих горбы (26 308 объектов). Большая часть этих звезд имеет орбиты с $0 \leq \theta_{00} < 15^\circ$, то есть вытянутые вдоль большой оси бара. На плоскости (E_J , P) они образуют отчетливую структуру, напоминающую угол. Вдоль нее медианный период увеличивается почти линейно от 1.6 до 2.0 млрд лет при изменении E_J от -78000 до $-83400 \text{ км}^2/\text{с}^2$, после чего наблюдается резкое уменьшение периода.

3.6. Вклад звезд, создающих горбы, в колебания скорости V_R и V_T

На Рисунке 3.10 показана эволюция медианных значений радиальной V_R (панели (а), (b)) и азимутальной V_T (панели (с), (d)) скоростей звезд, находящихся в секторе $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$ и интервале расстояний $R = 6.75 \pm 0.125$ кпк. Рассматриваются три выборки: полная выборка звезд диска, попадающих в указанный сегмент в данный момент времени (Выборка 1, черные кружки); выборка звезд, ответственных за формирование горбов на профилях скоростей (Выборка 3, красные кружки); и оставшиеся звезды диска после исключения этой группы (Выборка 2, синие кружки). Темно-красной сплошной кривой показано число объектов из выборки, формирующей горбы, находящихся в рассматриваемой области в различные моменты времени.

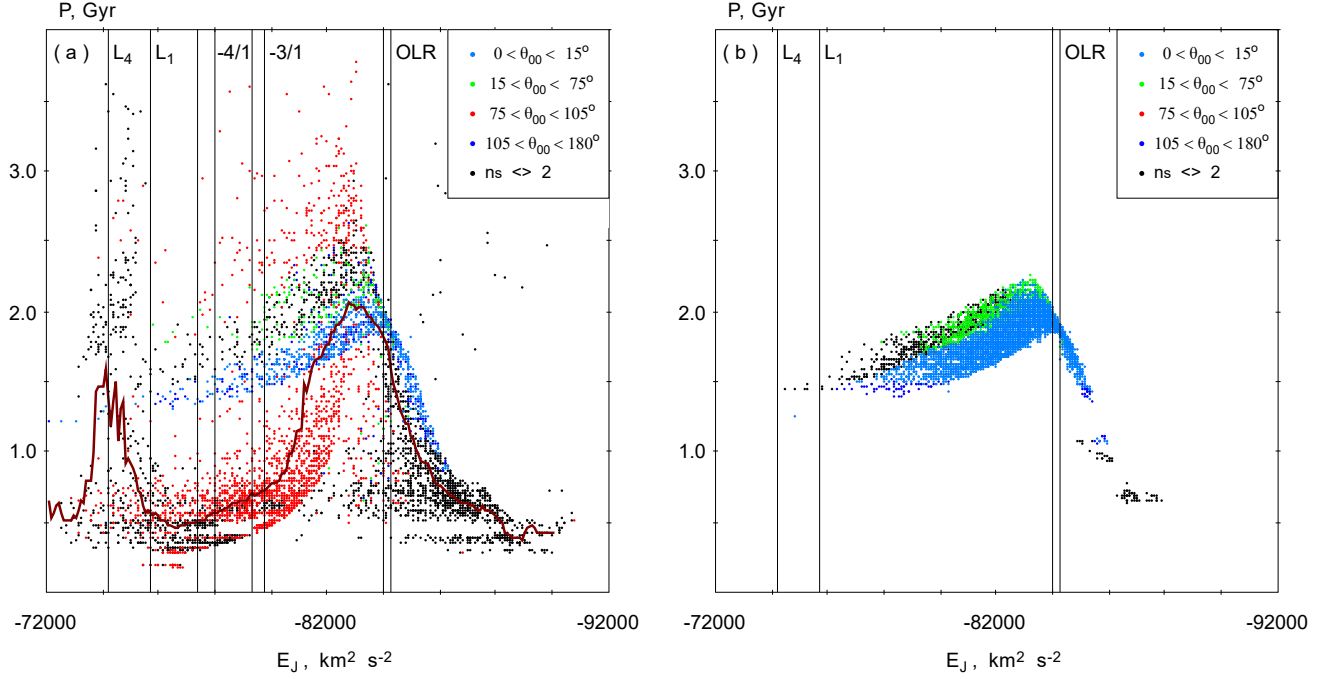


Рис. 3.9. Распределение звезд на плоскости (E_J, P) , где E_J обозначает интеграл Якоби, а P — период медленных вариаций углового момента и полной энергии. Цветом показана ориентация орбит с симметрией $n_s = 2$: $0 \leq \theta_{00} < 15^\circ$ (голубой), $15^\circ \leq \theta_{00} < 75^\circ$ (зеленый), $75^\circ \leq \theta_{00} < 105^\circ$ (красный) и $105^\circ \leq \theta_{00} < 180^\circ$ (темно-синий). Здесь угол θ_{00} характеризует среднюю ориентацию орбиты относительно бара на интервале 0–3 млрд лет. Орбиты с другими значениями порядка симметрии показаны черным цветом. Вертикальными линиями отмечены значения E_J для звезд с азимутальными скоростями, равными скоростям кривой вращения на радиусах, соответствующих точкам L_1 , L_4 и положениям резонансов $-3/1$, $-4/1$ и OLR на большой (с более отрицательными значениями) и малой осях бара. (а) Орбиты звезд модели, пересекающих радиус OLR (289 062 звезды; показано 2%). Красная линия соответствует медианным значениям периода P в бинах по E_J . В окрестности OLR наблюдается увеличение характерного периода, сменяющееся его резким уменьшением при меньших значениях E_J . (б) Звезды, создающие горбы (26 308 звезд). Показано 25% звезд. Видно, что большинство звезд имеет орбиты, ориентированные под углом в диапазоне $0 \leq \theta_{00} < 15^\circ$ (синие точки), которые образуют структуру, напоминающую угол: медианный период P растет почти линейно от $P = 1.6$ до 2.0 млрд лет с уменьшением E_J от -78000 до -83400 км²/с², а затем резко падает.

На Рисунке 3.10 (а) представлены изменения скорости V_R , рассчитанные для полной выборки звезд и для выборки, из которой исключены звезды, поддерживающие горбы. Исключение этой подвыборки приводит к существенному изменению фазы колебаний: в большинстве случаев впадины появляются в те моменты времени, которые соответствуют горбам полной выборки, тогда как горбы возникают вблизи прежних минимумов. Исключение составляет первый временной интервал, в котором данная инверсия выражена слабее.

Для количественной оценки вклада звезд, поддерживающих горбы, в колебания скорости V_R используется отношение амплитуды колебаний A к ее неопределенности ε_A . Для полной выборки звезд, расположенных в рассматриваемом сегменте, получено значение $|A/\varepsilon_A| = 11.7$, при амплитуде $A = 1.76 \pm 0.15$ км/с, что указывает на статистически значимые колебания.

После исключения звезд, формирующих горбы, амплитуда колебаний определялась при фиксированных значениях периода и фазы, $P = 2.1$ млрд лет и $\varphi = 257^\circ$, соответствующих положениям горбов и впадин для полной выборки. Полученное значение амплитуды составляет $A = -0.21 \pm 0.19$ км/с, что соответствует отношению $|A/\varepsilon_A| = 1.1$. Таким образом, после удаления звезд, поддерживающих горбы, колебания скорости V_R , выявленные для полной выборки, практически исчезают.

На Рисунке 3.10 (b) показаны изменения медианной радиальной скорости V_R и числа звезд N для звезд, формирующих горбы (26 308 звезд). Значения V_R изменяются в широком диапазоне от -50 до 0 км/с. При этом минимумы скорости совпадают по времени с минимумами числа звезд N . Для данной выборки параметры колебаний имеют значения $P = 2.0 \pm 0.1$ млрд лет, $\overline{V_R} = -30.3 \pm 0.9$ км/с, $A = 13.1 \pm 1.7$ км/с и $\varphi = 75 \pm 5^\circ$.

Сравнение панелей (а) и (b) показывает, что медианные значения V_R для звезд, поддерживающих горбы, во все моменты времени существенно ниже соответствующих медианных скоростей, рассчитанных для полной выборки звезд. Средние значения радиальной скорости составляют $\overline{V_R} = -30.3$ и $\overline{V_R} = 5.2$ км/с соответственно. Следовательно, звезды, формирующие горбы, систематически смещают медианные значения V_R в сторону более отрицательных скоростей. При увеличении числа таких звезд их вклад возрастает, что приводит к уменьшению медианной скорости V_R , вычисленной для полной выборки. Таким образом, периодические изменения числа звезд, формирующих горбы, непосредственно связаны с наблюдаемыми колебаниями скорости V_R в рассматриваемом сегменте диска.

На Рисунке 3.10 (с) показаны изменения медианной азимутальной скорости V_T , вычисленной для полной выборки звезд, расположенных в рассматриваемом сегменте диска (черные кружки), и для выборки, из которой исключены звезды, формирующие горбы (синие кружки). Исключение данной подвыборки приводит к заметному

изменению фазы колебаний скорости V_T , за исключением первого горба.

На Рисунке 3.10 (d) представлены изменения медианной скорости V_T и числа звезд N для выборки звезд, поддерживающих горбы. В большинстве моментов времени значения V_T лежат в диапазоне 220–245 км/с и систематически превышают медианные значения, полученные для полной выборки звезд рассматриваемого сегмента. Исключение составляет один момент времени, для которого получено значение $V_T = 193$ км/с. Параметры колебаний имеют значения $P = 1.9 \pm 0.1$ млрд лет, $\overline{V_T} = 229.7 \pm 0.7$ км/с, $A = 4.48 \pm 1.37$ км/с и $\varphi = 295 \pm 11^\circ$. Средняя скорость в этой выборке превышает соответствующее значение для полной выборки ($\overline{V_T} = 218.5$ км/с) примерно на 11 км/с.

Сравнение панелей (c) и (d) показывает, что изменения скорости V_T , рассчитанные для полной выборки звезд, хорошо согласуются с изменениями числа звезд N , формирующих горбы. При увеличении числа таких звезд медианная скорость V_T смещается в сторону больших значений, что свидетельствует об их существенном вкладе в формирование колебаний.

Влияние звезд, формирующих горбы, можно количественно оценить по отношению амплитуды колебаний к ее неопределенности. Для полной выборки получено значение $A = 1.24 \pm 0.14$ км/с, соответствующее отношению $|A/\varepsilon_A| = 8.9$. После исключения звезд, формирующих горбы, и при фиксированных значениях периода и фазы, $P = 1.9$ млрд лет и $\varphi = 329^\circ$, амплитуда уменьшается до $A = -0.28 \pm 0.20$ км/с, а отношение $|A/\varepsilon_A|$ снижается до 1.4. Следовательно, статистически значимые колебания скорости V_T в рассматриваемом сегменте практически исчезают.

Следовательно, именно звезды, поддерживающие горбы, вызывают изменения в радиальных и азимутальных скоростях с периодом $P = 2.0 \pm 0.1$ млрд лет.

3.7. Распределение звезд модели по периоду P

На Рисунке 3.11 приведены распределения звезд модели по периоду P , характеризующему медленные изменения углового момента и полной энергии.

Панель (a) содержит распределения для нескольких выборок: всех звезд модели, звезд с орбитами, пересекающими радиус коротации CR, звезд с орбитами, проходящими по обе стороны радиуса OLR, а также для звезд, формирующих горбы. В распределении полной выборки выделяются два выраженных максимума, расположенные вблизи $P \approx 0.6$ и $P \approx 1.9$ млрд лет. Первый из них в основном образован звездами, орбиты которых пересекают радиус CR.

Как показано в Разделе 2.2, для бананообразных орбит в окрестности точек Лагранжа L_4 и L_5 период долгопериодических колебаний составляет 565 ± 2 млн лет.

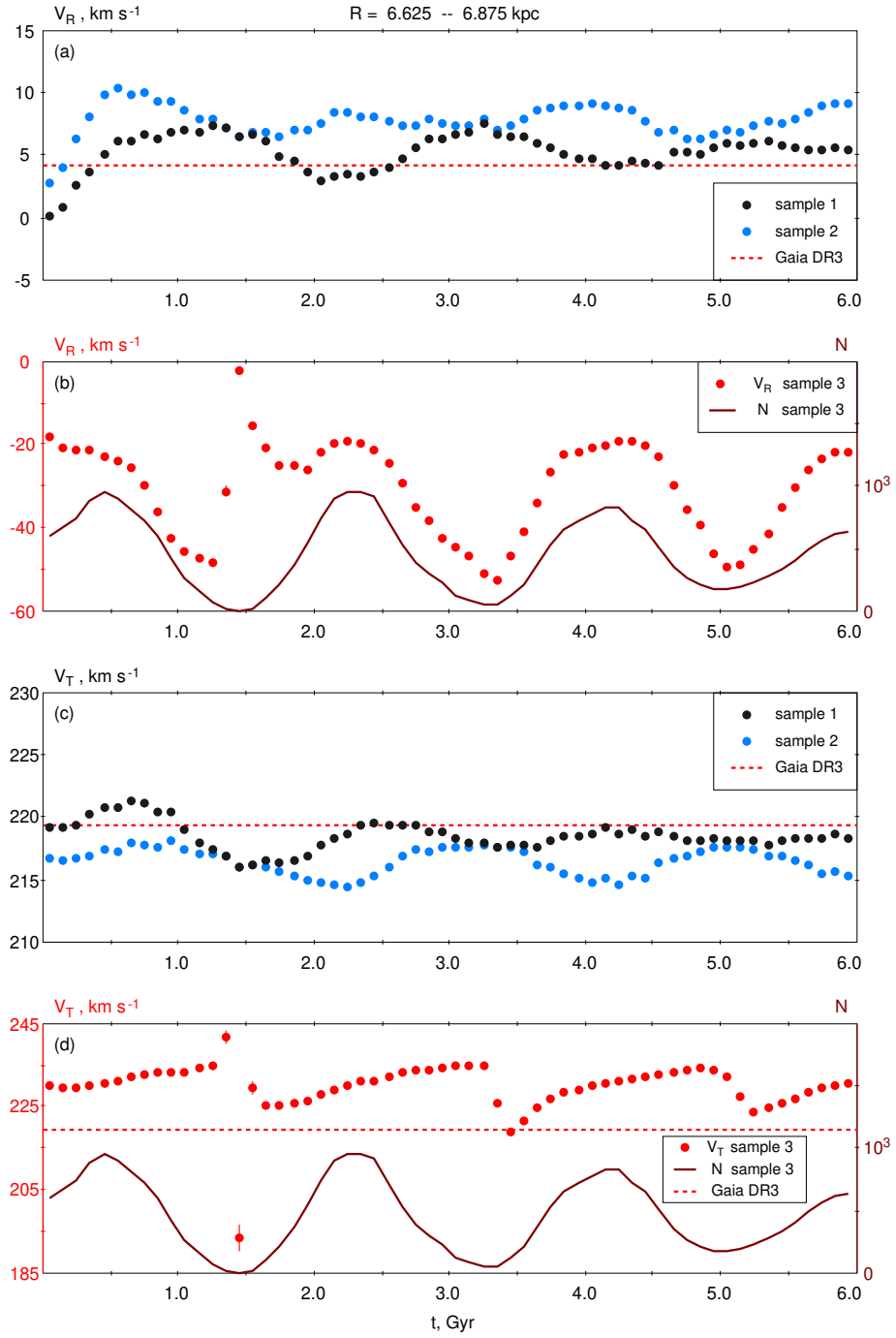


Рис. 3.10. Медианные значения радиальной V_R (a, b) и азимутальной V_T (c, d) скоростей звезд в секторе $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$ и в интервале расстояний $R = 6.75 \pm 0.125$ кпк, в различные моменты времени. Показаны результаты для трех выборок: все звезды модельного диска (Выборка 1, черные кружки); звезды, создающие горбы (Выборка 3, красные кружки); и остальные звезды диска после исключения звезд, создающих горбы (Выборка 2, голубые кружки). Темно-красной сплошной линией показано число звезд, формирующих горбы, N , находящихся в рассматриваемой области в разные моменты времени.

Близость этого значения к положению первого максимума позволяет связать его со вкладом орбит данного типа. Второй максимум, соответствующий периоду $P \approx 1.9$ млрд лет, напротив, обусловлен преимущественно звездами, формирующими горбы. Распределение периодов звезд, чьи орбиты проходят как внутри, так и вне радиуса OLR (289 062 объектов), также имеет два отчетливых максимума. Для удобства оно в увеличенном масштабе показано на панели (b).

На Рисунке 3.11 (b) показано распределение звезд, чьи орбиты проходят как внутри, так и за пределами радиуса OLR. Как и для полной выборки, в этом распределении сохраняются два выраженных максимума, расположенные вблизи $P \approx 0.7$ и $P \approx 1.9$ млрд лет. Среди этих звезд были выделены орбиты с порядком симметрии $n_s = 2$, ориентированные преимущественно перпендикулярно большой оси бара ($75^\circ \leq \theta_{00} < 105^\circ$, светло-красные столбцы) и параллельно ей ($0^\circ \leq \theta_{00} < 15^\circ \cup 165^\circ \leq \theta_{00} < 180^\circ$, светло-зеленые столбцы).

Хорошо видно, что орбиты, вытянутые перпендикулярно бару, концентрируются вблизи максимума при $P \approx 0.7$ млрд лет, тогда как орбиты, вытянутые вдоль бара, сосредоточены около максимума при $P \approx 1.9$ млрд лет. Эти две группы орбит поддерживают соответственно внешние кольца R_1 и R_2 .

3.8. Возраст галактического бара

Было выполнено сопоставление наблюдаемого и модельного распределений медианной радиальной скорости V_R в интервале галактоцентрических расстояний $R = 6\text{--}9$ кпк. Для модельных профилей, рассчитанных в различные моменты времени, вычислялась функция $\chi^2(t)$. Зависимость χ^2 от времени на интервале 0–6 млрд лет представлена на Рисунке 3.12. При вычислении χ^2 неопределенность медианной скорости в каждом бине принималась равной $\varepsilon_{V_R} = 0.6$ км/с.

Функция $\chi_R^2(t)$ имеет два выраженных минимума в интервале времени 0.5–6.0 млрд лет, соответствующих моментам $t = 2.5 \pm 0.3$ и 4.5 ± 0.5 млрд лет. Их появление связано с исчезновением горбов на модельных профилях скорости V_R в указанные моменты времени (Рисунок 3.1). Минимум при $t = 0.4$ млрд лет далее не рассматривается, поскольку к этому моменту бар еще не достиг полной силы.

Наличие или отсутствие горбов на профилях распределения скорости V_R может служить диагностическим признаком степени согласия модели с наблюдательными данными. В наблюдаемом профиле, построенном по данным *Gaia* DR3, горб в интервале расстояний $R = 6\text{--}7$ кпк отсутствует. В отличие от этого, модельные профили характеризуются появлением выраженных горбов в интервалы времени 0.6–1.8, 3.0–3.8 и 5.0–5.8 млрд лет (Рисунки 3.1 и 3.2). Таким образом, наилучшее соответствие между моделью и наблюдениями в интервале 0.5–6.0 млрд лет достигается вблизи

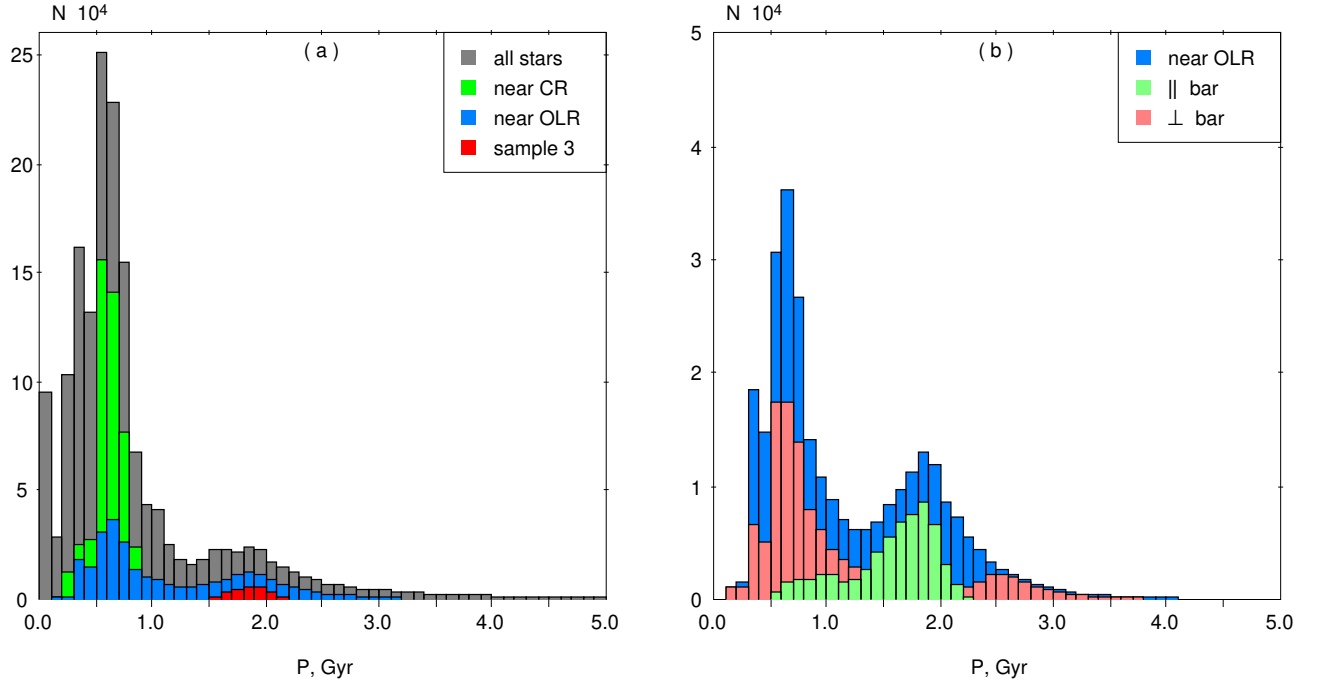


Рис. 3.11. Распределения звезд по периоду P , характеризующему медленные колебания углового момента и полной энергии. (а) Показаны все звезды модели (серые столбцы), звезды с орбитами, пересекающими радиус коротации CR (зеленые столбцы), звезды с орбитами, пересекающими радиус OLR (синие столбцы), а также звезды, поддерживающие горбы (красные столбцы). В распределении полной выборки выделяются два характерных максимума, расположенных вблизи $P = 0.6$ и $P = 1.9$ млрд лет. Орбиты, пересекающие CR, преимущественно сосредоточены в области первого максимума. Для звезд, пересекающих OLR, также наблюдается бимодальное распределение; его увеличенный фрагмент показан на правой панели. (б) Среди звезд с орбитами, пересекающими OLR (синие столбцы), выделены орбиты с порядком симметрии $n_s = 2$, ориентированные перпендикулярно бару ($75^\circ \leq \theta_{00} < 105^\circ$, светло-красные столбцы) и вдоль его большой оси ($0^\circ \leq \theta_{00} < 15^\circ$ или $165^\circ \leq \theta_{00} < 180^\circ$, светло-зеленые столбцы). Для первой группы характерен максимум распределения при $P = 0.6$ млрд лет, тогда как для второй наиболее вероятным является период около 1.9 млрд лет.

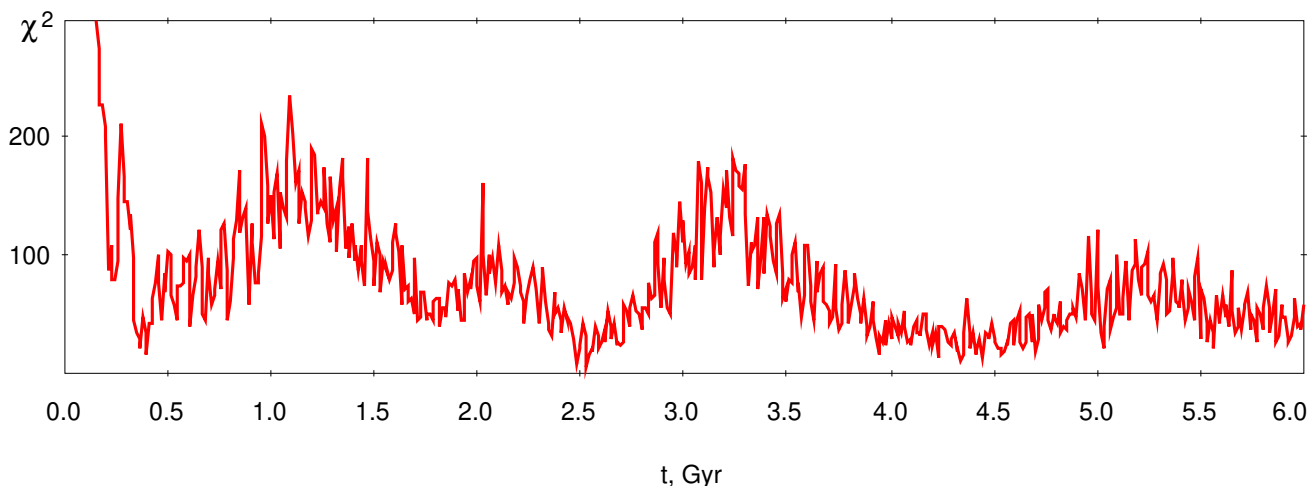


Рис. 3.12. Зависимость $\chi^2(t)$, полученная при сопоставлении наблюдаемого распределения медианной скорости V_R по данным *Gaia* DR3 с модельными распределениями на интервале расстояний $R = 6\text{--}9$ кпк. В диапазоне времени 0.5–6.0 млрд лет функция χ^2 имеет два выраженных минимума, соответствующих моментам $t = 2.5 \pm 0.3$ и 4.5 ± 0.5 млрд лет.

моментов $t = 2.5 \pm 0.3$ и 4.5 ± 0.5 млрд лет.

Вопрос о том, какой момент времени следует принимать за начало отсчета возраста галактического бара, требует отдельного обсуждения. В используемой модели можно выделить два характерных момента: начало моделирования и момент, когда бар достигает полной силы. В реальных дисковых галактиках центральные неосесимметричные возмущения, как правило, присутствуют задолго до полного формирования бара и могут сохраняться в течение длительного времени. По этой причине возраст бара разумно отсчитывать от момента достижения им полной силы. Поскольку в рассматриваемой модели время роста бара составляет $T_g = 0.45$ млрд лет, полученные из анализа функции χ^2 оценки следует уменьшить примерно на 0.5 млрд лет. Таким образом, возраст бара, отсчитанный от момента завершения его роста, должен быть близок к одному из двух значений: 2.0 ± 0.3 или 4.0 ± 0.5 млрд лет.

3.9. Основные выводы

В данной главе показано, что локальные максимумы («горбы») на профилях распределения медианной радиальной скорости $V_R(R)$ в модельном диске являются следствием согласованного вклада относительно небольшой подвыборки звезд, чьи орбиты вблизи OLR демонстрируют периодические изменения направления вытянутости относительно большой оси бара. Эти «качающиеся» орбиты периодически пересекают рассматриваемый сектор диска с отрицательными радиальными скоростями, а затем покидают его, что приводит к систематическому уменьшению или увели-

чению медианных скоростей и к появлению/исчезновению горбов в диапазоне расстояний $R \simeq 6\text{--}7$ кпк.

Появление и исчезновение горбов имеет выраженный периодический характер. Горбы проявляются в модели в интервалы времени 0.6–1.8, 3.0–3.8 и 5.0–5.8 млрд лет, то есть с характерным «шагом» порядка ~ 2 млрд лет, причем их высота со временем уменьшается. В выбранном бине по расстоянию $R = 6.75 \pm 0.125$ кпк компоненты медианных скоростей V_R и V_T демонстрируют статистически значимые колебания с периодом порядка двух миллиардов лет: для радиальной скорости получен период $P = 2.1 \pm 0.1$ млрд лет при средней амплитуде $A = 1.76 \pm 0.15$ км/с, а для азимутальной скорости — $P = 1.9 \pm 0.1$ млрд лет при амплитуде $A = 1.24 \pm 0.14$ км/с.

Была выделена подвыборка звезд, ответственных за возникновение горбов. Показано, что после исключения этой подвыборки амплитуда колебаний радиальной скорости V_R при фиксированных P и φ падает до $A = -0.21 \pm 0.19$ км/с (то есть становится статистически незначимой), а для азимутальной скорости V_T — до $A = -0.28 \pm 0.20$ км/с. Тем самым показано, что колебания на профилях скоростей в данном диапазоне галактоцентрических расстояний поддерживаются за счет периодического изменения в выбранной области числа орбит, чьи направления вытянутости испытывают колебания.

Статистический анализ орбит подтвердил, что орбиты с периодами колебаний направления вытянутости порядка ~ 2 млрд лет не являются редкостью в окрестности OLR. Из орбит, находящихся как внутри, так и за пределами OLR, около 28% оказались качающимися, а их медианный период равен $P = 1.96$ млрд лет. Период колебаний орбит звезд, непосредственно формирующих горбы, составляет около $P \simeq 1.85 \pm 0.17$ млрд лет, а большинство их орбит (71.6%) в среднем ориентировано вдоль большой оси бара ($0 \leq \theta_{00} < 15^\circ$), то есть поддерживают внешнее кольцо R_2 . Эти факты указывают, что период ~ 2 млрд лет является в модели характерным временным масштабом, связанным с захватом орбит в виде колебаний вблизи OLR: он проявляется одновременно в долгопериодических колебаниях величин L и E , а также в периодическом возникновении горбов на профилях скоростей.

Наконец, сопоставление модельных профилей $V_R(R)$ с наблюдательными профилями *Gaia* DR3 показало, что отсутствие горба в наблюдаемом распределении в интервале $R = 6\text{--}7$ кпк может быть использовано как диагностический признак при определении стадии эволюции бара. Минимумы функции $\chi^2(t)$ достигаются вблизи моментов $t = 2.5 \pm 0.3$ и 4.5 ± 0.5 млрд лет от начала моделирования, что при отсчете возраста от момента достижения баром полной силы ($T_g \approx 0.5$ млрд лет) соответствует оценкам возраста бара порядка 2.0 ± 0.3 или 4.0 ± 0.5 млрд лет.

Глава 4. Старт колебаний орбит и время роста бара¹

Эволюция галактического бара оказывает существенное влияние на динамику звезд в диске Галактики. Важным параметром, характеризующим эту эволюцию, является время роста бара — интервал, в течение которого его гравитационное воздействие достигает полной силы.

Изменение силы бара со временем может влиять на момент начала резонансной настройки орбит и формирование различных кинематических особенностей в диске Галактики. Для количественной оценки влияния бара часто используется параметр $q_t(R)$, который показывает отношение максимального значения тангенциального компонента гравитационной силы к среднему значению радиального компонента силы на данном расстоянии R [34, 111–115, 123]:

$$q_t(R) = \frac{\max |F_T(R)|}{\langle |F_R(R)| \rangle}. \quad (4.1)$$

Сила бара определяется как максимальное значение параметра $q_t(R)$ вдоль расстояния R [124]:

$$Q_b = \max q_t(R). \quad (4.2)$$

Buta et al. (2005) [125] показали, что классификация баров, основанная только на значении Q_b , хорошо согласуется с визуальной классификацией.

Díaz-García et al. (2016) [115] обнаружили, что галактики визуальных классов SB, SAB, SAB и SAB различаются главным образом силой бара. Lee et al. (2020) [126] классифицировали галактики по распределению отношения q_t в плоскости галактики и показали, что значение $Q_b = 0.25$ может служить границей между сильными и слабыми барами. Сильные бары обычно более вытянутые и имеют большую относительную длину (отношение длины бара к фотометрическому радиусу галактики $R_{25.5}$), чем слабые [115]. Соуно et al. (2019) [127] также показали, что сильные бары длиннее, чем слабые, и имеют больший радиус коротации R_{CR} . Сильные бары вращаются медленнее: при $R_{CR}/R_b > 1.4$ обмен угловым моментом с гало и балджем приводит к торможению бара [128, 129]. В галактиках с сильными барами преобладают внешние резонансные кольца R_2 , вытянутые параллельно бару, а в галактиках со слабыми барами — кольца R_1 , вытянутые перпендикулярно бару [41]. В моделях с сильными барами кольца формируются быстрее и имеют более отчетливую форму [130]. С возрастом бары становятся сильнее и тоньше [131, 132].

В Главах 2, 3 и 5 показано, что орбиты, захваченные колебаниями вблизи OLR (Рисунок 3.6), оказывают существенное влияние на кинематику и морфологию галактического диска. Колебания этих орбит начинаются не со старта моделирования,

¹Данная Глава основана на Работе №5 из списка публикаций по теме диссертации.

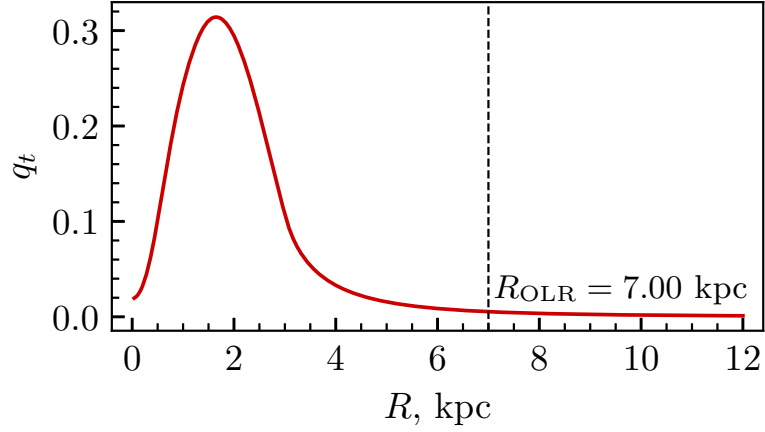


Рис. 4.1. Зависимость значения q_t (Уравнение 4.1) от расстояния R после выхода бара на полную мощность ($T_g = 0.45$ млрд лет). Максимальное значение $q_t = 0.3142$ достигается на расстоянии $R = 1.64$ кпк.

а с момента достижения растущим баром определенной силы. В данной главе исследуется момент начала колебаний направления вытянутости орбит и анализируется зависимость этого момента от времени роста бара.

4.1. Модели

Как уже было сказано (см. Раздел 1.3, Уравнение 1.40), в начальный момент времени бар осесимметричен, и неосесимметричные возмущения растут линейно в течение четырех оборотов бара, то есть в течение $T_g = 0.45$ млрд лет:

$$\begin{cases} Q_b^*(t) = Q_b \frac{t}{T_g}, & \text{если } 0 < t < T_g, \\ Q_b^*(t) = Q_b, & \text{если } t \geq T_g, \end{cases} \quad (4.3)$$

где $Q_b = 0.3142$ соответствует расстоянию $R = 1.64$ кпк от центра Галактики (Рисунок 4.1)

Чтобы определить момент начала колебаний орбит, был построен набор дополнительных моделей, отличающихся от основной модели с $T_g = 0.45$ млрд лет (см. Раздел 1.2) исключительно временем роста бара T_g . В рассматриваемый набор вошли модели с $T_g = 1.0, 1.5, 2.0, 2.5$ и 3.0 млрд лет. Для моделей с $T_g = 1.0$ и 1.5 млрд лет общее время численного эксперимента составляло 7.5 млрд лет, тогда как для остальных моделей оно было увеличено до 8.0 млрд лет. Такой выбор длительности моделирования был обусловлен необходимостью обеспечить не менее 5.0 млрд лет эволюции системы после достижения баром полной силы. Для основной модели с $T_g = 0.45$ млрд лет общее время моделирования также было увеличено до 7.0 млрд лет.

Для всех моделей были построены профили распределения медианных значений радиального V_R и азимутального V_T компонентов скорости звезд модельного диска.

Медианные скорости V_R и V_T вычислялись в секторе Галактоцентрических углов $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$ и в бинах по расстоянию шириной $\Delta R = 250$ пк. Модельные профили скоростей дополнительно усреднялись по времени на интервалах продолжительностью 0.5 млрд лет (см. Раздел 1.5).

4.2. Сдвиг колебаний скорости V_R по времени

Анализ показал, что колебания направления вытянутости орбит стартуют не с момента начала моделирования, а лишь после того, как бар достигает достаточной силы, необходимой для старта колебаний.

Для определения момента начала колебаний были проанализированы распределения радиальной скорости V_R в моделях, различающихся только временем роста бара T_g . На Рисунке 4.2 (а) представлена зависимость радиальной скорости V_R от времени, рассчитанная в бине $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк, для основной модели с $T_g = 0.45$ млрд лет, а также для моделей с большими значениями T_g . Указанный бин был выбран в связи с тем, что именно в нем высота горба в основной модели достигает максимального значения (см. Раздел 3.1).

Из Рисунка 4.2 (а) следует, что с увеличением времени роста бара модельные кривые последовательно смещаются в сторону больших времен, при этом их форма в целом сохраняется. Одновременно с этим наблюдается систематическое уменьшение амплитуды колебаний скорости V_R при увеличении T_g , что указывает на постепенную рассинхронизацию организованных колебаний.

На Рисунке 4.2 (b) показаны профили радиальных скоростей $V_R(R)$ для моделей с различными значениями T_g , построенные для временного интервала $t = 2.0\text{--}2.5$ млрд лет с начала моделирования. Видно, что с ростом T_g профили радиальной скорости в области $R = 6\text{--}7$ кпк последовательно проходят стадии увеличения и последующего уменьшения значений V_R , что соответствует формированию и последующему исчезновению горба. Таким образом, одному и тому же временному интервалу $t = 2.0\text{--}2.5$ млрд лет в различных моделях соответствуют различные фазы колебаний. Для сравнения также приведена наблюдательная зависимость $V_R(R)$, построенная по данным *Gaia* DR3.

Смещение кривых на Рисунке 4.2 (а) относительно друг друга указывает на то, что периодические колебания направлений вытянутости орбит начинаются не в момент полного включения бара, а ранее — в тот момент времени, когда бар достигает некоторой критической силы Q_b , достаточной для запуска колебаний. Для оценки этой силы бара профили радиальных скоростей, представленные на Рисунке 4.2 (а), были приведены к единой временной шкале путем введения общего коэффициента временного сдвига.

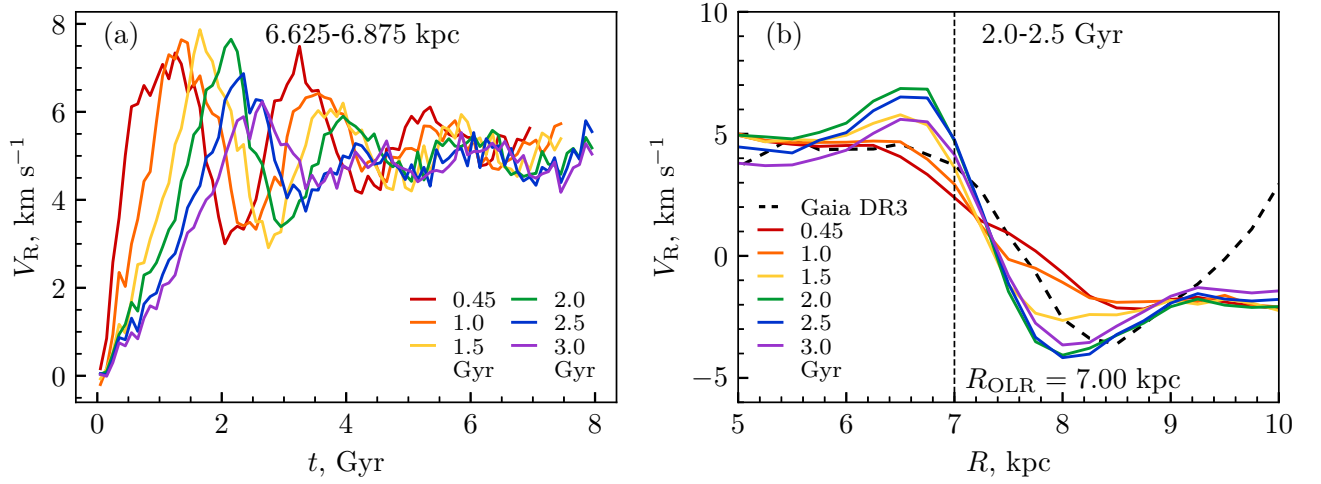


Рис. 4.2. (a) Зависимость радиальной скорости V_R от времени, вычисленная в бине $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк, для моделей с различным временем роста бара T_g . С увеличением T_g кривые сохраняют свою форму, однако последовательно смещаются в сторону больших времен, при одновременном уменьшении амплитуды колебаний. (b) Профили распределения V_R , построенные для моделей с различными значениями T_g (цветные кривые) и для наблюдательных данных *Gaia* DR3 (черная пунктирная кривая). Модельные профили усреднены по времени в интервале $t = 2.0\text{--}2.5$ млрд лет с начала моделирования. С ростом T_g горб на профиле демонстрирует последовательные стадии роста и ослабления.

Для всех моделей был введен коэффициент сдвига по времени k , одинаковый для всего набора, при этом время с начала моделирования t преобразовывалось следующим образом:

$$t' = t - kT_g. \quad (4.4)$$

Такое преобразование позволяет компенсировать различия во времени роста бара и сопоставить профили радиальных скоростей, соответствующие различным моделям.

Оптимальное значение коэффициента сдвига k_0 определялось из условия наилучшего совпадения зависимостей $V_R(t')$ для всех моделей. Для этого минимизировалась сумма попарных функционалов χ^2 , определяемая выражением:

$$\chi^2(k) = \sum_{i < j} \sum_n \frac{\Delta V_{ij}^2(t'_n, k)}{\sigma_{in}^2 + \sigma_{jn}^2}, \quad (4.5)$$

где разность радиальных скоростей для пары моделей (i, j) в момент времени t'_n задается как

$$\Delta V_{ij}(t'_n, k) = V_{R,i}(t'_n) - V_{R,j}(t'_n). \quad (4.6)$$

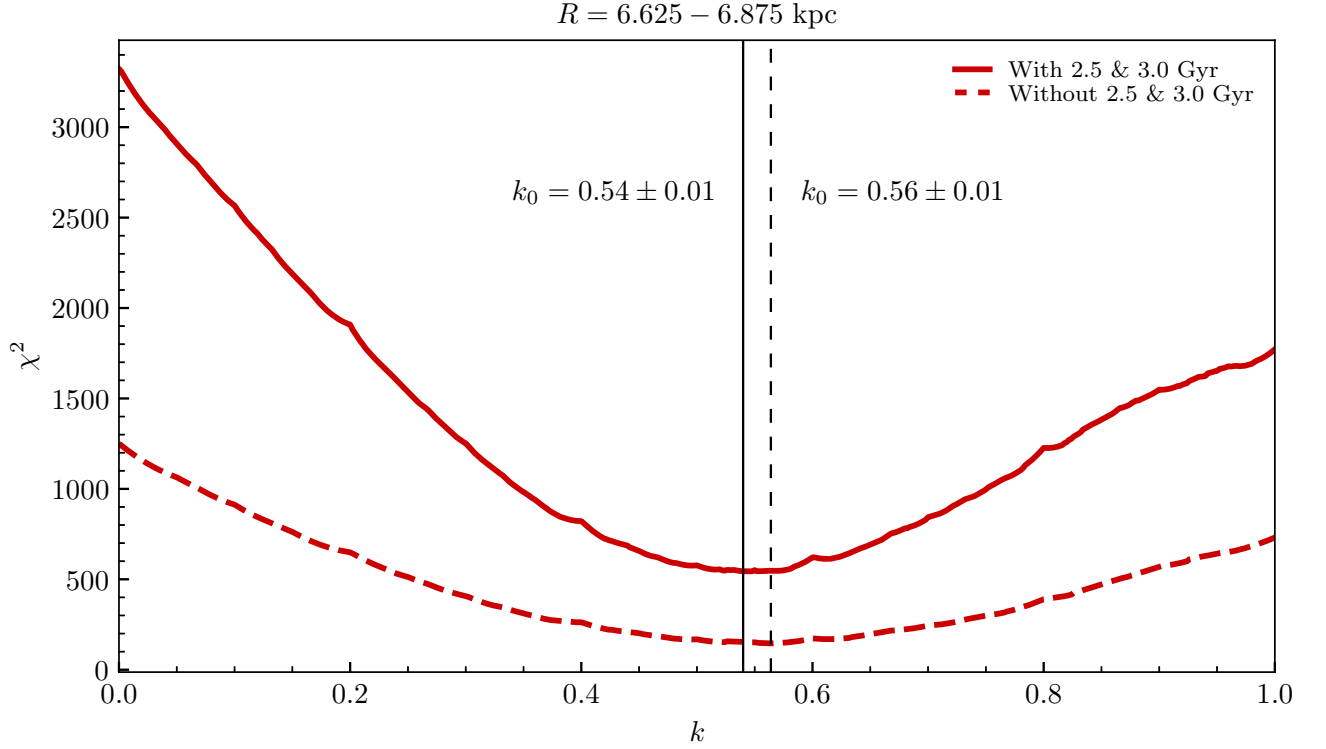


Рис. 4.3. Зависимость параметра χ^2 от коэффициента временного сдвига k , рассчитанная в бине $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк. Вертикальными линиями отмечены положения минимумов χ^2 . Для полного набора моделей минимум достигается при $k_0 = 0.54 \pm 0.01$, тогда как для набора без моделей с $T_g = 2.5$ и 3.0 млрд лет — при $k_0 = 0.56 \pm 0.01$.

Суммирование проводилось по 15 различным парам модельных кривых (i, j) и 54 моментам смещенного времени t'_n в диапазоне $-400 \leq t'_n < 5000$ млн лет с шагом 100 млн лет. Указанный набор значений t'_n присутствует во всех моделях при любых значениях коэффициента временного сдвига в интервале $k = 0 - 1$. Погрешности определения медианных радиальных скоростей в каждый момент времени принимались постоянными и равными $\sigma = 0.62$ км/с. (см. Раздел 1.6).

На Рисунке 4.3 показана зависимость параметра χ^2 от коэффициента сдвига k , рассчитанная в бине $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк для двух наборов моделей: включающего все модели и для набора, из которого исключены модели с $T_g = 2.5$ и 3.0 млрд лет. В указанных моделях амплитуда колебаний зависимости $V_R(t)$ существенно ниже по сравнению с остальными (см. Рисунок 4.7а). Минимум функции χ^2 для полного набора моделей достигается при $k_0 = 0.54 \pm 0.01$, тогда как для уменьшенного набора — при $k_0 = 0.56 \pm 0.01$. В дальнейшем используется полный набор моделей.

После применения временного сдвига $t' = t - k_0 T_g$, где $k_0 = 0.54$, периодические колебания направлений вытянутости орбит в различных моделях оказываются практически синхронизированными и начинаются вблизи момента $t' = 0$. Результат процедуры сдвига по времени показан на Рисунке 4.4 (а), который является анало-

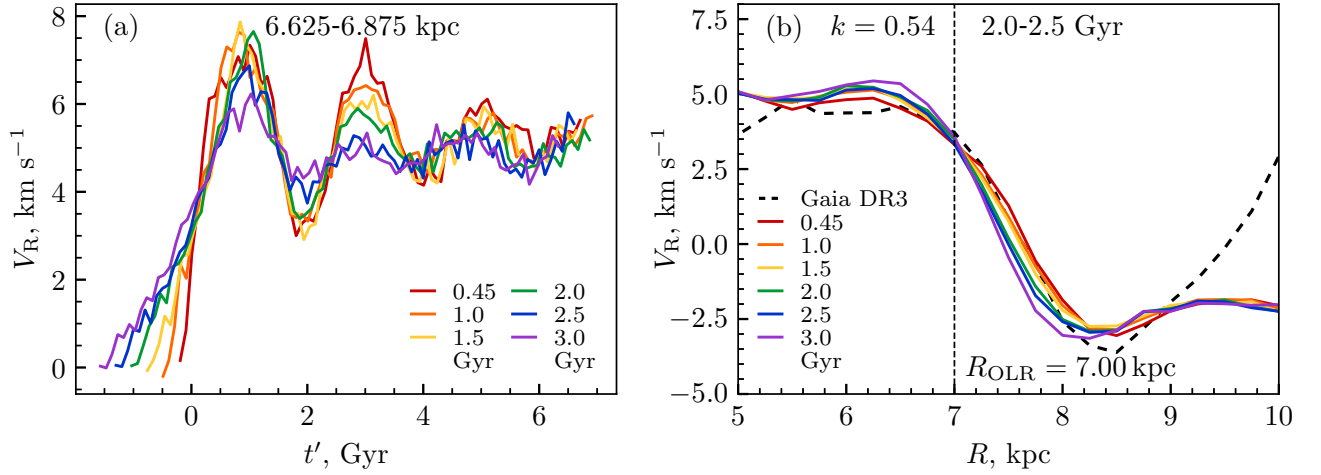


Рис. 4.4. (a) Зависимость радиальной скорости V_R от смещенного времени $t' = t - k_0 T_g$ в бине $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк (ср. Рисунок 4.2a). Колебания начинаются синхронно во всех моделях в момент $t' = 0$, при этом амплитуда колебаний уменьшается с ростом T_g . (b) Профили радиальных скоростей $V_R(R)$, усредненные в интервале смещенного времени $t' = 2.0\text{--}2.5$ млрд лет (ср. Рисунок 4.2b). После сдвига выраженные горбы отсутствуют, а профили для всех значений T_g становятся практически подобными.

гом Рисунка 4.2 (a). Видно, что зависимости $V_R(t')$, вычисленные в бине $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк, хорошо совпадают между собой и характеризуются одинаковым периодом колебаний $P \approx 2$ млрд лет, при этом начало колебаний соответствует $t' = 0$.

Сохраняется тенденция к уменьшению амплитуды колебаний радиальной скорости V_R при увеличении времени роста бара T_g . При $T_g > 2.0$ млрд лет амплитуда колебаний резко снижается. Это может быть связано с тем, что при превышении характерного периода $P \approx 2$ млрд лет колебания орбит в модели теряют синхронность, в результате чего горбы на профилях радиальных скоростей оказываются размытыми.

На Рисунке 4.4 (b), аналогичном Рисунку 4.2 (b), показано, что после применения процедуры временного сдвига профили радиальных скоростей $V_R(R)$ больше не демонстрируют выраженных горбов. В первом приближении профили для всех моделей оказываются подобными друг другу. При выборе иного интервала усреднения по смещенному времени t' все профили демонстрировали бы одинаковый горб на другой стадии формирования.

Поскольку в используемых моделях сила бара возрастает линейно со временем (Уравнение 4.3), значение коэффициента сдвига $k_0 = 0.54 \pm 0.01$ означает, что периодические колебания направлений вытянутости орбит начинаются в момент, когда бар достигает $54 \pm 1\%$ от своей максимальной силы. Максимальное значение силы бара составляет $Q_b = 0.3142$, откуда следует, что колебания орбит начинаются при $Q_b = 0.1696 \pm 0.0025$.

На Рисунке 4.5 приведена зависимость силы бара Q_b^* от времени с начала моделирования t для моделей с $T_g = 0.45$ млрд лет и $T_g = 3.0$ млрд лет. Видно, что в обоих случаях сила бара растет линейно и достигает максимального значения $Q_b = 0.3142$ в момент $t = T_g$. Черной штриховой линией показано значение $Q_b = 0.1696$, при котором начинаются колебания направлений вытянутости орбит.

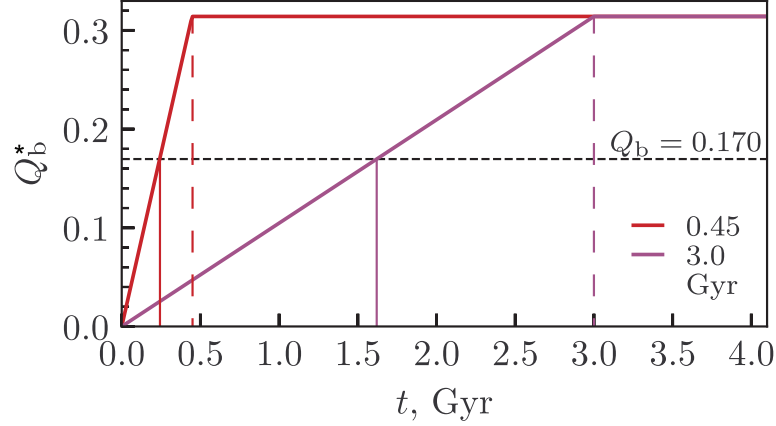


Рис. 4.5. Схема линейного роста силы бара Q_b^* (Уравнение 4.3) для моделей с $T_g = 0.45$ млрд лет и $T_g = 3.0$ млрд лет. Максимальное значение $Q_b = 0.3142$ достигается в момент $t = T_g$. Черной горизонтальной пунктирной линией показано значение $Q_b = 0.1696$, по достижении которого начинаются колебания направлений вытянутости орбит. Вертикальные линии отмечают соответствующие моменты времени с начала моделирования: штриховыми линиями показаны моменты достижения баром его полной силы, а сплошными — моменты старта колебаний орбит.

4.3. Аппроксимация колебаний скорости V_R

Для количественного описания эволюции радиальной скорости были аппроксимированы зависимости V_R от смещенного времени t' , полученные для различных значений времени роста бара T_g (Рисунок 4.4а). В качестве аппроксимирующей функции использовались затухающие гармонические колебания вида

$$V_R(t') = A e^{-\lambda t'} \sin\left(\frac{2\pi}{P} t' + \varphi\right) + C, \quad (4.7)$$

где A — начальная амплитуда колебаний, λ — коэффициент затухания, P и φ — период и начальная фаза колебаний, а C — среднее значение радиальной скорости V_R . Аппроксимация выполнялась, начиная с момента старта колебаний орбит, то есть при $t' = 0$.

Результаты аппроксимации представлены на Рисунке 4.6. Значения $V_R(t')$, полученные в моделях с различными T_g , показаны точками различных цветов, тогда как соответствующие аппроксимации отображены сплошными кривыми. Для всех

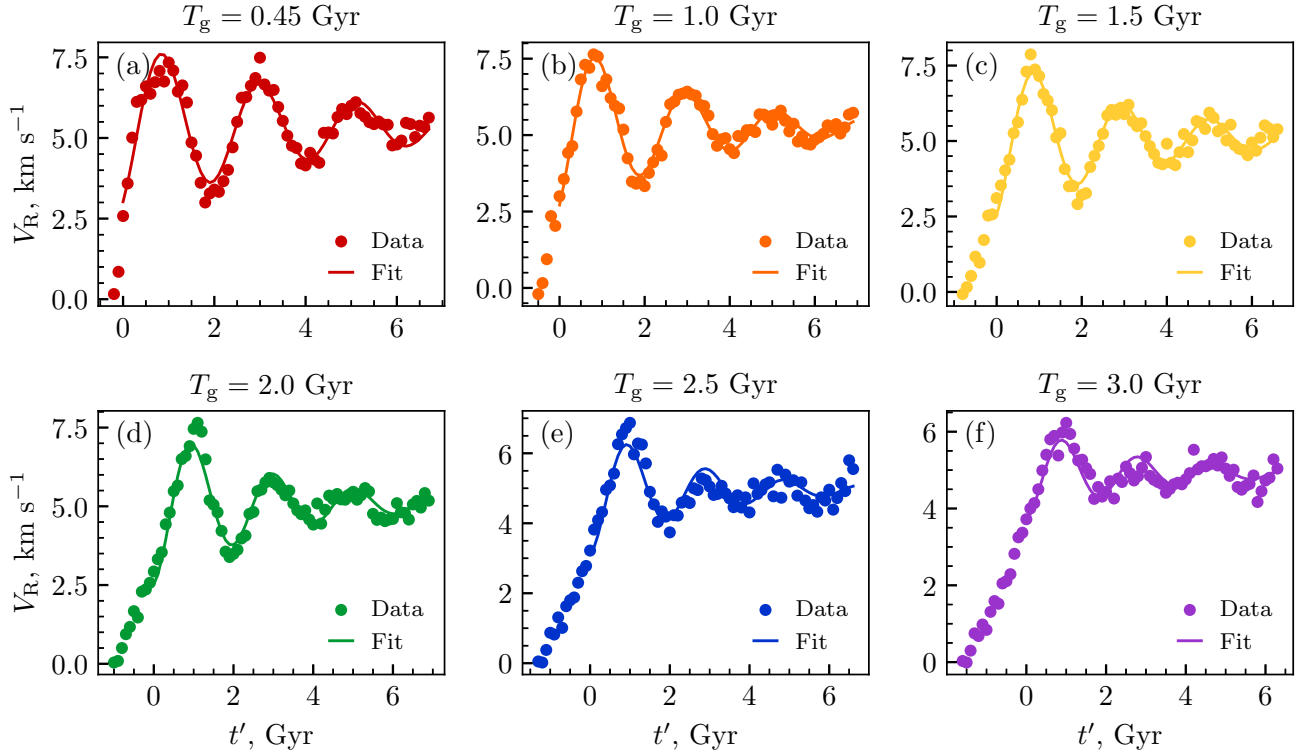


Рис. 4.6. Зависимость радиальной скорости V_R от смещенного времени t' в моделях с различным временем роста бара T_g (точки различных цветов) и их аппроксимация затухающими гармоническими колебаниями (Уравнение 4.7, сплошные кривые соответствующий цветов). Значение T_g указано над каждой панелью. Аппроксимация выполнялась, начиная с момента старта колебаний орбит ($t' = 0$).

рассмотренных моделей достигается хорошее согласие между расчетными данными (точки) и аппроксимацией (кривые).

На Рисунке 4.7 приведены зависимости параметров аппроксимации (Уравнение 4.7) от времени роста бара T_g . Начальная амплитуда колебаний A (Рисунок 4.7a) достигает максимального значения при $T_g = 1.0$ млрд лет, тогда как при $T_g > 2.0$ млрд лет наблюдается ее резкое уменьшение; в целом амплитуда A снижается примерно на 60%. Коэффициент затухания λ (Рисунок 4.7b) возрастает с увеличением T_g приблизительно на 37%.

Период колебаний P (Рисунок 4.7c) уменьшается почти линейно с ростом T_g на 11%, меняясь от $P = 2.1$ млрд лет до $P = 1.9$ млрд лет.

Зависимость начальной фазы φ представлена на Рисунке 4.7 (d). Значение $T_g = 1.5$ млрд лет разделяет модели на две группы, $T_g < 1.5$ млрд лет и $T_g > 1.5$ млрд лет, внутри которых начальная фаза совпадает в пределах σ , что указывает на практически синхронный характер колебаний орбит в каждой из этих групп. В целом значение φ меняется в диапазоне $5 - 34^\circ$.

Среднее значение радиальной скорости S (Рисунок 4.7e) уменьшается почти линейно с ростом T_g примерно на 8%.

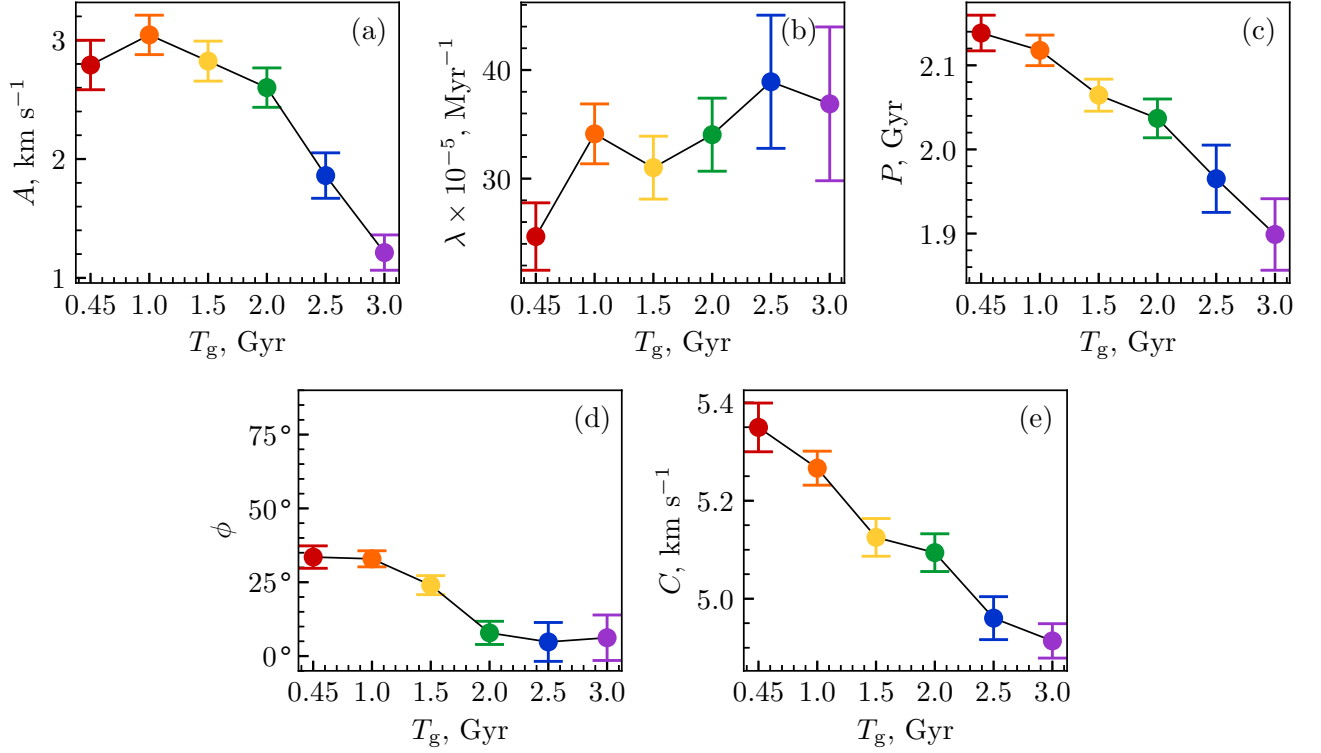


Рис. 4.7. Зависимости параметров аппроксимации $V_R(t')$ затухающими гармоническими колебаниями (Уравнение 4.7) от времени роста бара T_g . (a) Начальная амплитуда A . (b) Коэффициент затухания λ . (c) Период колебаний P . (d) Начальная фаза φ . (e) Среднее значение радиальной скорости C .

4.4. Влияние других факторов на значение k_0

До сих пор данные о колебаниях скорости V_R рассматривались в единственном бине по расстоянию, в котором высота горба достигает максимального значения ($R = 6.625\text{--}6.875$ кпк), то есть в области, где влияние колебаний орбит выражено наиболее сильно. Далее рассматриваются соседние бины по расстоянию в окрестности внешнего линдбладовского резонанса (OLR). На Рисунке 4.8 показана зависимость коэффициента временного сдвига k_0 , соответствующего минимуму функции χ^2 , от выбора бина по расстоянию в диапазоне $R = 6\text{--}8$ кпк.

Из Рисунка 4.8 следует, что значение k_0 меняется в пределах $0.38\text{--}0.72$. В целом зависимость $k_0(R)$ указывает на то, что профили распределения V_R для различных значений T_g являются подобными лишь в первом приближении. В области формирования горбов ($R = 6.5\text{--}7.0$ кпк) коэффициент сдвига принимает практически постоянное значение $k_0 = 0.52 \pm 0.02$, что позволяет рассматривать величину ± 0.02 как более реалистичную оценку его погрешности. В интервале расстояний $R = 7.00\text{--}7.7$ кпк наблюдается выраженный минимум. В бинах, где горбы не формируются, значение k_0 определяется не колебаниями направлений вытянутости орбит, а иными факторами.

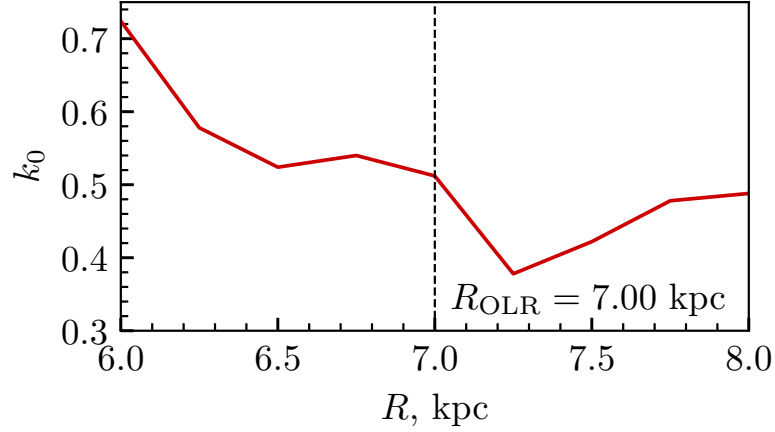


Рис. 4.8. Зависимость коэффициента временного сдвига k_0 , соответствующего минимуму функции χ^2 , от выбора бина по расстоянию R . В диапазоне $R = 6\text{--}8$ кпк значение k_0 меняется в пределах 0.38–0.72. В области формирования горбов ($R = 6.5\text{--}7.0$ кпк) коэффициент сдвига принимает практически постоянное значение $k_0 = 0.52 \pm 0.02$. Хорошо выраженный минимум наблюдается при $R = 7.0\text{--}7.5$ кпк.

Как следует из Рисунка 4.3, исключение из рассмотрения моделей с $T_g = 2.5$ и 3.0 млрд лет оказывает незначительное влияние на результаты. Далее были рассмотрены различные наборы моделей, включающие основную модель с $T_g = 0.45$ млрд лет. На Рисунке 4.9 приведены значения коэффициента сдвига k_0 , соответствующие минимуму χ^2 , для различных комбинаций моделей.

Наборы сгруппированы по числу входящих в них моделей, от $N = 2$ до $N = 6$, при этом наборы с различным N разделены вертикальными пунктирными линиями. В целях компактности подписи к делениям горизонтальной оси приведены в виде номеров моделей от 1 до 6, соответствующих возрастанию времени роста бара T_g . Хорошо видно, что среди наборов, содержащих одинаковое число моделей, большие значения k_0 характерны для наборов с меньшей разностью между минимальным и максимальным значениями T_g .

Среднее значение коэффициента сдвига по всем рассмотренным наборам составляет $k_0 = 0.53 \pm 0.02$, что хорошо согласуется с принятым далее значением $k_0 = 0.54 \pm 0.02$. В зависимости от состава набора моделей коэффициент k_0 меняется в диапазоне 0.51–0.57.

4.5. Основные выводы

Проведенный анализ показал, что начало согласованных колебаний орбит не совпадает с моментом, когда бар достигает полной силы. Колебания начинают проявляться значительно раньше, когда бар достигает определенного порогового значения силы.

Полученные результаты показывают, что начало колебаний орбит происходит

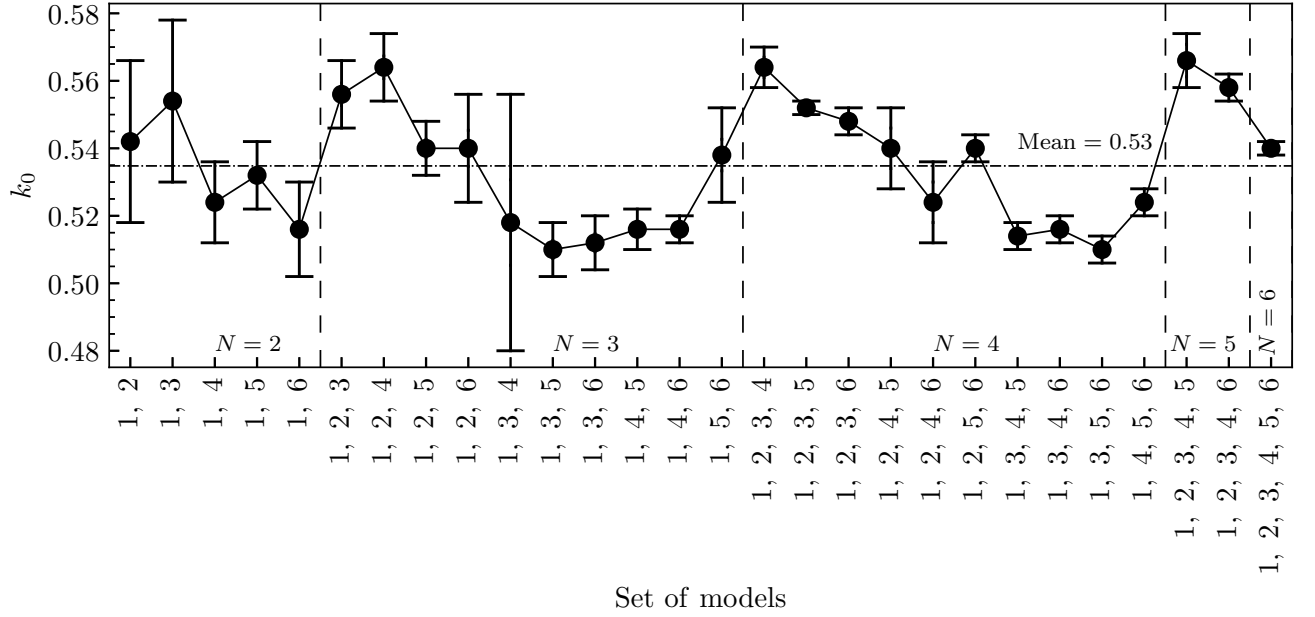


Рис. 4.9. Значения коэффициента временного сдвига k_0 , соответствующего минимуму функции χ^2 , для различных наборов моделей. Показаны только наборы, включающие основную модель с $T_g = 0.45$ млрд лет. Модели пронумерованы от 1 до 6 в порядке возрастания T_g . Вертикальные пунктирные линии разделяют наборы с различным числом моделей, от $N = 2$ до $N = 6$. Для наборов с одинаковым N значение k_0 уменьшается с ростом разности между минимальным и максимальным значениями T_g в наборе.

при значении параметра силы бара $Q_b \approx 0.17$, что соответствует примерно половине его максимальной силы, и не зависит от времени роста бара. Это значение лишь незначительно меньше величины $Q_b = 0.25$, принятой в качестве условной границы между слабыми и сильными барами [126].

Этот результат позволяет уточнить динамическую картину эволюции баров и их влияние на кинематику звездного диска.

Глава 5. Поток Геркулеса и внешнее эллиптическое кольцо $R_1 R_2$ ¹

Потоком Геркулеса, или движущейся группой Геркулеса, называют кинематическую структуру в солнечной окрестности, звезды которой характеризуются значительными скоростями, направленными от центра Галактики, и пониженными азимутальными скоростями по сравнению со скоростью кривой вращения. Обычно поток Геркулеса рассматривают на плоскости скоростей (U, V) , где скорость U направлена к центру Галактики, а скорость V — вдоль направления галактического вращения. Положение этой структуры на плоскости (U, V) зависит от принятых параметров движения Солнца к апексу, однако в большинстве работ ее связывают с областью, расположенной вблизи точки $(-40, V_c - 40)$ км/с, где V_c обозначает скорость кругового вращения на солнечном расстоянии [106]. Исторически название потока связано со звездой ζ Геркулеса, обладающей близкими кинематическими характеристиками [133].

В ряде теоретических работ происхождение потока Геркулеса связывается с воздействием бара. Согласно этой интерпретации, звезды потока движутся по орбитам, принадлежащим резонансным семействам, поддерживающим внешние резонансные кольца. Численные модели дисковых галактик с баром показывают, что кинематические структуры, сходные с потоком Геркулеса, естественным образом формируются вблизи OLR. Если внешний линдбладовский резонанс расположен в окрестности Солнца, то угловая скорость вращения бара должна удовлетворять соотношению $\Omega_b \approx 1.9 \Omega_0$, где Ω_0 — угловая скорость вращения галактического диска на расстоянии Солнца [6, 54–56, 75, 76].

В качестве альтернативных объяснений происхождения потока Геркулеса рассматриваются сценарии, связанные с воздействием спиральных рукавов [134], движением звезд по бананообразным орбитам вблизи радиуса коротации бара [135], а также совместным возмущающим влиянием бара и спиральной структуры [136, 137].

Звезды потока Геркулеса характеризуются значительным разбросом возрастов и металличностей [138]. Работы с использованием данных обзоров LAMOST, APOGEE и GALAH установили, что средняя металличность звезд потока Геркулеса несколько превышает металличность окружающего диска [139, 140].

Использование высокоточной астрометрии каталога *Gaia* позволило выявить более тонкую внутреннюю структуру потока Геркулеса и продемонстрировать его неоднородность [73, 74].

В данной главе исследуется формирование потока Геркулеса в разработанной динамической модели. Проводится анализ распределения звезд в пространстве ско-

¹Данная Глава основана на Работе №4 из списка публикаций по теме диссертации.

ростей, изучаются орбиты звезд, формирующих поток, и проводится сравнение модельных результатов с наблюдательными данными *Gaia*.

5.1. Наблюдения

Для анализа использованы звезды каталога *Gaia* DR3, для которых выполняются условия $\varpi/\varepsilon_\varpi > 5$, $\text{RUWE} < 1.4$ и имеются измерения лучевой скорости V_r , полученные спектрометром *Gaia*. Критерии качества данных соответствуют использованным ранее (Раздел 1.1), однако пространственный отбор был изменен с учетом рассматриваемой задачи. В выборку включены звезды, расположенные в пределах $r < 0.5$ кпк от Солнца и на расстояниях $|z| < 0.2$ кпк от галактической плоскости.

Дополнительно из рассмотрения исключены объекты с большими вертикальными скоростями, $|V_z| > 50$ км/с. Поскольку дисперсия вертикальных скоростей звезд *Gaia* DR3 в солнечной окрестности составляет $\sigma_z = 15.46$ км/с, данное ограничение соответствует приблизительно уровню $\sim 3\sigma$.

На Рисунке 5.1 представлено распределение отобранных звезд в плоскости скоростей (V_R , V_T). Цветом показано отношение числа звезд в ячейках размером 2×2 км/с к среднему числу объектов в ячейках, содержащих не менее 10 звезд. Распределение имеет выраженную асимметрию и вытянуто в сторону положительных значений V_R и пониженных значений V_T .

Прямое сопоставление модельных результатов с наблюдениями затруднено по нескольким причинам. Во-первых, наблюдательная и модельная выборки существенно различаются по числу объектов. Во-вторых, в наблюдательной выборке присутствует вклад звезд толстого диска и гало, отсутствующих в модельных данных. В-третьих, наблюдения подвержены эффектам селекции, среди которых ключевую роль играет требование наличия измеренной лучевой скорости V_r .

Пропускная способность системы наблюдений *Gaia* ограничена максимальной плотностью источников, для которых могут быть одновременно выполнены астрометрические измерения и измерения звездных величин в полосе G . Для астрометрии и фотометрии в полосе G этот предел составляет около 1 050 000 источников на квадратный градус [1]. В областях с высокой плотностью объектов приоритет при назначении окон наблюдений получают более яркие звезды, вследствие чего полнота каталога уменьшается главным образом за счет потери слабых источников.

Для фотометрии BP/RP и спектроскопических наблюдений ограничения оказываются более жесткими из-за большего размера используемых окон. Соответствующие предельные плотности составляют приблизительно 750 000 и 35 000 источников на квадратный градус. В результате вероятность получения лучевой скорости V_r для конкретной звезды определяется не только ее собственными характеристиками,

но и условиями наблюдения. Наиболее важными факторами являются звездная величина G_{RVS} , цвет $G - G_{\text{RP}}$ и плотность ярких объектов в рассматриваемой области неба [141–144].

Для калибровки числа звезд была дополнительно выделена контрольная область, которую далее будем называть областью анти-Геркулеса. Она выбрана симметрично области Геркулеса относительно линии $V_{\text{R}} = 0$. Положение обеих областей на плоскости скоростей показано на Рисунке 5.1. Область Геркулеса и область анти-Геркулеса задаются эллипсами с центрами $(V_{\text{R}}, V_{\text{T}}) = (25, 200)$ и $(-25, 200)$ км/с соответственно. Для обеих областей использованы одинаковые полуоси: $\Delta V_{\text{R}} = 15$ и $\Delta V_{\text{T}} = 12$ км/с. После применения указанных критериев отбора выборки содержат соответственно 148 404 и 108 005 звезд.

5.2. Распределение звезд модели в плоскости $(V_{\text{R}}, V_{\text{T}})$ в разные периоды времени

Область Геркулеса в модели формируется постепенно. На Рисунке 5.2 показаны распределения звезд, находящихся в окрестности Солнца ($r < 0.5$ кпк), на плоскости скоростей $(V_{\text{R}}, V_{\text{T}})$, построенные для нескольких временных интервалов. Пространство скоростей в пределах $-80 < V_{\text{R}} < 80$ и $160 < V_{\text{T}} < 270$ км/с было разбито на ячейки размером 2×2 км/с. Для каждой ячейки определялось число звезд n , после чего вычислялось отношение $n/\bar{n}$, где $\bar{n}$ представляет собой среднее число объектов в ячейках, содержащих не менее одной звезды. Значение отношения $n/\bar{n}$ отображается цветом в соответствии со шкалой, приведенной справа.

Анализ выполнен для интервалов времени 0–100, 1000–1100, 1500–1600 и 2500–2600 млн лет от начала моделирования. Для повышения статистической значимости выборки использовались не отдельные моменты времени, а серии из десяти последовательных моментов, разделенных интервалами по 10 млн лет. Таким образом, каждое распределение объединяет данные за 100 млн лет эволюции. Такой подход не приводит к существенному дублированию объектов. В системе отсчета, связанной с баром, звезды на солнечном расстоянии движутся в направлении, противоположном вращению Галактики, со средней скоростью $R_0(\Omega_0 - \Omega_{\text{b}}) \approx 188$ км/с. За 10 млн лет звезда проходит расстояние около 1.9 кпк, что значительно превышает радиус рассматриваемой окрестности Солнца ($r < 0.5$ кпк). Дополнительные проверки показали, что даже при учете некруговых орбит вероятность повторного попадания одной и той же звезды в выборку остается пренебрежимо малой.

В начальный момент времени распределение звезд на плоскости $(V_{\text{R}}, V_{\text{T}})$ имеет форму, близкую к эллиптической, и сконцентрировано вблизи точки $V_{\text{R}} = 0$ и $V_{\text{T}} = \Omega_0 R_0 - 7 = 218$ км/с. Смещение наиболее вероятной азимутальной скорости

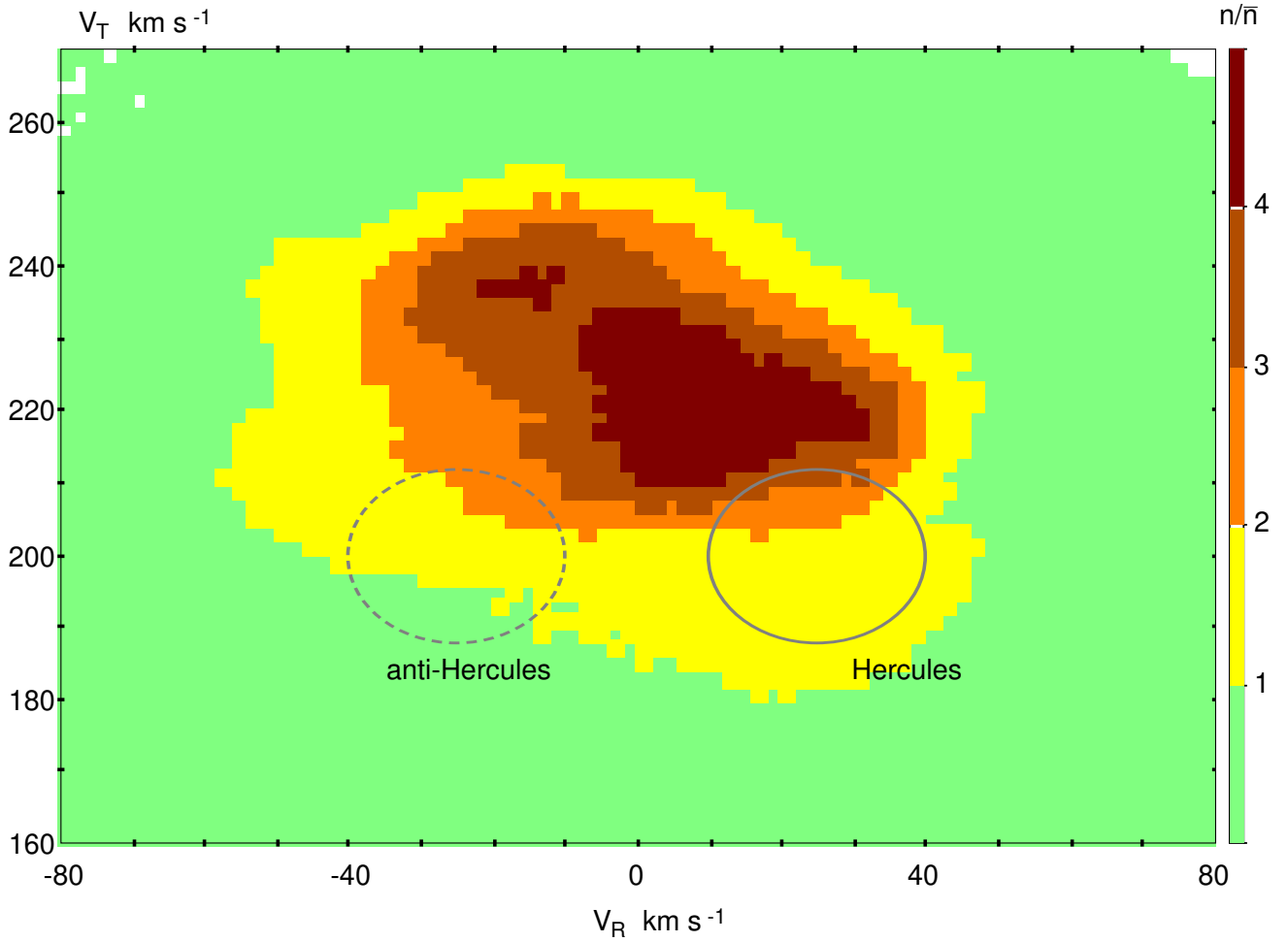


Рис. 5.1. Распределение звезд каталога *Gaia* DR3 на плоскости (V_R, V_T) . Цветом показано отношение числа звезд в ячейках размером $2 \times 2 \text{ км/с}$ к среднему числу звезд в ячейках, содержащих не менее 10 объектов. По мере увеличения отношения $n/\bar{n}$ цвет изменяется от зеленого к коричневому (цветовая шкала показана справа). Области Геркулеса и анти-Геркулеса обозначены эллипсами с центрами $(V_R, V_T) = (25, 200)$ и $(-25, 200) \text{ км/с}$ соответственно и полуосями $\Delta V_R = 15$ и $\Delta V_T = 12 \text{ км/с}$. Сплошная линия соответствует области Геркулеса, пунктирная — области анти-Геркулеса.

относительно скорости кривой вращения связано с эффектом асимметричного дрейфа (Уравнение 1.27). По мере эволюции модельного диска распределение перестает быть симметричным. Помимо центрального сгущения возникают дополнительные протяженные структуры, вытянутые в различных направлениях от центрального сгущения. В результате формируется сложное распределение, заметно отличающееся от исходного.

Область, соответствующая потоку Геркулеса, располагается при положительных значениях радиальной скорости, $V_R \approx 20\text{--}30$ км/с, и азимутальных скоростях порядка $V_T \approx 200$ км/с. Таким образом, звезды потока отстают от скорости кривой вращения $V_c = 225$ км/с приблизительно на 25 км/с. Следует отметить, что традиционные скорости (U , V) не учитывали движения Солнца к апексу, а скорости (V_R , V_T) исправлены за движение Солнца к апексу, что приводит к уменьшению абсолютных значений скоростей на 10–15 км/с.

Для формального выделения этой структуры введен эллипс с центром $(V_R, V_T) = (25, 200)$ км/с и полуосями $\Delta V_R = 15$ и $\Delta V_T = 12$ км/с. Максимальная концентрация модельных звезд в данной области достигается в интервале времени 2.5–2.6 млрд лет с начала моделирования, что хорошо видно на Рисунке 5.2 (d).

5.3. Изменение числа звезд в областях Геркулеса и анти-Геркулеса со временем

В модельном диске прослежена эволюция числа звезд в областях Геркулеса (N_H) и анти-Геркулеса (N_{aH}), на интервале 0–6 млрд лет. Каждое из 60 значений N_H и N_{aH} получено суммированием числа звезд, попадающих в соответствующую область, для 10 последовательных моментов времени, разделенных интервалами по 10 млн лет. Из Рисунка 5.3 (а) видно, что число звезд в области Геркулеса (N_H , красная линия) достигает максимальных значений в интервале 2.0–2.6 млрд лет. После этого наблюдается уменьшение N_H , тогда как второй максимум, приходящийся на интервал 4.3–5.2 млрд лет, имеет вид скорее широкого плато, чем выраженного пика. Число звезд в области анти-Геркулеса (N_{aH} , синяя линия), напротив, демонстрирует квазипериодические изменения с периодом $P = 1.8 \pm 0.1$ млрд лет. Этот период близок к характерному периоду порядка 2 млрд лет, ранее обнаруженному для качающихся орбит вблизи радиуса внешнего линдбладовского резонанса OLR (см. Главы 2 и 3). Следует отметить, что первый максимум N_H , наблюдаемый в интервале 2.0–2.6 млрд лет, по времени совпадает с минимумом N_{aH} .

Для количественных оценок используется относительная разность чисел звезд

$$f = 2 \frac{N_H - N_{aH}}{N_H + N_{aH}}, \quad (5.1)$$

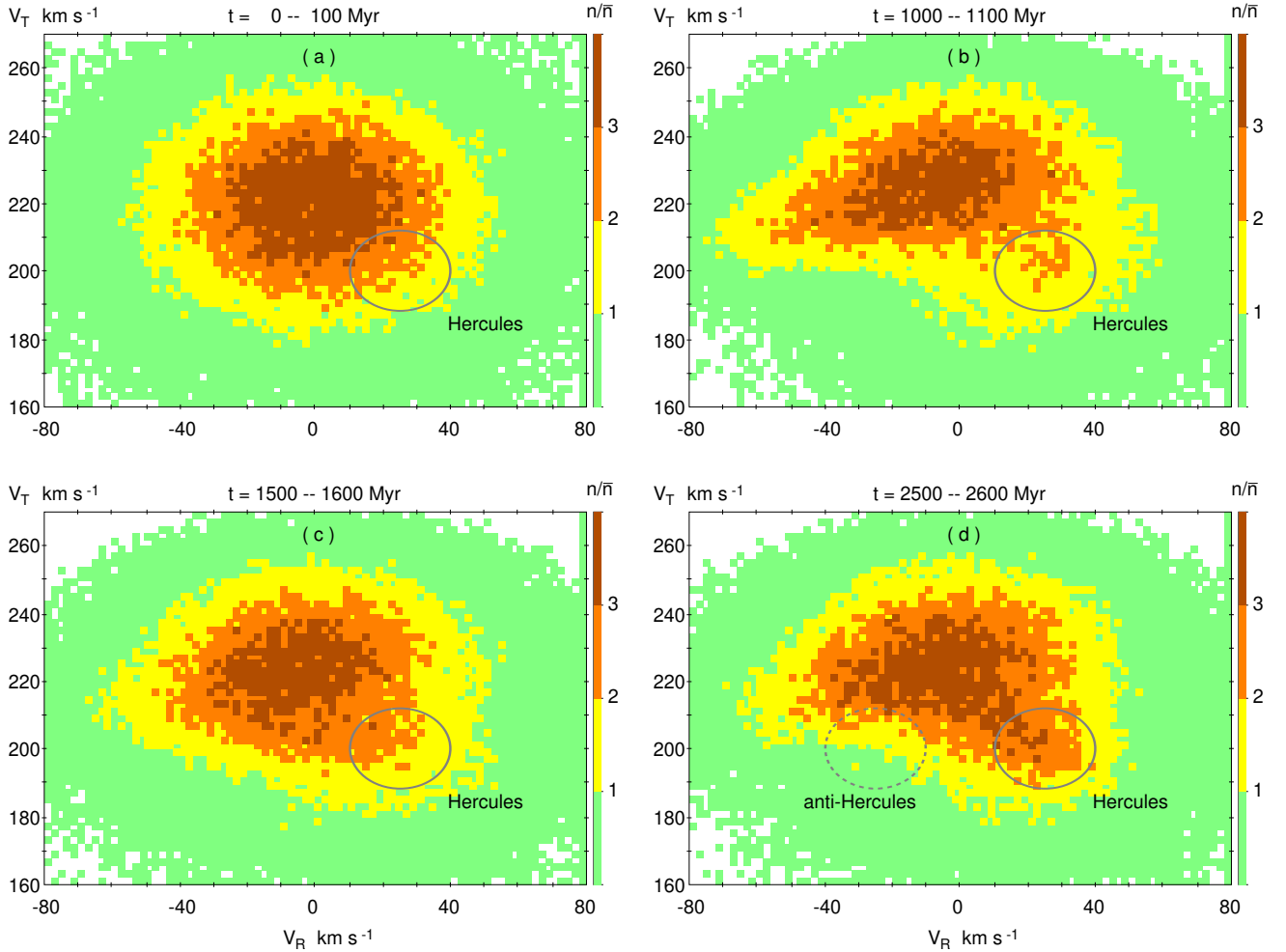


Рис. 5.2. Распределение звезд модели, расположенных на расстоянии $r < 0.5$ кпк от Солнца, в плоскости (V_R, V_T) для различных интервалов времени. Цветом показано отношение числа звезд n в ячейке к среднему значению $\bar{n}$, вычисленному по всем ячейкам, содержащим не менее одной звезды ($n \geq 1$) (см. цветовую шкалу справа). Область Геркулеса обозначена эллипсом с центром $V_R = 25$ и $V_T = 200$ км/с и полуосями $\Delta V_R = 15$ и $\Delta V_T = 12$ км/с. Наибольшая концентрация звезд в области Геркулеса наблюдается вблизи момента времени $t = 2500$ млн лет от начала моделирования. На панели (d) дополнительно показана область анти-Геркулеса (пунктирный эллипс), используемая для калибровки.

не зависящая ни от общего числа звезд в модели, ни от объема наблюдательной выборки.

На Рисунке 5.3 (b) показаны изменения величины f со временем, а также ее наблюдательное значение (пунктирная линия), определенное для звезд *Gaia* DR3. Для наблюдательной выборки получено значение $f_g = 0.315 \pm 0.004$. Для модельной выборки значения f лежат в диапазоне от -0.009 до 0.656 . Усреднение по интервалу времени 0–6 млрд лет дает значение $\bar{f} = 0.291 \pm 0.011$. Таким образом, наблюдательное значение f_g и среднее модельное значение $\bar{f}$ согласуются в пределах 1.6σ , при этом существует значительное число моментов времени, в которых модель воспроизводит наблюдаемое значение f .

Следует, однако, учитывать, что наблюдаемая величина f_g может быть занижена. В выборке звезд *Gaia* в пределах $r < 0.5$ кпк даже при ограничении $|z| < 200$ пк сохраняется заметный вклад звезд толстого диска и гало. Если предположить, что их распределение по скоростям симметрично относительно линии $V_R = 0$, то числитель в Уравнении 5.1 оказывается слабо чувствителен к этому загрязнению, поскольку вклады звезд толстого диска и гало в областях Геркулеса и анти-Геркулеса должны быть примерно одинаковыми. Напротив, в знаменатель входит суммарное число таких объектов из обеих областей, что приводит к систематическому уменьшению наблюдаемого значения f_g .

Дополнительной причиной снижения значения f_g являются эффекты селекции *Gaia*. В областях с высокой плотностью объектов предпочтение при измерении лучевых скоростей отдается более ярким звездам, что снижает полноту каталога для слабых источников и также способствует уменьшению оценки f_g (см. Раздел 5.5).

5.4. Орбиты в областях Геркулеса и анти-Геркулеса

5.4.1. Ориентация орбит в областях Геркулеса и анти-Геркулеса

Рисунок 5.4 (a) показывает распределение звезд модели в плоскости (V_R , V_T) для объектов, находившихся в окрестности Солнца ($r < 0.5$ кпк) в интервале времени 2.5–2.6 млрд лет от начала моделирования. В зависимости от средней ориентации орбиты разделены на три группы: эллиптические орбиты с порядком симметрии $n_s = 2$, вытянутые перпендикулярно бару ($75 \leq \theta_{00} < 105^\circ$); эллиптические орбиты с $n_s = 2$, вытянутые параллельно бару ($0 \leq \theta_{00} < 15^\circ$ или $165 \leq \theta_{00} < 180^\circ$); и все остальные орбиты. Угол θ_{00} задает среднюю ориентацию орбиты относительно большой оси бара, усредненную по интервалу времени 0–3 млрд лет. Он отсчитывается от большой оси бара в направлении вращения Галактики и принимает значения в диапазоне $0 \leq \theta_{00} < 180^\circ$. Для наглядности показано только 2% звезд. На рисунке также отмечены границы областей Геркулеса и анти-Геркулеса. Видно, что область Геркулеса

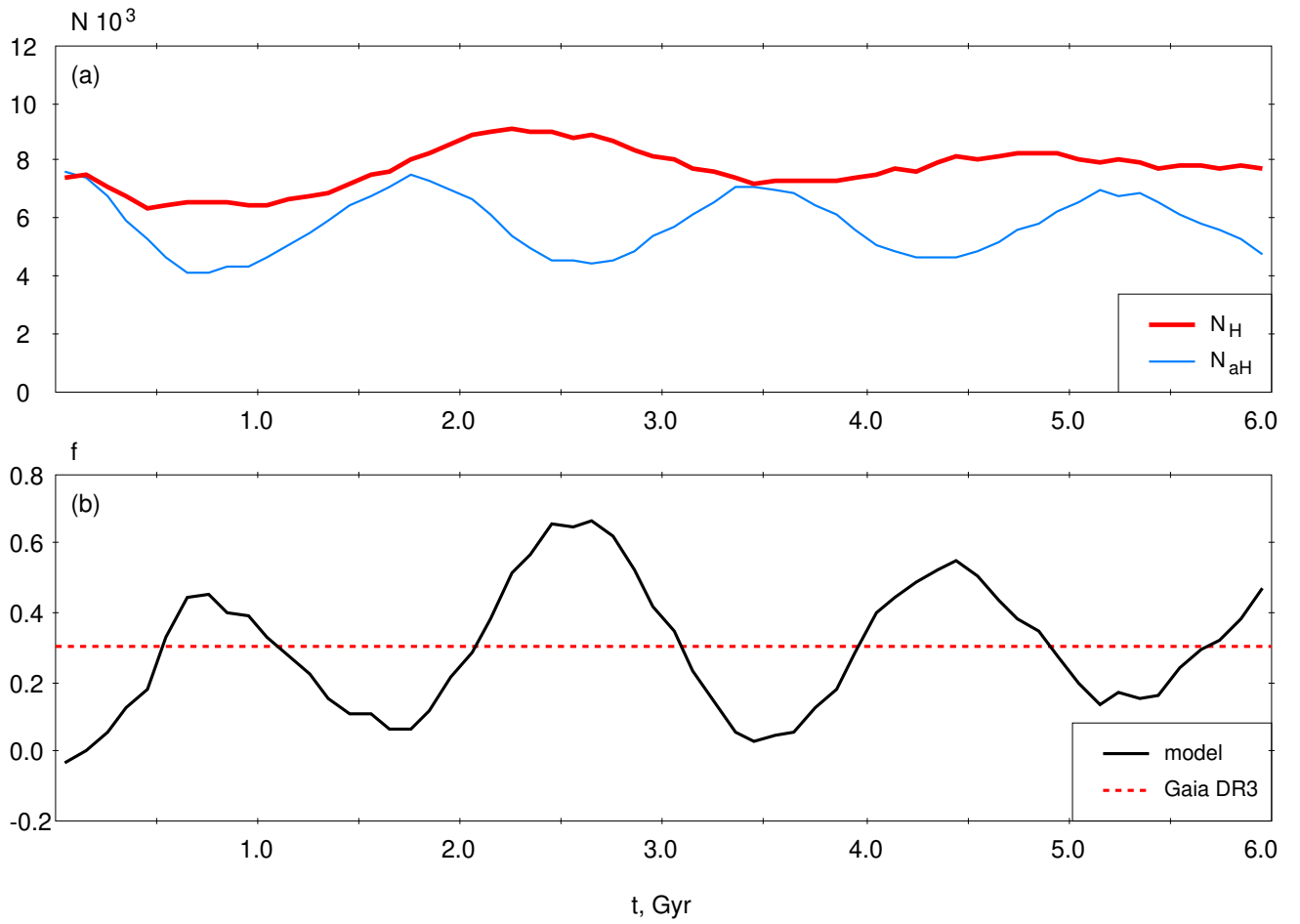


Рис. 5.3. (а) Изменение со временем числа звезд модели в областях Геркулеса (N_H , красная линия) и анти-Геркулеса (N_{ah} , синяя линия). (б) Относительная разность числа звезд f в областях Геркулеса и анти-Геркулеса (Уравнение 5.1) для модели (черная кривая). Красная пунктирная линия показывает значение $f_g = 0.315$, полученное по данным *Gaia* DR3.

преимущественно населена звездами на орбитах, вытянутых перпендикулярно бару, тогда как в области анти-Геркулеса преобладают орбиты, ориентированные вдоль большой оси бара.

Рисунок 5.4 (b) показывает преобладающую ориентацию орбит в различных областях плоскости (V_R , V_T). Диапазон скоростей $-80 < V_R < 80$ и $160 < V_T < 270$ км/с был разбит на ячейки размером 2×2 км/с. Для каждой ячейки определялось число звезд на эллиптических орбитах с порядком симметрии $n_s = 2$, вытянутых перпендикулярно бару ($n_\perp$), число звезд на эллиптических орбитах, вытянутых параллельно бару ($n_\parallel$), а также число звезд с другим порядком симметрии или иной ориентацией орбит (n_{oth}). Красным цветом показаны ячейки, для которых выполняются условия $n_\perp > n_\parallel$ и $n_\perp > n_{\text{oth}}$, то есть преобладают орбиты, вытянутые перпендикулярно бару. Синим цветом обозначены ячейки, в которых доминируют орбиты, вытянутые параллельно бару ($n_\parallel > n_\perp$ и $n_\parallel > n_{\text{oth}}$). Серым цветом отмечены области, где преобладают орбиты иных типов ($n_{\text{oth}} > n_\perp$ и $n_{\text{oth}} > n_\parallel$). Видно, что в области Геркулеса доминируют звезды на орбитах, вытянутых перпендикулярно бару, тогда как в области анти-Геркулеса преобладают орбиты, ориентированные параллельно его большой оси.

Рисунок 5.5 показывает распределения эллиптических орбит по углу θ_{00} в областях Геркулеса и анти-Геркулеса. Доля орбит с порядком симметрии $n_s = 2$ в этих областях составляет соответственно 85% и 87%. Для области Геркулеса характерно явное преобладание орбит, вытянутых перпендикулярно бару: к этой категории относится 84% звезд. В области анти-Геркулеса, напротив, доминируют орбиты, ориентированные вдоль большой оси бара. Здесь 54% звезд имеют значения $165 \leq \theta_{00} < 180^\circ$, еще 14% соответствуют диапазону $0 \leq \theta_{00} < 15^\circ$, тогда как доля орбит, вытянутых перпендикулярно бару, составляет лишь 18%.

Для всех звезд модели, находящихся в окрестности Солнца ($r < 0.5$ кпк) в интервале времени 2.5–2.6 млрд лет, доля эллиптических орбит с порядком симметрии $n_s = 2$, вытянутых перпендикулярно бару, составляет 21%. Доля орбит, ориентированных параллельно бару, несколько меньше и равна 19%, причем 11% соответствуют диапазону $0 \leq \theta_{00} < 15^\circ$, а 8% — диапазону $165 \leq \theta_{00} < 180^\circ$. Следовательно, распределения по углу θ_{00} в областях Геркулеса и анти-Геркулеса существенно отличаются от общего распределения ориентаций орбит в солнечной окрестности.

5.4.2. Начальные значения R , V_T и V_R в областях Геркулеса и анти-Геркулеса

Рисунок 5.6 показывает распределение числа звезд модели N по начальному галактоцентрическому расстоянию $R(0)$ для областей Геркулеса и анти-Геркулеса. Рассматриваются звезды, попадающие в окрестность Солнца ($r < 0.5$ кпк) в интервале

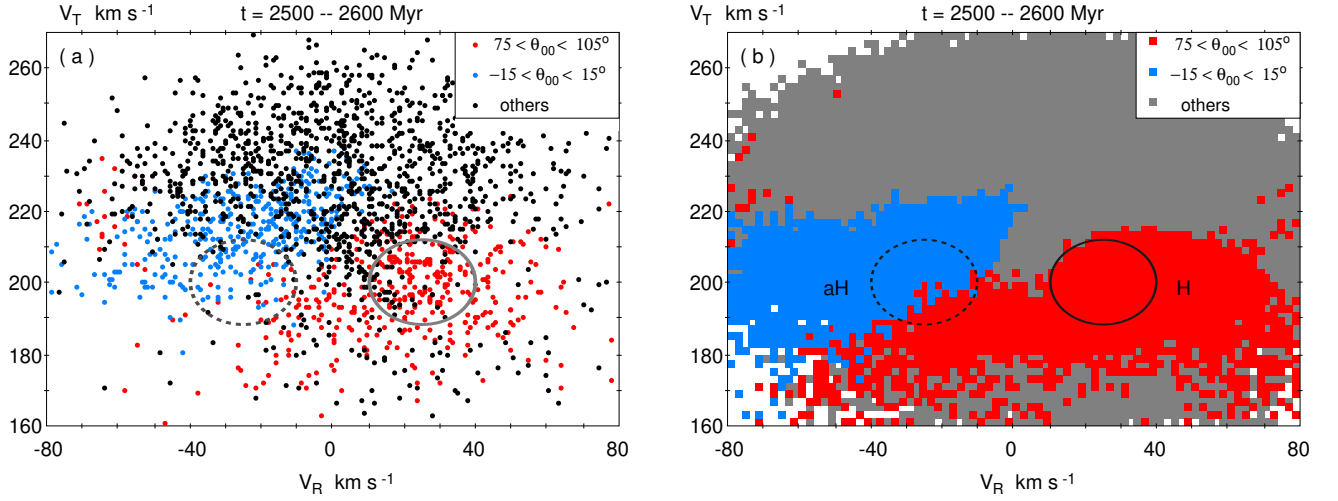


Рис. 5.4. (а) Распределение звезд модели в плоскости (V_R, V_T) и ориентация их орбит относительно бара. Звезды с эллиптическими орбитами ($n_s = 2$), вытянутыми перпендикулярно бару ($75 \leq \theta_{00} < 105^\circ$), показаны красным цветом; звезды с эллиптическими орбитами, вытянутыми параллельно бару ($0 \leq \theta_{00} < 15^\circ \cup 165 \leq \theta_{00} < 180^\circ$), — синим цветом; все прочие орбиты показаны серым цветом. Угол θ_{00} определяет среднюю ориентацию орбиты относительно большой оси бара на интервале времени 0–3 млрд лет. Представлено 2% звезд. (б) Распределение площадок размером $2 \times 2 \text{ км/с}$ в плоскости (V_R, V_T) , цвет которых соответствует наиболее вероятной ориентации орбит. Красным цветом показаны площадки, в которых большинство звезд имеет эллиптические орбиты ($n_s = 2$), вытянутые перпендикулярно бару ($75 \leq \theta_{00} < 105^\circ$); синим цветом — площадки, в которых преобладают эллиптические орбиты, вытянутые параллельно бару ($0 \leq \theta_{00} < 15^\circ \cup 165 \leq \theta_{00} < 180^\circ$); серым цветом — площадки, в которых преобладают орбиты с другой ориентацией или другим порядком симметрии. Видно, что в областях Геркулеса и анти-Геркулеса доминируют эллиптические орбиты, вытянутые соответственно перпендикулярно и параллельно бару.

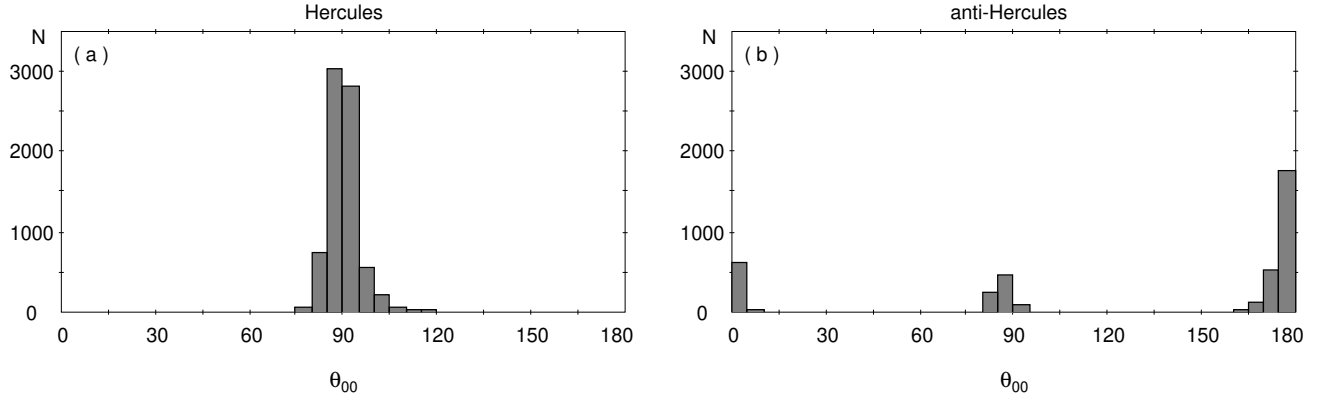


Рис. 5.5. Распределение угла θ_{00} для эллиптических орбит ($n_s = 2$) звезд, попадающих в окрестность Солнца ($r < 0.5$ кпк) в интервале времени $t = 2.5\text{--}2.6$ млрд лет: (a) область Геркулеса, (b) область анти-Геркулеса. Угол θ_{00} , принимающий значения в диапазоне $0 \leq \theta_{00} < 180^\circ$, характеризует среднюю ориентацию орбиты относительно большой оси бара на интервале времени $t = 0\text{--}3$ млрд лет. Для области Геркулеса характерно преобладание орбит с ориентацией $75 \leq \theta_{00} < 105^\circ$, соответствующей вытянутости перпендикулярно бару. В области анти-Геркулеса максимум распределения приходится на значения θ_{00} , близкие к 180° , что соответствует орбитам, вытянутым вдоль большой оси бара.

времени 2.5–2.6 млрд лет с начала моделирования. Ширина бина по $R(0)$ составляет 250 пк. Медианные значения начального расстояния равны 6.8 кпк для области Геркулеса и 7.3 кпк для области анти-Геркулеса. Таким образом, звезды области Геркулеса в среднем происходят из внутренних областей диска относительно радиуса внешнего линдбладовского резонанса ($R_{\text{OLR}} = 7.0$ кпк), тогда как для области анти-Геркулеса характерны начальные расстояния, превышающие радиус OLR.

На Рисунке 5.6 (a, c) приведены медианные значения начальной азимутальной скорости $V_T(0)$ и соответствующие дисперсии $\pm\sigma_{VT}$. Для обеих выборок характерно уменьшение $V_T(0)$ с увеличением $R(0)$, хотя в области Геркулеса на интервале 7.0–8.0 кпк наблюдается участок со сравнительно слабым изменением скорости. Такая зависимость связана со звездами на вытянутых орбитах: объекты, начинающие движение внутри радиуса OLR, должны обладать повышенными азимутальными скоростями, чтобы достигать радиуса резонанса, тогда как для звезд, стартующих за пределами OLR, требуется, наоборот, пониженная скорость относительно среднего значения на данном расстоянии.

Медианные значения начальной радиальной скорости $V_R(0)$ и дисперсии $\pm\sigma_{VR}$ представлены на Рисунке 5.6 (b, d). В области Геркулеса медианная скорость $V_R(0)$ изменяется в пределах от -2 до 8 км/с. Примечательно, что максимум распределения по числу звезд соответствует бину $R(0) = 7.00\text{--}7.25$ кпк, где медианное значение $V_R(0)$ практически равно нулю. Это согласуется с тем, что наиболее вероятным начальным значением радиальной скорости в модели является $V_R(0) = 0$, вследствие

чего такие звезды представлены наиболее многочисленно.

Для области анти-Геркулеса (Рисунок 5.6d) характерно быстрое снижение медианной начальной радиальной скорости $V_R(0)$ от 25 до 3 км/с при увеличении $R(0)$ от 6.0 до 7.5 кпк. На больших расстояниях, 7.5–8.5 кпк, медианные значения $V_R(0)$ остаются близкими к нулю и лежат в диапазоне от -5 до 3 км/с. Наиболее населенные бины, как и в области Геркулеса, соответствуют значениям $V_R(0)$, близким к нулю.

Для обеих областей дисперсия начальной азимутальной скорости составляет около $\sigma_{VT} \approx 20$ км/с, что соответствует характерной дисперсии скоростей звезд диска на расстоянии Солнца. Дисперсия начальной радиальной скорости в области Геркулеса равна $\sigma_{VR} \approx 30$ км/с и практически не отличается от значений, типичных для окружающего диска. В области анти-Геркулеса эта величина возрастает до $\sigma_{VR} \approx 38$ км/с. Повышенная дисперсия радиальных скоростей может быть связана с качаниями орбит вблизи OLR.

5.4.3. Классы орбит в областях Геркулеса и анти-Геркулеса

Рисунок 5.7 показывает примеры орбит звезд в областях Геркулеса (верхний ряд) и анти-Геркулеса (нижний ряд) (ср. Рисунки 2.5 и 3.6). Орбиты представлены в системе отсчета бара. Поскольку все рассмотренные звезды расположены за пределами радиуса коротации ($R > R_{CR}$), в этой системе отсчета они движутся по часовой стрелке, то есть в направлении, противоположном вращению Галактики. Положение Солнца обозначено желтым кружком, а начальная точка орбиты — черным кружком. Над каждым фреймом приведены начальные значения $R(0)$, $V_R(0)$ и $V_T(0)$. Участки траекторий, соответствующие интервалам времени 0–1, 1–2 и 2–3 млрд лет, выделены зеленым, красным и синим цветами соответственно. Для каждой орбиты указаны средний угол ориентации θ_{00} относительно большой оси бара, вычисленный на интервале 0–3 млрд лет, период медленных колебаний углового момента P и значение интеграла Якоби E_J , сохраняющегося после завершения роста бара.

Рисунок 5.8 (левая панель) демонстрирует изменения углового момента L для звезд А, В, С и D, орбиты которых представлены на Рисунке 5.7 (а)–(d). На всех кривых отчетливо выделяются быстрые и медленные колебания. Быстрые колебания имеют период около $P = 0.13$ млрд лет и возникают дважды за оборот звезды относительно бара. Медленная составляющая связана с биениями между частотой возмущения от бара $2(\Omega - \Omega_b)$ и эпициклической частотой κ [145, 146]. Для звезд А, В, С и D периоды этих колебаний равны соответственно $P = 0.94, 2.65, 1.92$ и 1.93 млрд лет.

Правая панель Рисунка 5.8 показывает эволюцию угла $-90 \leq \theta_0 < 90^\circ$, задающего ориентацию орбиты на интервале одного радиального колебания. Панели (А)–(D) соответствуют орбитам, приведенным на Рисунке 5.7 (а)–(d). Видно, что характер-

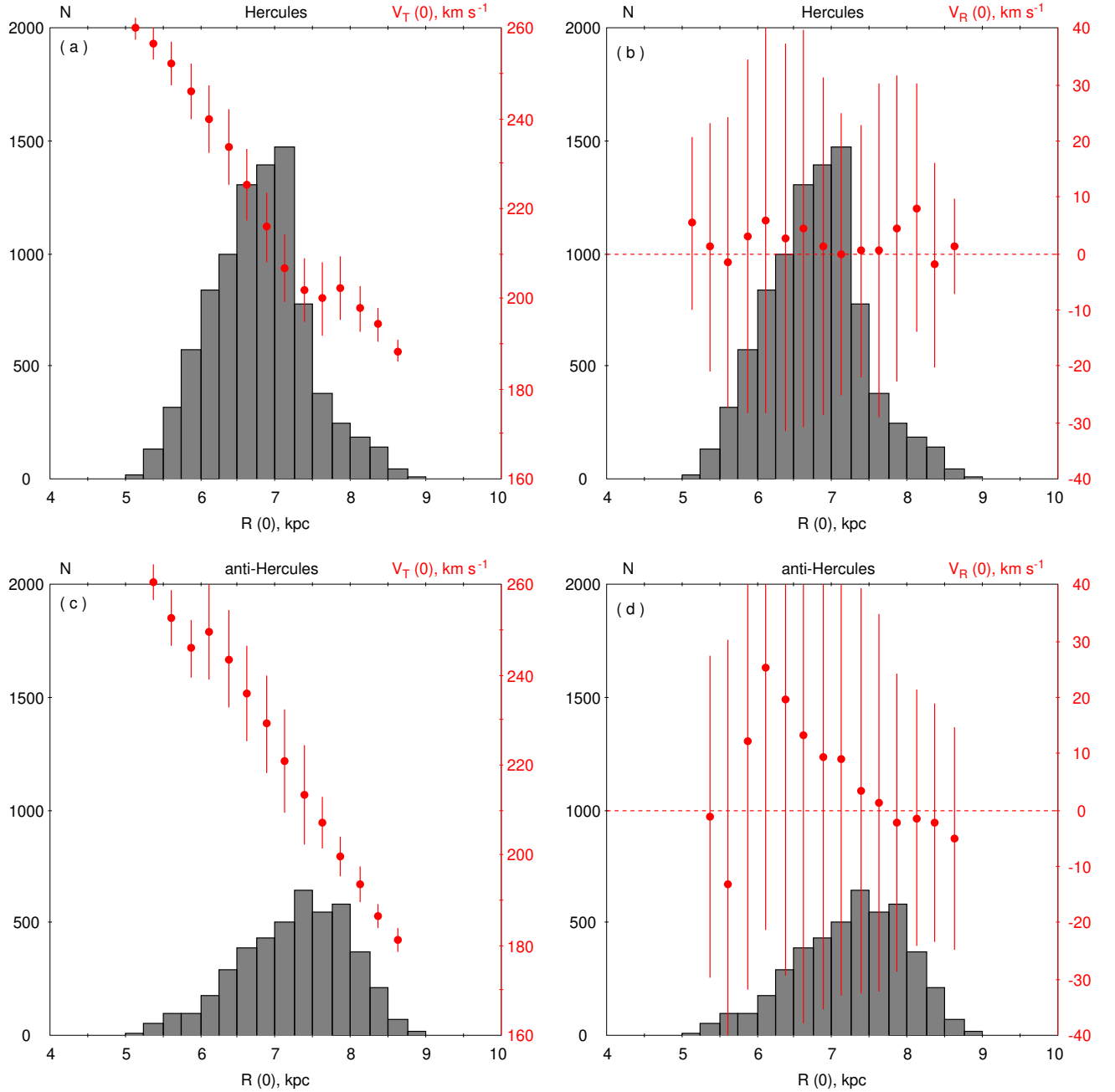


Рис. 5.6. Распределения звезд модели по начальному галактоцентрическому расстоянию $R(0)$ в областях Геркулеса (а, б) и анти-Геркулеса (с, д) для интервала времени $t = 2.5\text{--}2.6$ млрд лет. Серые столбики показывают число звезд N в бинах по $R(0)$. Красными кружками показаны медианные значения начальной азимутальной скорости $V_T(0)$ (а, с) и начальной радиальной скорости $V_R(0)$ (б, д), вычисленные в каждом бине; вертикальные красные отрезки соответствуют дисперсиям этих величин. Масштаб для скоростей приведен по правым вертикальным осям. Для обеих областей характерно уменьшение медианной азимутальной скорости $V_T(0)$ с ростом $R(0)$, хотя в области Геркулеса на интервале 7.0–8.0 кпк наблюдается участок со слабо выраженным изменением скорости. В области Геркулеса медианные значения $V_R(0)$ лежат в диапазоне от -2 до 8 км/с. В области анти-Геркулеса медианная радиальная скорость уменьшается от 25 до 3 км/с при увеличении $R(0)$ от 6.0 до 7.5 кпк, после чего остается близкой к нулю. Наиболее населенные бины в обеих областях соответствуют значениям $V_R(0)$, близким к нулю.

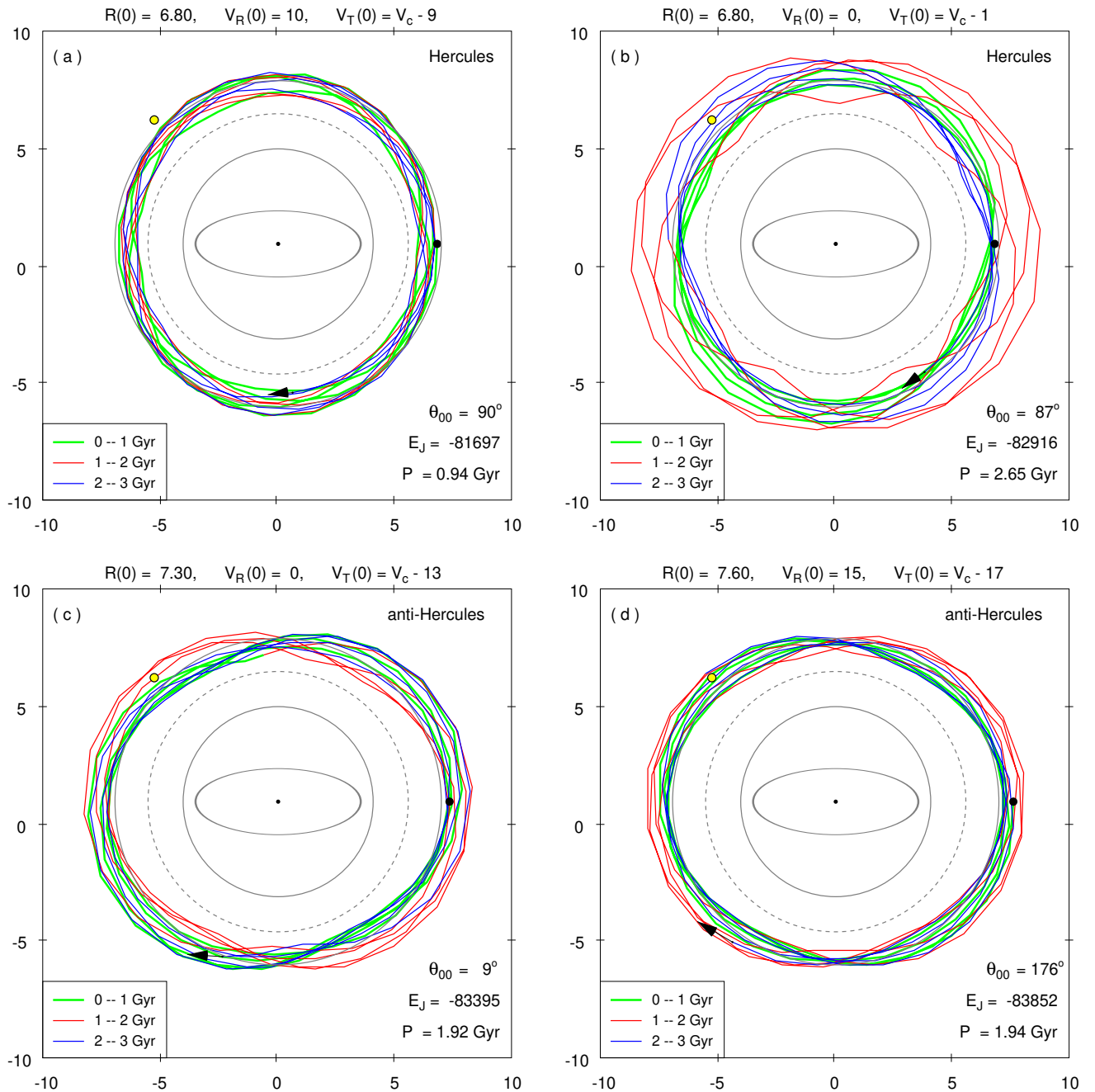


Рис. 5.7. Орбиты звезд, характерных для областей Геркулеса (верхний ряд) и анти-Геркулеса (нижний ряд), в системе отсчета вращающегося бара. В этой системе звезды на солнечном расстоянии движутся в направлении, противоположном вращению Галактики. Положение Солнца отмечено желтым кружком, а начальное положение звезды — черным. Значения начального галактоцентрического расстояния $R(0)$ (кпк), радиальной скорости $V_R(0)$ (км/с) и азимутальной скорости $V_T(0)$ (км/с) указаны в верхней части каждого фрейма. Различными цветами показаны участки орбит, пройденные за интервалы времени 0–1 млрд лет (зеленый), 1–2 млрд лет (красный) и 2–3 млрд лет (синий). Для каждой орбиты приведены значения угла θ_{00} , периода медленных изменений углового момента P и интеграла Якоби E_J (км²/с²). Также показан бар (эллипс), радиусы коротации CR и внешнего линдбладовского резонанса OLR (серые сплошные линии), а также резонанса $-4/1$ (серая штриховая линия). Орбиты звезд области Геркулеса преимущественно ориентированы поперек большой оси бара, тогда как для области анти-Геркулеса характерны орбиты, вытянутые вдоль бара.

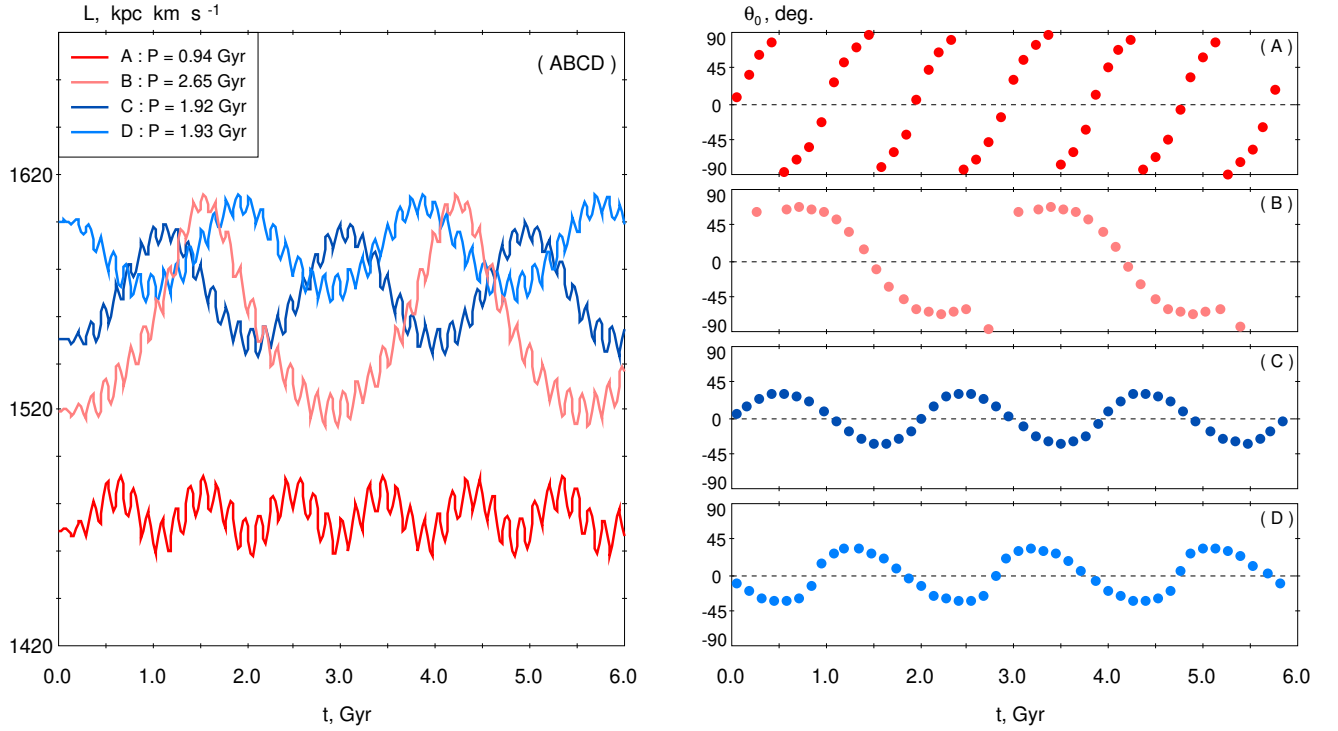


Рис. 5.8. Левая панель: эволюция углового момента L для звезд А, В, С и D, орбиты которых представлены на Рисунке 5.7 (а)–(d). Во всех случаях наблюдаются наложенные друг на друга быстрые и медленные колебания L . Периоды медленных колебаний составляют 0.94, 2.65, 1.92 и 1.93 млрд лет для звезд А, В, С и D соответственно. Правая панель: зависимость от времени угла θ_0 , задающего ориентацию орбиты на интервале одного радиального колебания. Для звезды А направление вытянутости орбиты непрерывно изменяется в одну сторону, тогда как для звезд В, С и D характерны периодические изменения θ_0 в ограниченном диапазоне углов.

ные времена изменений θ_0 совпадают с периодами медленных колебаний углового момента. С той же периодичностью изменяются и другие параметры орбит, в частности эксцентриситет и средний радиус орбиты.

На Рисунке 5.7 (а) представлена характерная орбита звезды области Геркулеса. В начальный момент времени звезда располагается на расстоянии $R(0) = 6.8$ кпк, то есть внутри радиуса OLR. Ее начальная азимутальная скорость составляет $V_T(0) = 216$ км/с, что немного меньше наиболее вероятного значения на данном расстоянии (218 км/с). Начальная радиальная скорость равна $V_R(0) = 10$ км/с. Благодаря этому орбита оказывается достаточно вытянутой и пересекает окрестность Солнца ($r < 0.5$ кпк). Несмотря на постепенное изменение формы, траектория остается заключенной между двумя эллипсами, ориентированными перпендикулярно бару. Среднее направление вытянутости орбиты соответствует углу $\theta_{00} = 90^\circ$.

Рисунок 5.8 (А) демонстрирует эволюцию угла θ_0 для звезды А. Значение угла практически непрерывно возрастает от -90° до 90° , после чего цикл повторяется. Поскольку значения $\theta_0 = -90^\circ$ и $\theta_0 = 90^\circ$ соответствуют одной и той же ориентации эллиптической орбиты, данное поведение следует интерпретировать как непрерывную прецессию орбиты, а не как колебания ее направления. Прецессия происходит в положительном направлении, совпадающем с направлением вращения Галактики. При этом скорость изменения θ_0 несколько возрастает в моменты, когда орбита оказывается ориентированной вдоль большой оси бара ($\theta_0 \approx 0^\circ$).

На Рисунке 5.7 (b) приведена другая характерная орбита звезды из области Геркулеса. Ее начальные параметры составляют $R(0) = 6.8$ кпк и $V_T(0) = 224$ км/с. В отличие от предыдущего примера, здесь направление вытянутости орбиты не совершает полного оборота, а изменяется между двумя предельными ориентациями: от перпендикулярной бару ($\theta_0 = \pm 90^\circ$) до параллельной ему ($\theta_0 = 0^\circ$). Средний угол $\theta_{00} = 87^\circ$ показывает, что на интервале 0–3 млрд лет орбита большую часть времени остается ориентированной поперек бара.

Характер изменений θ_0 для этой орбиты представлен на Рисунке 5.8 (В). Эволюция угла заметно отличается от синусоидальной: периоды плавного изменения чередуются с короткими этапами быстрой перестройки ориентации. Радиус орбиты изменяется в широких пределах от 6.0 до 8.8 кпк. Вследствие этого звезда периодически приближается к резонансу $-4/1$ во внутренней части диска и выходит далеко за радиус OLR во внешней области.

Орбиты, подобные представленной на Рисунке 5.7 (b), по-видимому, обеспечивают основной вклад в рост числа звезд N_H в области Геркулеса на интервале 2–3 млрд лет (Рисунок 5.3а). В период 1.8–2.6 млрд лет угол θ_0 находится вблизи значения -60° (Рисунок 5.8В). При такой ориентации орбита наклонена влево относительно малой оси бара и пересекает окрестность Солнца с положительными ради-

альными скоростями, попадая в область Геркулеса на плоскости (V_R, V_T) . В остальное время звезда либо проходит дальше от Солнца, либо достигает его окрестности при отрицательных значениях V_R .

Орбита, показанная на Рисунке 5.7 (с), является характерным примером для области анти-Геркулеса. Начальные параметры звезды составляют $R(0) = 7.3$ кпк и $V_T(0) = 212$ км/с. Средняя ориентация орбиты определяется углом $\theta_{00} = 9^\circ$, что соответствует вытянутости практически вдоль большой оси бара. Небольшое отличие от нулевого значения обусловлено тем, что орбита несколько чаще оказывается наклоненной вправо относительно малой оси бара. Как видно на Рисунке 5.8 (С), угол θ_0 совершает почти гармонические колебания в диапазоне от -45° до 45° с периодом $P = 1.92$ млрд лет.

Еще один пример орбиты из области анти-Геркулеса приведен на Рисунке 5.7 (d). Для нее начальные значения составляют $R(0) = 8.0$ кпк и $V_T(0) = 200$ км/с. Средний угол ориентации равен $\theta_{00} = 176^\circ$, что указывает на преимущественную вытянутость орбиты вдоль бара с небольшим наклоном влево относительно его малой оси. Эволюция угла θ_0 (Рисунок 5.8D) имеет асимметричный характер: медленное изменение от 45° до -45° сменяется быстрой перестройкой, возвращающей орбиту к исходной ориентации.

Сопоставление Рисунков 5.8 (С) и (D) показывает, что изменения угла θ_0 для звезд С и D происходят почти в противофазе. Это хорошо согласуется с формой соответствующих орбит на Рисунках 5.7 (с) и (d), где орбиты демонстрируют противоположные направления наклона относительно малой оси бара.

Таким образом, орбиты звезд в области Геркулеса (Рисунок 5.7a, b) в среднем ориентированы перпендикулярно бару и поддерживают внешнее кольцо R_1 . Напротив, орбиты звезд в области анти-Геркулеса (Рисунок 5.7c, d) преимущественно вытянуты вдоль бара и поддерживают внешнее кольцо R_2 .

Изменения эксцентриситета также происходят на характерных временах, совпадающих с периодами медленных колебаний углового момента. Для звезд А, В, С и D эксцентриситет изменяется соответственно в пределах 0.38–0.58, 0.44–0.73, 0.43–0.70 и 0.30–0.62. Наиболее высокими значениями эксцентриситета характеризуются орбиты звезд В и С, тогда как орбиты звезд А и D в среднем оказываются менее вытянутыми.

5.4.4. Распределение орбит по периоду P в областях Геркулеса и анти-Геркулеса

Рисунок 5.9 показывает распределения орбит по периоду P медленных изменений углового момента в областях (а) Геркулеса и (b) анти-Геркулеса. Для области Геркулеса характерны два отчетливых максимума, расположенных при $P = 0.7$

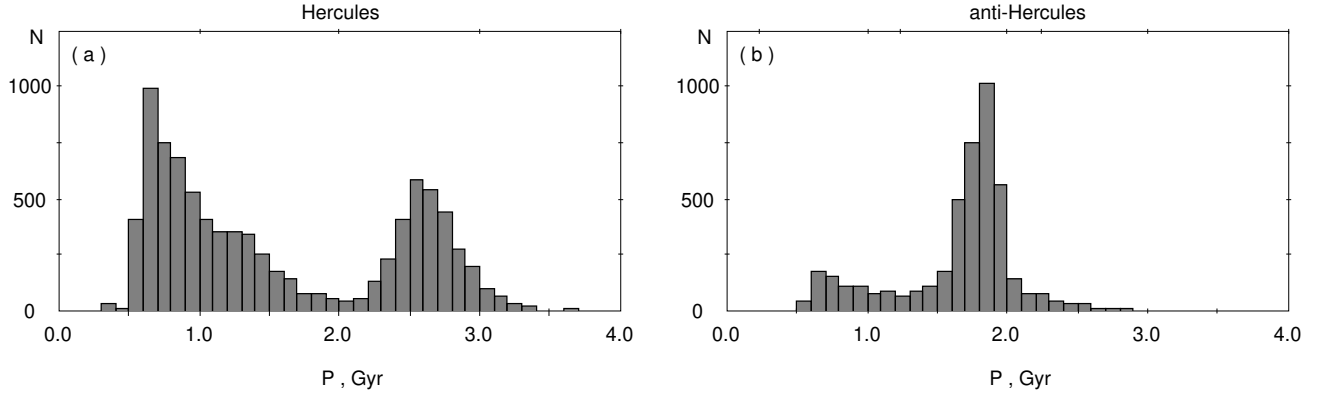


Рис. 5.9. Распределение орбит по периоду P медленных колебаний углового момента в областях Геркулеса (a) и анти-Геркулеса (b). В области Геркулеса выделяются два максимума при $P \approx 0.7$ и 2.6 млрд лет, тогда как в области анти-Геркулеса наблюдается один максимум, соответствующий $P \approx 1.9$ млрд лет.

и 2.6 млрд лет. Максимум при $P = 0.7$ млрд лет связан с орбитами, которые остаются внутри области, ограниченной двумя эллипсами, вытянутыми перпендикулярно бару (Рисунок 5.7a). Такие орбиты в среднем ориентированы поперек бара, а соответствующие звезды большую часть времени находятся внутри радиуса OLR.

Максимум при $P = 2.6$ млрд лет формируется орбитами, направление вытянутости которых на протяжении большей части времени составляет $\theta_0 \approx \pm 60^\circ$ относительно большой оси бара, тогда как ориентация вдоль бара происходит лишь кратковременно (Рисунок 5.7b). Эти орбиты отличаются большой амплитудой радиальных колебаний, $\Delta R > 2.5$ кпк, поэтому звезды на них проводят сопоставимое время по обе стороны от радиуса OLR.

Для области анти-Геркулеса (Рисунок 5.9b) распределение имеет единственный выраженный максимум при $P = 1.9$ млрд лет. Это значение периода совпадает с характерным временем изменений углового момента для качающихся орбит вблизи резонанса OLR. Следовательно, в области анти-Геркулеса преобладают звезды, движущиеся по орбитам, совершающим качания относительно большой оси бара.

5.5. Сравнение с данными *Gaia* DR3

Согласно результатам моделирования, звезды, попадающие в область Геркулеса, в начальный момент времени располагались в среднем несколько ближе к центру Галактики, чем звезды области анти-Геркулеса (см. Раздел 5.4.2). Если формирование диска действительно происходило по сценарию «изнутри наружу» [147], то можно ожидать, что звезды области Геркулеса в среднем старше и, следовательно, более красные по сравнению со звездами области анти-Геркулеса. Однако такая интерпретация справедлива лишь при условии, что основная часть звезд в окрестности Солнца сформировалась до возникновения бара. Более поздние эпизоды звездообра-

зования могли существенно изменить возрастной состав обеих выборок. Кроме того, на наблюдаемые характеристики оказывают влияние эффекты селекции, зависящие не только от звездной величины и цвета, но также от положения объекта на небе, поскольку в областях с высокой плотностью источников алгоритмы обработки *Gaia* отдают предпочтение более ярким звездам [141].

В Таблице 4 приведены медианные значения звездной величины G , цвета $G - G_{\text{RP}}$ и абсолютной звездной величины M_G для звезд областей Геркулеса и анти-Геркулеса по данным *Gaia* DR3. Там же указаны соответствующие ошибки и число объектов, для которых определены рассматриваемые параметры. Абсолютные звездные величины M_G вычислены без учета межзвездного поглощения, влияние которого на расстояниях до 0.5 кпк от Солнца должно быть невелико:

$$M_G = G - 5 \log_{10} r - 10, \quad (5.2)$$

где r — гелиоцентрическое расстояние в кпк. В качестве цвета использована величина $G - G_{\text{RP}}$, поскольку она определяется для большего числа объектов и характеризуется более высокой точностью по сравнению с $G_{\text{BP}} - G_{\text{RP}}$.

Из Таблицы 4 следует, что звезды области Геркулеса в среднем обладают меньшими значениями звездной величины G , более голубыми цветами и большей светимостью по сравнению со звездами области анти-Геркулеса. Несмотря на то, что различия медианных значений не превышают 0.14^{m} , их статистическая значимость превосходит уровень 8σ .

Таблица 4. Медианные значения G , $G - G_{\text{RP}}$ и M_G в областях Геркулеса и анти-Геркулеса по данным *Gaia* DR3

Параметры	Геркулес	анти-Геркулес
G , mag	13.4174 ± 0.0042	13.4972 ± 0.0048
N_G	148 403	108 002
$G - G_{\text{RP}}$, mag	0.6682 ± 0.0005	0.6792 ± 0.0006
$N_{G-G_{\text{RP}}}$	147 903	107 656
M_G , mag	5.7723 ± 0.0045	5.9110 ± 0.0054
N_{M_G}	148 403	108 002

Рисунок 5.10 (а) представляет распределение величины Δn , определяемой как разность между числом звезд области Геркулеса и нормированным числом звезд области анти-Геркулеса в малых площадках на диаграмме Герцшпрунга–Рассела. По горизонтальной оси отложен цвет $G - G_{\text{RP}}$, а по вертикальной — абсолютная звездная величина M_G . Размер ячеек составляет $0.026 \times 0.157^{\text{m}}$. Нормировка введена для компенсации различий в общем числе объектов двух выборок. Использованный коэффициент $k = 1.37$ соответствует отношению числа звезд с измеренными лучевыми скоростями, параллаксами и значениями G и G_{RP} в областях Геркулеса

(148 403 звезды) и анти-Геркулеса (108 002 звезды). Оттенками красного показаны ячейки, где число звезд области Геркулеса превышает нормированное число звезд области анти-Геркулеса, тогда как оттенки зеленого соответствуют противоположной ситуации. Среднее значение модуля разности составляет $|\overline{\Delta n}| \approx 7$.

Наиболее заметные различия наблюдаются в верхней части главной последовательности, где сосредоточены наиболее голубые и яркие звезды: здесь преобладают красные оттенки, указывающие на относительный избыток объектов области Геркулеса. В то же время область красных гигантов демонстрирует близкие плотности звезд в обеих выборках. Такая картина может свидетельствовать о повышенной доле молодых звезд в области Геркулеса, однако нельзя исключить и влияние наблюдательной селекции. В частности, звезды областей Геркулеса и анти-Геркулеса, несмотря на одинаковые ограничения $r < 0.5$ кпк и $|z| < 0.2$ кпк, распределены в пространстве неодинаково, что способно приводить к систематическим различиям в наблюдаемых свойствах выборок.

Рисунок 5.10 (b) показывает аналогичное распределение разностей для области Геркулеса и центральной области. Последняя включает звезды, скорости которых близки к скорости кругового вращения Галактики, и поэтому может содержать более высокую долю молодых объектов. Центральная область определяется на плоскости (V_R, V_T) эллипсом с центром $(0, 225)$ км/с и полуосями $\Delta V_R = 15$ и $\Delta V_T = 12$ км/с. В нее входят 361 617 звезд каталога *Gaia* DR3, удовлетворяющих условиям $r < 0.5$ кпк, $|z| < 0.2$ кпк и $|V_z| < 50$ км/с.

Для нормировки выборок использовался коэффициент $k = 0.41$. На диаграмме верхняя часть главной последовательности окрашена преимущественно в зеленые тона, что свидетельствует о сравнительном избытке голубых звезд в центральной области относительно области Геркулеса. Напротив, область красных гигантов представлена главным образом звездами области Геркулеса. Такое распределение согласуется с предположением о том, что доля молодых звезд в центральной области выше, чем в области Геркулеса.

Рисунок 5.11 (a) показывает нормированные распределения числа звезд в областях Геркулеса и анти-Геркулеса вдоль галактической широты b . Ширина бинов $\Delta b = 1^\circ$. Область Геркулеса демонстрирует выраженный избыток звезд вблизи плоскости Галактики по сравнению с областью анти-Геркулеса, в среднем составляющий около 11% при $|b| < 10^\circ$ и достигающий максимума порядка 22% при $b = 0$. Такое различие может быть связано с более сильной скученностью звезд в области Геркулеса, что снижает полноту измерений лучевых скоростей для слабых объектов вблизи плоскости Галактики. Видно, что распределения звезд в обеих областях асимметричны относительно линии $b = 0$, и N падает гораздо быстрее в направлении положительных значений b .

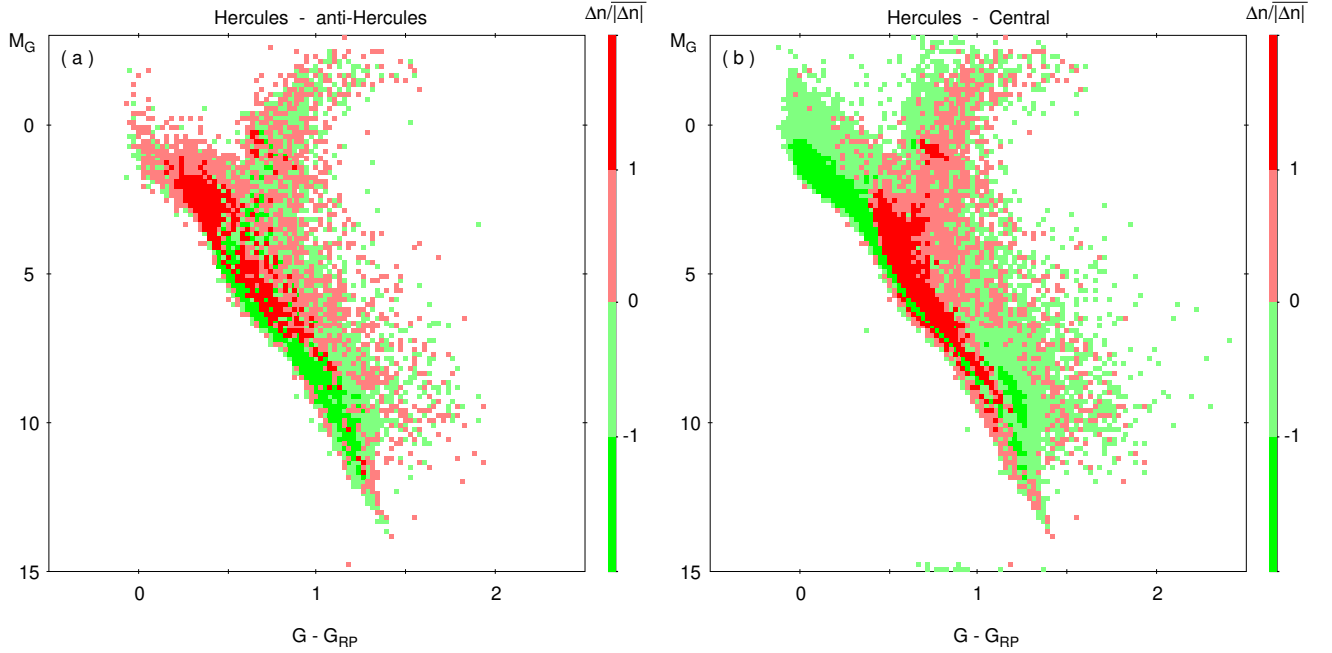


Рис. 5.10. Распределение разностей Δn между числом звезд области Геркулеса и нормированным числом звезд области (а) анти-Геркулеса и (б) центральной области на диаграмме Герцшпрунга–Рассела. По осям отложены цвет $G - G_{RP}$ и абсолютная звездная величина M_G . Ячейки, в которых число звезд области Геркулеса превышает или уступает числу звезд сравниваемой области, показаны оттенками соответственно красного и зеленого цветов. На панели (а) верхняя часть главной последовательности, соответствующая наиболее голубым и ярким звездам, преимущественно окрашена в красный цвет, что свидетельствует о преобладании звезд области Геркулеса над звездами области анти-Геркулеса в этой части диаграммы, тогда как ветвь красных гигантов представлена обеими областями примерно одинаково. На панели (б) центральная область содержит относительно больше голубых и ярких звезд главной последовательности, чем область Геркулеса, тогда как ветвь красных гигантов представлена преимущественно звездами области Геркулеса.

Рисунок 5.11 (b) показывает распределения числа звезд вдоль галактической координаты z , нормированные на число звезд области Геркулеса, при ширине бинов $\Delta z = 2$ пк. При вычислении координаты z использовалось значение $z_0 = 27$ пк [93]. Вблизи плоскости Галактики вновь наблюдается избыток звезд области Геркулеса по сравнению с областью анти-Геркулеса, составляющий в среднем около 10% в интервале 14–54 пк. Максимум распределения для области Геркулеса соответствует $z = 24$ пк, тогда как распределение области анти-Геркулеса характеризуется более широким максимумом, соответствующим интервалу $z \in [-46, +66]$ пк.

Рисунок 5.12 демонстрирует распределения (a) числа звезд N , (b) звездной величины G , (c) цвета $G - G_{\text{RP}}$ и (d) абсолютной звездной величины M_G для звезд *Gaia* DR3 вдоль галактической долготы l в областях Геркулеса и анти-Геркулеса. Все величины вычислены в секторах шириной $\Delta l = 5^\circ$.

Рисунок 5.12 (a) показывает, что область Геркулеса содержит относительно больше звезд в направлении на центр Галактики ($l < 60^\circ$ и $l > 300^\circ$), тогда как в диапазоне $60\text{--}300^\circ$ преобладают звезды области анти-Геркулеса. Избыток звезд области Геркулеса в направлении на центр Галактики может быть связан с орбитами, показанными на Рисунке 5.7 (a), которые пересекают окрестность Солнца $r < 0.5$ кпк с края, ближайшего к центру Галактики. Исключение звезд из отдельных секторов по долготе, включая направление на центр Галактики, не приводит к исчезновению избытка звезд области Геркулеса в верхней части главной последовательности.

Рисунок 5.12 (b)–(d) показывает, что практически по всем направлениям звезды области Геркулеса в среднем являются более яркими, более голубыми и более светимыми по сравнению со звездами области анти-Геркулеса. Исключения наблюдаются лишь в отдельных интервалах долготы, где медианные значения параметров в обеих областях близки. Заметим также, что звезды в области Геркулеса расположены в среднем дальше от Солнца, чем в области анти-Геркулеса. Медианные оценки гелиоцентрических расстояний r в этих областях равны соответственно $r = 338.7 \pm 0.3$ и 321.5 ± 0.4 пк.

Таким образом, обнаруженные различия в яркости, цвете и светимости звезд в областях Геркулеса и анти-Геркулеса по крайней мере частично обусловлены эффектами селекции. Эти эффекты связаны с различной концентрацией звезд к плоскости Галактики и, как следствие, с различной полнотой выборки звезд с измеренной лучевой скоростью V_r в данных *Gaia* DR3. В результате наблюдательное значение f_g , полученное по данным *Gaia* (Уравнение 5.1), может быть заниженным.

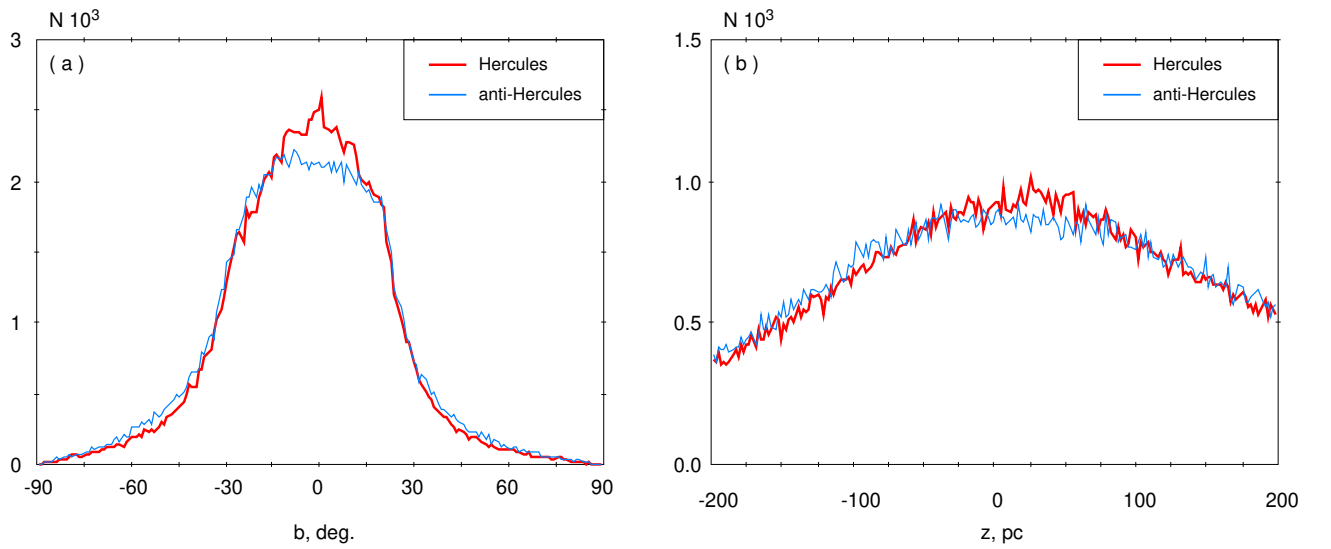


Рис. 5.11. Нормированные распределения числа звезд N в областях Геркулеса (красная линия) и анти-Геркулеса (синяя линия) вдоль (а) галактической широты b и (б) галактической координаты z . Ширина бинов составляет $\Delta b = 1^\circ$ для панели (а) и $\Delta z = 2$ пк для панели (б). На панели (а) вблизи плоскости Галактики число звезд в области Геркулеса систематически превышает число звезд в области анти-Геркулеса: среднее превышение достигает 11% при $|b| < 10^\circ$ и возрастает до 22% при $b = 0^\circ$. В обеих областях распределения несимметричны относительно плоскости $b = 0^\circ$, причем уменьшение числа звезд происходит быстрее в направлении положительных галактических широт. На панели (б) аналогичный избыток звезд области Геркулеса наблюдается и по координате z : в интервале 14–54 пк он составляет около 10%. Максимум распределения для области Геркулеса приходится на $z = 24$ пк, тогда как для области анти-Геркулеса характерен широкий максимум в диапазоне $z \in [-46, +66]$ пк.

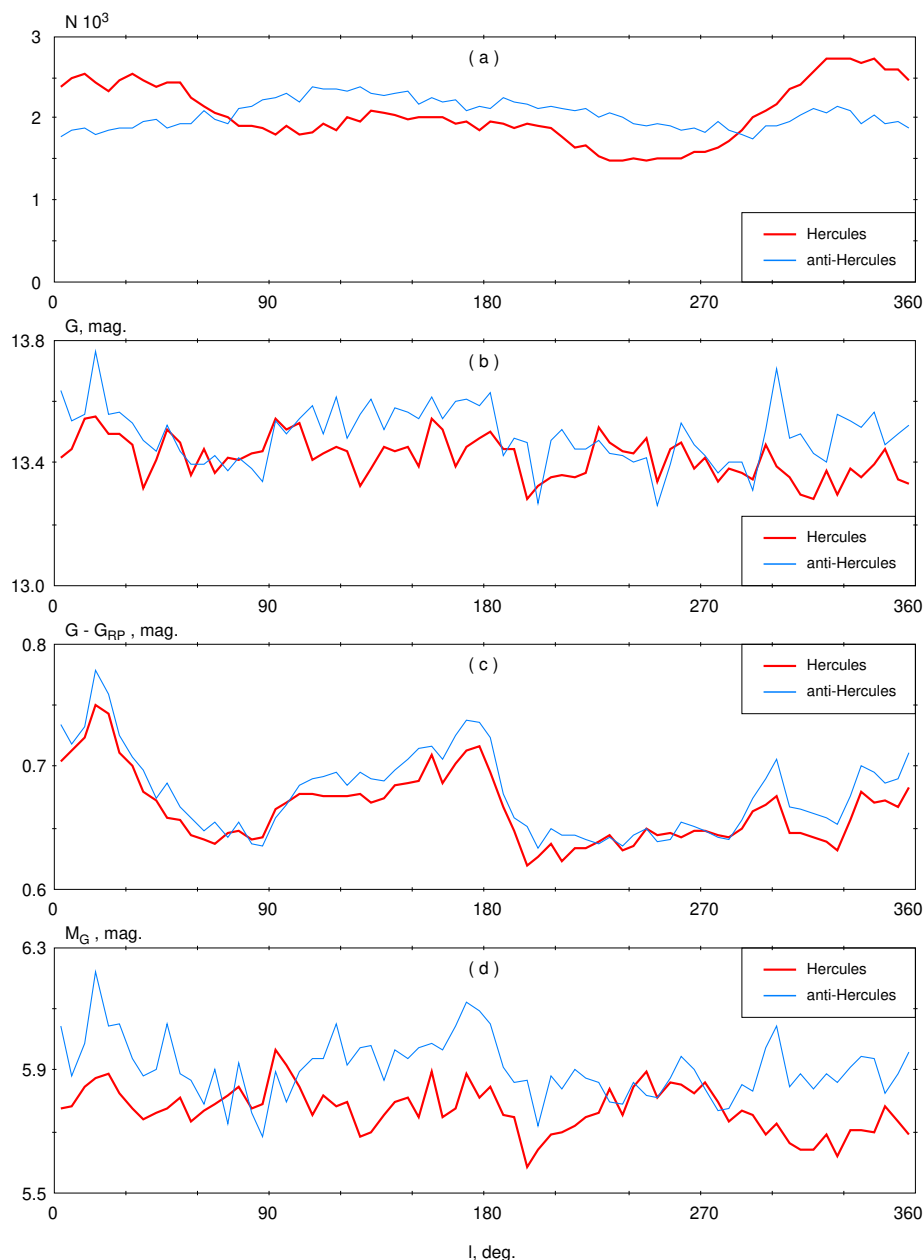


Рис. 5.12. Распределения вдоль галактической долготы l для звезд областей Геркулеса (красная линия) и анти-Геркулеса (синяя линия) по данным *Gaia* DR3: (a) число звезд N , (b) звездная величина G , (c) цвет $G - G_{RP}$ и (d) абсолютная звездная величина M_G . Число звезд и медианные значения фотометрических параметров определены в секторах шириной $\Delta l = 5^\circ$. На панели (a) заметно, что в направлении на центр Галактики ($l < 60^\circ$ и $l > 300^\circ$) область Геркулеса населена более плотно, чем область анти-Геркулеса. Панель (b) показывает, что при $l < 45^\circ$, $l > 300^\circ$, а также во втором галактическом квадранте ($90^\circ < l < 180^\circ$) звезды области Геркулеса имеют меньшие медианные значения G , тогда как на остальных долготах различия невелики. Из панели (c) следует, что почти по всем направлениям звезды области Геркулеса характеризуются более голубым цветом $G - G_{RP}$. Панель (d) демонстрирует, что область Геркулеса в целом содержит более светимые звезды по сравнению с областью анти-Геркулеса.

5.6. Основные выводы

В результате проведенного анализа показано, что в модельном диске Галактики формируется кинематическая структура, аналогичная наблюдаемому потоку Геркулеса. Эта структура возникает вследствие настройки эпициклических движений вблизи внешнего линдбладовского резонанса бара.

Исследование орбит звезд показало, что большинство звезд в области Геркулеса движется по орбитам, поддерживающим внешнее резонансное кольцо R_1 . В симметричной области на плоскости (V_R, V_T) (области «анти-Геркулеса») преобладают орбиты, поддерживающие кольцо R_2 . Показано, что различия в этих областях, наблюдаемые в данных *Gaia*, с высокой вероятностью обусловлены эффектами селекции.

Полученные результаты подтверждают резонансную природу потока Геркулеса и демонстрируют тесную связь между кинематическими особенностями звездного диска и морфологией резонансных структур.

Заключение

В диссертационной работе исследовано влияние бара на кинематику звезд диска Галактики в окрестности внешнего линдбладовского резонанса (OLR). Основная задача состояла в том, чтобы связать наблюдаемые по данным *Gaia* особенности распределений скоростей в солнечной окрестности с конкретными динамическими механизмами, действующими вблизи резонансов.

Мотивация такого подхода, во-первых, связана с тем, что высокоточные данные *Gaia* выявили в солнечной окрестности устойчивые кинематические особенности: форму профилей $V_R(R)$ и $V_T(R)$, асимметрию распределения в плоскости (V_R, V_T) , структуру движущихся групп. Эти особенности требуют объяснения в рамках динамических моделей. Во-вторых, классическое описание крупномасштабной структуры Галактики как стационарного спирального узора сталкивается с рядом концептуальных и наблюдательных противоречий, главное из которых состоит в том, что бар и спиральный узор должны вращаться с разной угловой скоростью, и если бар поддерживает мощная гравитационная неустойчивость в центре Галактики, то какой механизм поддерживает медленно вращающийся спиральный узор, остается неясным. В работе рассматривается сценарий, в котором существенную роль играют резонансные эффекты, вызванные баром, и связанная с ними кольцевая морфология диска.

Основная идея работы состоит в том, что многие особенности кинематики в окрестности Солнца являются прямым следствием резонансной настройки орбит вблизи OLR. В выбранной постановке задачи бар является главным источником неосесимметричных возмущений: он приводит к формированию различных семейств периодических и квазипериодических орбит. Эти орбиты приводят к формированию двойного внешнего эллиптического кольца R_1R_2 и характерных особенностей профилей скоростей. Кроме того, после достижения баром определенной силы запускаются колебания направления вытянутости орбит, которые вызывают особенности в распределении скоростей и плотности звезд.

При таком подходе не требуется вводить долгоживущий спиральный узор как источник наблюдаемых кинематических особенностей; напротив, значительная часть структуры естественно возникает как резонансный ответ на вращающееся неосесимметричное возмущение, вносимое баром.

В рамках диссертации получены следующие результаты:

1. Построена динамическая модель Галактики с аналитическим баром, в которой неосесимметричное возмущение постепенно нарастает, а затем сохраняет постоянное значение. Модель позволяет напрямую сравнивать расчетные профили радиальной V_R и азимутальной V_T скоростей с наблюдательными дан-

ными *Gaia* DR3 и использовать форму этих профилей как диагностический инструмент для определения параметров галактического бара.

2. Сравнение модельных и наблюдательных профилей скоростей позволило получить ограничения на параметры бара. Наилучшее согласие достигается при угловой скорости вращения бара $\Omega_b = 55_{-3}^{+2}$ км/с/кпк. Для позиционного угла бара получена оценка $\theta_b = 45_{-20}^{+15^\circ}$.
3. Выявлен механизм периодических изменений морфологии внешних резонансных колец и связанной с ними кинематики. Показано, что вблизи OLR существует популяция «качающихся» орбит, для которых характерны периодические изменения направления вытянутости относительно большой оси бара. Период этих колебаний составляет ~ 2 млрд лет; тот же временной масштаб проявляется в изменениях поверхностной плотности звезд во внешних кольцах R_1 и R_2 .
4. Исследована природа «горбов» на профилях радиальной скорости $V_R(R)$. Показано, что они поддерживаются небольшой выборкой звезд, связанных с качающимися орбитами. Поскольку наблюдаемый профиль *Gaia* DR3 не демонстрирует выраженного горба, это позволяет оценить наиболее вероятные значения возраста бара: $T_b = 2.0 \pm 0.3$ или $T_b = 4.0 \pm 0.5$ млрд лет.
5. Определен момент старта организованных колебаний направления вытянутости орбит и получена оценка критической силы бара, необходимой для начала колебаний. Колебания начинаются тогда, когда бар достигает примерно половины своей максимальной силы, что соответствует значению порядка $Q_b \approx 0.17$. Момент старта колебаний не зависит от времени роста бара.
6. Показано, что в модельном диске формируется движущаяся группа, соответствующая потоку Геркулеса. Она представлена преимущественно звездами на эллиптических орбитах, вытянутых перпендикулярно бару и поддерживающих внешнее кольцо R_1 , тогда как в области «анти-Геркулеса» доминируют орбиты, вытянутые параллельно бару и поддерживающие кольцо R_2 .

Полученные выводы важны для динамики Галактики в целом. Во-первых, они уточняют параметры бара и тем самым сужают допустимый диапазон моделей Млечного Пути, что критично для интерпретации кинематики не только солнечной окрестности, но и более удаленных областей диска. Во-вторых, результаты демонстрируют, что «мелкомасштабные» кинематические особенности (движущиеся группы и локальные особенности профилей скоростей) могут быть прямым проявлением

глобального резонансного механизма, а не следствием случайной суперпозиции локальных возмущений.

Отдельным направлением дальнейшей работы является исследование физической природы характерного временного масштаба порядка 2 млрд лет, который неоднократно появлялся в результатах исследования. Планируется изучить, какие параметры Галактики определяют этот период колебаний, и в первую очередь проверить его связь с массой, силой и формой бара. Такое исследование позволит понять, насколько найденный временной масштаб является следствием резонансной динамики вблизи OLR и насколько существенно он зависит от выбранных параметров бара и диска Галактики. Это, в свою очередь, возможно даст дополнительный способ ограничить параметры бара.

Важной перспективой является также переход от плоских к трехмерным динамическим моделям. Это позволит проводить сравнение с наблюдениями не только в плоскости диска, но и с учетом вертикальной структуры Галактики. Трехмерная постановка задачи даст возможность исследовать, как бар влияет на распределение звезд по высоте над плоскостью диска, и проверить, могут ли в модели возникать наблюдательные признаки бара, проявляющиеся в вертикальном направлении. Даже если в окрестности OLR не будут обнаружены выраженные трехмерные структуры, само их отсутствие будет важным результатом: оно позволит отделить эффекты, непосредственно связанные с резонансной динамикой бара в плоскости диска, от других эффектов.

Выход каталога *Gaia* DR4, ожидаемый в конце 2026 года, должен существенно расширить объем доступной информации. В отличие от *Gaia* DR3, новый каталог будет основан на более длительном временном интервале наблюдений. Это позволит улучшить статистику в окрестности OLR, точнее выделять кинематические структуры и перейти к более детальному сравнению моделей с наблюдениями. В рамках дальнейшей работы планируется адаптация разработанных моделей к новой выборке *Gaia* DR4. Важно отметить, что предложенная модель обладает высокой гибкостью и хорошо масштабируется под изменения наблюдательных данных: ее параметры могут быть перенастроены без изменения общей структуры подхода. Это делает модель удобным инструментом для анализа будущих высокоточных каталогов и создает предпосылки для получения более точных оценок угловой скорости, позиционного угла, силы и возраста бара. Кроме того, увеличение объема и качества данных позволит проверить, сохраняются ли найденные в работе резонансные признаки при переходе к более полным выборкам, а также выявить новые особенности кинематики в области OLR.

В целом диссертационная работа демонстрирует, что резонансная настройка, вызванная баром, способна дать объяснение ряду ключевых наблюдательных фактов

о кинематике диска Млечного Пути, выявленных миссией *Gaia* и предыдущими наблюдательными данными. Предложенная интерпретация укрепляет представление о баре как о главном источнике неосесимметричных возмущений вблизи солнечного круга и задает основу для дальнейшего уточнения динамической модели Галактики по будущим данным.

Благодарности

Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю, Анне Маратовне Мельник, за поддержку и помощь на всех этапах работы, ценные советы и замечания. Автор благодарит Алексея Сергеевича Расторгуева и Андрея Карловича Дамбиса за полезные обсуждения, высказанные идеи и рекомендации, способствовавшие выполнению данной работы. Спасибо моей семье и Дмитрию Викторовичу Обыдённову.

Список литературы

- [1] The Gaia mission // *Astronomy and Astrophysics*. — 2016. — v. 595. — p. A1.
- [2] Gaia Data Release 2. Mapping the Milky Way disc kinematics // *Astronomy and Astrophysics*. — 2018. — v. 616. — p. A11.
- [3] Gaia Early Data Release 3. Summary of the contents and survey properties (Corrigendum) // *Astronomy and Astrophysics*. — 2021. — v. 650. — p. C3.
- [4] Gaia Early Data Release 3. The astrometric solution // *Astronomy and Astrophysics*. — 2021. — v. 649. — p. A2.
- [5] Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties // *Astronomy and Astrophysics*. — 2023. — v. 674. — p. A1.
- [6] *Dehnen W.* The Effect of the Outer Lindblad Resonance of the Galactic Bar on the Local Stellar Velocity Distribution // *The Astronomical Journal*. — 2000. — v. 119. — pp. 800–812.
- [7] *Bovy J.* Tracing the Hercules Stream Around the Galaxy // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — v. 725. — pp. 1676–1681.
- [8] *Morgan W. W., Whitford A. E., Code A. D.* Studies in Galactic Structure. I. A Preliminary Determination of the Space Distribution of the Blue Giants // *The Astrophysical Journal*. — 1953. — v. 118. — p. 318.
- [9] *Russeil D.* Star-forming complexes and the spiral structure of our Galaxy // *Astronomy and Astrophysics*. — 2003. — v. 397. — pp. 133–146.
- [10] *Lin C. C., Shu F. H.* On the Spiral Structure of Disk Galaxies // *The Astrophysical Journal*. — 1964. — v. 140. — p. 646.
- [11] *Toomre A.* Group Velocity of Spiral Waves in Galactic Disks // *The Astrophysical Journal*. — 1969. — v. 158. — p. 899.
- [12] *Mark J. W.-K.* On density waves in galaxies. IV. Wave amplification through processes that remove angular momentum from galactic disks // *The Astrophysical Journal*. — 1976. — v. 206. — pp. 418–434.
- [13] *Toomre A.* What amplifies the spirals // *Structure and Evolution of Normal Galaxies* / Ed. by S. M. Fall, D. Lynden-Bell. — 1981. — pp. 111–136.

- [14] *Melnik A. M., Rautiainen P.* Kinematics of the outer pseudorings and the spiral structure of the Galaxy // *Astronomy Letters*. — 2009. — v. 35. — pp. 609–624.
- [15] *Melnik A. M.* Galactic resonance rings: modelling of motions in the wide solar neighbourhood // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — v. 485. — pp. 2106–2124.
- [16] *Kalnajs A. J.* Pattern Speeds of Density Waves // *Dynamics of Disc Galaxies* / Ed. by B. Sundelius. — 1991. — p. 323.
- [17] *Eskridge P. B., Frogel J. A., Pogge R. W., Quillen A. C., Davies R. L., Depoy D. L., Houdashelt M. L., Kuchinski L. E., Ramírez S. V., Sellgren K., Terndrup D. M., Tiede G. P.* The Frequency of Barred Spiral Galaxies in the Near-Infrared // *The Astronomical Journal*. — 2000. — v. 119. — pp. 536–544.
- [18] *Kormendy J., Kennicutt Jr. R. C.* Secular Evolution and the Formation of Pseudobulges in Disk Galaxies // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2004. — v. 42. — pp. 603–683.
- [19] *Pohl M., Englmaier P., Bissantz N.* Three-Dimensional Distribution of Molecular Gas in the Barred Milky Way // *The Astrophysical Journal*. — 2008. — v. 677. — pp. 283–291.
- [20] *Gerhard O.* Pattern speeds in the Milky Way // *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*. — 2011. — v. 18. — p. 185.
- [21] *Pettitt A. R., Dobbs C. L., Acreman D. M., Price D. J.* The morphology of the Milky Way - I. Reconstructing CO maps from simulations in fixed potentials // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2014. — v. 444. — pp. 919–941.
- [22] *Dwek E., Arendt R. G., Hauser M. G., Kelsall T., Lisse C. M., Moseley S. H., Silverberg R. F., Sodroski T. J., Weiland J. L.* Morphology, Near-Infrared Luminosity, and Mass of the Galactic Bulge from COBE DIRBE Observations // *The Astrophysical Journal*. — 1995. — v. 445. — p. 716.
- [23] *Churchwell E., Babler B. L., Meade M. R., Whitney B. A., Benjamin R., Indebetouw R., Cyganowski C., Robitaille T. P., Povich M., Watson C., Bracker S.* The Spitzer/GLIMPSE Surveys: A New View of the Milky Way // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 2009. — v. 121. — p. 213.

- [24] *González-Fernández C., López-Corredoira M., Amôres E. B., Minniti D., Lucas P., Toledo I.* The long bar as seen by the VVV survey. I. Colour-magnitude diagrams // *Astronomy and Astrophysics*. — 2012. — v. 546. — p. A107.
- [25] *Ness M., Lang D.* The X-shaped Bulge of the Milky Way Revealed by WISE // *The Astronomical Journal*. — 2016. — v. 152. — p. 14.
- [26] *Li Z.-Y., Shen J.* The Vertical X-shaped Structure in the Milky Way: Evidence from a Simple Boxy Bulge Model // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — v. 757. — p. L7.
- [27] *Simion I. T., Belokurov V., Irwin M., Koposov S. E., Gonzalez-Fernandez C., Robin A. C., Shen J., Li Z. Y.* A parametric description of the 3D structure of the Galactic bar/bulge using the VVV survey // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — v. 471. — pp. 4323–4344.
- [28] First GLIMPSE Results on the Stellar Structure of the Galaxy // *The Astrophysical Journal*. — 2005. — v. 630. — pp. L149–L152.
- [29] *Englmaier P., Gerhard O.* Gas dynamics and large-scale morphology of the Milky Way galaxy // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1999. — v. 304. — pp. 512–534.
- [30] *Peters III W. L.* Models for the inner regions of the Galaxy. I. An elliptical streamline model // *The Astrophysical Journal*. — 1975. — v. 195. — pp. 617–629.
- [31] *Liszt H. S., Burton W. B.* The gas distribution in the central region of the galaxy. III - A barlike model of the inner-galaxy gas based on improved H I data // *The Astrophysical Journal*. — 1980. — v. 236. — pp. 779–797.
- [32] *Binney J., Gerhard O. E., Stark A. A., Bally J., Uchida K. I.* Understanding the kinematics of Galactic Centre gas // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1991. — v. 252. — p. 210.
- [33] *Cabrera-Lavers A., Hammersley P. L., González-Fernández C., López-Corredoira M., Garzón F., Mahoney T. J.* Tracing the long bar with red-clump giants // *Astronomy and Astrophysics*. — 2007. — v. 465. — pp. 825–838.
- [34] *Athanassoula E., Bienayme O., Martinet L., Pfenniger D.* Orbits as building blocks of a barred galaxy model // *Astronomy and Astrophysics*. — 1983. — v. 127. — pp. 349–360.
- [35] *Contopoulos G., Grosbøl P.* Orbits in barred galaxies // *Astronomy and Astrophysics Review*. — 1989. — v. 1. — pp. 261–289.

- [36] *Weinberg M. D.* Kinematic Signature of a Rotating Bar near a Resonance // *The Astrophysical Journal*. — 1994. — v. 420. — p. 597.
- [37] *Athanassoula E.* Morphology of bar orbits // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1992. — v. 259. — pp. 328–344.
- [38] *Contopoulos G., Papayannopoulos T.* Orbits in weak and strong bars // *Astronomy and Astrophysics*. — 1980. — v. 92. — pp. 33–46.
- [39] *Schwarz M. P.* The response of gas in a galactic disk to bar forcing // *The Astrophysical Journal*. — 1981. — v. 247. — pp. 77–88.
- [40] *Binney J., Tremaine S.* Galactic Dynamics: Second Edition. — Princeton University Press, Princeton, NJ USA, 2008.
- [41] *ARRAKIS: atlas of resonance rings as known in the S⁴G* // *Astronomy and Astrophysics*. — 2014. — v. 562. — p. A121.
- [42] *Buta R.* The Catalog of Southern Ringed Galaxies // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 1995. — v. 96. — p. 39.
- [43] *Kormendy J.* A morphological survey of bar, lens, and ring components in galaxies: secular evolution in galaxy structure // *The Astrophysical Journal*. — 1979. — v. 227. — pp. 714–728.
- [44] *Buta R., Crocker D. A.* The Outer Lindblad Resonance and the Morphology of Early Type Disk Galaxies // *The Astronomical Journal*. — 1991. — v. 102. — p. 1715.
- [45] *Byrd G., Rautiainen P., Salo H., Buta R., Crocker D. A.* Pattern Speed Domains in Ringed Disk Galaxies From Observational and Simulational Databases // *The Astronomical Journal*. — 1994. — v. 108. — p. 476.
- [46] *Buta R., Combes F.* Galactic Rings // *Fundamentals of Cosmic Physics*. — 1996. — v. 17. — pp. 95–281.
- [47] *Rautiainen P., Salo H.* Multiple pattern speeds in barred galaxies. I. Two-dimensional models // *Astronomy and Astrophysics*. — 1999. — v. 348. — pp. 737–754.
- [48] *Rautiainen P., Salo H.* N-body simulations of resonance rings in galactic disks // *Astronomy and Astrophysics*. — 2000. — v. 362. — pp. 465–586.
- [49] *Lynds R., Toomre A.* On the interpretation of ring galaxies: the binary ring system II Hz 4 // *The Astrophysical Journal*. — 1976. — v. 209. — pp. 382–388.

- [50] *Combes F.* Dynamics of Galaxies and Their Molecular Cloud Distributions // Proceedings of the International Astronomical Union Symposium / Ed. by F. Combes, F. Casoli. — v. 146. — Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1991. — pp. 255–262.
- [51] *Bekki K.* Formation of a Polar Ring Galaxy in a Galaxy Merger // *The Astrophysical Journal*. — 1998. — v. 499. — pp. 635–649.
- [52] *Appleton P. N.* Collisional Ring Galaxies // Galaxy Interactions at Low and High Redshift / Ed. by J. E. Barnes, D. B. Sanders. — v. 186 of *IAU Symposium*. — 1999. — p. 97.
- [53] *Blitz L., Spergel D. N.* Direct Evidence for a Bar at the Galactic Center // *The Astrophysical Journal*. — 1991. — v. 379. — p. 631.
- [54] *Minchev I., Nordhaus J., Quillen A. C.* New Constraints on the Galactic Bar // *The Astrophysical Journal*. — 2007. — v. 664. — pp. L31–L34.
- [55] Constraints on the Galactic bar from the Hercules stream as traced with RAVE across the Galaxy // *Astronomy and Astrophysics*. — 2014. — v. 563. — p. A60.
- [56] *Monari G., Famaey B., Siebert A., Duchateau A., Lorscheider T., Bienaymé O.* Staying away from the bar: the local dynamical signature of slow and fast bars in the Milky Way // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — v. 465. — pp. 1443–1453.
- [57] *Melnik A. M., Dambis A. K., Podzolkova E. N., Berdnikov L. N.* Influence of the Galactic bar on the kinematics of the disc stars with Gaia EDR3 data // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2021. — v. 507. — pp. 4409–4424.
- [58] *Asano T., Fujii M. S., Baba J., Bédorf J., Sellentin E., Portegies Zwart S.* Impact of bar resonances in the velocity-space distribution of the solar neighbourhood stars in a self-consistent N-body Galactic disc simulation // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2022. — v. 514. — pp. 460–469.
- [59] *Bobylev V. V., Bajkova A. T.* Hercules and Wolf 630 stellar streams and galactic bar kinematics // *Astronomy Letters*. — 2016. — v. 42. — pp. 228–239.
- [60] *Nataf D. M.* The Controversial Star-Formation History and Helium Enrichment of the Milky Way Bulge // *Publications of the Astronomical Society of Australia*. — 2016. — v. 33. — p. e023.

- [61] *Haywood M., Di Matteo P., Snaith O., Calamida A.* Hiding its age: the case for a younger bulge // *Astronomy and Astrophysics*. — 2016. — v. 593. — p. A82.
- [62] Chemical evolution of the Galactic bulge as traced by microlensed dwarf and sub-giant stars. VI. Age and abundance structure of the stellar populations in the central sub-kpc of the Milky Way // *Astronomy and Astrophysics*. — 2017. — v. 605. — p. A89.
- [63] *Bernard E. J., Schultheis M., Di Matteo P., Hill V., Haywood M., Calamida A.* Star formation history of the Galactic bulge from deep HST imaging of low reddening windows // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2018. — v. 477. — pp. 3507–3519.
- [64] *Fujii M. S., Bédorf J., Baba J., Portegies Zwart S.* Modelling the Milky Way as a dry Galaxy // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — v. 482. — pp. 1983–2015.
- [65] *Carrillo I., Minchev I., Steinmetz M., Monari G., Laporte C. F. P., Anders F., Queiroz A. B. A., Chiappini C., Khalatyan A., Martig M., McMillan P. J., Santiago B. X., Youakim K.* Kinematics with Gaia DR2: the force of a dwarf // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — v. 490. — pp. 797–812.
- [66] *Cole A. A., Weinberg M. D.* An Upper Limit to the Age of the Galactic Bar // *The Astrophysical Journal*. — 2002. — v. 574. — pp. L43–L46.
- [67] *Debattista V. P., Gonzalez O. A., Sanderson R. E., El-Badry K., Garrison-Kimmel S., Wetzel A., Faucher-Giguère C.-A., Hopkins P. F.* Formation, vertex deviation, and age of the Milky Way’s bulge: input from a cosmological simulation with a late-forming bar // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — v. 485. — pp. 5073–5085.
- [68] *Baba J., Kawata D.* Age dating the Galactic bar with the nuclear stellar disc // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2020. — v. 492. — pp. 4500–4511.
- [69] Exploring the Stellar Age Distribution of the Milky Way Bulge Using APOGEE // *The Astrophysical Journal*. — 2020. — v. 901. — p. 109.
- [70] *Bovy J., Leung H. W., Hunt J. A. S., Mackereth J. T., García-Hernández D. A., Roman-Lopes A.* Life in the fast lane: a direct view of the dynamics, formation, and evolution of the Milky Way’s bar // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — v. 490. — pp. 4740–4747.

- [71] *Sanders J. L., Kawata D., Matsunaga N., Sormani M. C., Smith L. C., Minniti D., Gerhard O.* The epoch of the Milky Way's bar formation: dynamical modelling of Mira variables in the nuclear stellar disc // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2024. — v. 530. — pp. 2972–2993.
- [72] *Gaia Data Release 3. Properties and validation of the radial velocities* // *Astronomy and Astrophysics*. — 2023. — v. 674. — p. A5.
- [73] *Ramos P., Antoja T., Figueras F.* Riding the kinematic waves in the Milky Way disk with Gaia // *Astronomy and Astrophysics*. — 2018. — v. 619. — p. A72.
- [74] *Lucchini S., Pellett E., D'Onghia E., Aguerra J. A. L.* Moving groups across Galactocentric radius with Gaia DR3 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2023. — v. 519. — pp. 432–444.
- [75] *Fux R.* Order and chaos in the local disc stellar kinematics induced by the Galactic bar // *Astronomy and Astrophysics*. — 2001. — v. 373. — pp. 511–535.
- [76] *Hunt J. A. S., Bovy J., Pérez-Villegas A., Holtzman J. A., Sobeck J., Chojnowski D., Santana F. A., Palicio P. A., Wegg C., Gerhard O., Almeida A., Bizyaev D., Fernandez-Trincado J. G., Lane R. R., Longa-Peña P., Majewski S. R., Pan K., Roman-Lopes A.* The Hercules stream as seen by APOGEE-2 South // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2018. — v. 474. — pp. 95–101.
- [77] *Efremov Y. N., Sitnik T. G.* Young Galactic Star - Gas Complexes // *Soviet Astronomy Letters*. — 1988. — v. 14. — p. 347.
- [78] *Bobylev V. V., Bajkova A. T.* The Milky Way spiral structure parameters from data on masers and selected open clusters // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2014. — v. 437. — pp. 1549–1553.
- [79] *Romero-Gómez M., Athanassoula E., Antoja T., Figueras F.* Modelling the inner disc of the Milky Way with manifolds - I. A first step // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2011. — v. 418. — pp. 1176–1193.
- [80] *Gaia Data Release 2. The astrometric solution* // *Astronomy and Astrophysics*. — 2018. — v. 616. — p. A2.
- [81] *Glushkova E. V., Dambis A. K., Melnik A. M., Rastorguev A. S.* Investigation of the kinematics of young disk populations // *Astronomy and Astrophysics*. — 1998. — v. 329. — pp. 514–521.

- [82] *Nikiforov I. I.* The Distance to the Center of the Galaxy: the Current State-of-the-Art in Measuring R_0 // Order and Chaos in Stellar and Planetary Systems / Ed. by G. G. Byrd, K. V. Kholshevnikov, A. A. Myllri, I. I. Nikiforov, V. V. Orlov. — v. 316 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. — 2004. — p. 199.
- [83] SINFONI in the Galactic Center: Young Stars and Infrared Flares in the Central Light-Month // *The Astrophysical Journal*. — 2005. — v. 628. — pp. 246–259.
- [84] *Nishiyama S., Nagata T., Sato S., Kato D., Nagayama T., Kusakabe N., Matsunaga N., Naoi T., Sugitani K., Tamura M.* The Distance to the Galactic Center Derived from Infrared Photometry of Bulge Red Clump Stars // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — v. 647. — pp. 1093–1098.
- [85] *Feast M. W., Laney C. D., Kinman T. D., van Leeuwen F., Whitelock P. A.* The luminosities and distance scales of type II Cepheid and RR Lyrae variables // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2008. — v. 386. — pp. 2115–2134.
- [86] *Groenewegen M. A. T., Udalski A., Bono G.* The distance to the Galactic centre based on Population II Cepheids and RR Lyrae stars // *Astronomy and Astrophysics*. — 2008. — v. 481. — pp. 441–448.
- [87] *Reid M. J., Menten K. M., Zheng X. W., Brunthaler A., Xu Y.* A Trigonometric Parallax of Sgr B2 // *The Astrophysical Journal*. — 2009. — v. 705. — pp. 1548–1553.
- [88] *Dambis A. K., Berdnikov L. N., Kniazev A. Y., Kravtsov V. V., Rastorguev A. S., Sefako R., Vozyakova O. V.* RR Lyrae variables: visual and infrared luminosities, intrinsic colours and kinematics // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2013. — v. 435. — pp. 3206–3220.
- [89] *Francis C., Anderson E.* Two estimates of the distance to the Galactic Centre // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2014. — v. 441. — pp. 1105–1114.
- [90] *Boehle A., Ghez A. M., Schödel R., Meyer L., Yelda S., Albers S., Martinez G. D., Becklin E. E., Do T., Lu J. R., Matthews K., Morris M. R., Sitarski B., Witzel G.* An Improved Distance and Mass Estimate for Sgr A* from a Multistar Orbit Analysis // *The Astrophysical Journal*. — 2016. — v. 830. — p. 17.
- [91] *Branham R. L.* The distance to the Galactic center determined by G, K, and M stars // *Astrophysics and Space Science*. — 2017. — v. 362. — p. 29.

- [92] *Iwanek P., Poleski R., Kozłowski S., Soszyński I., Pietrukowicz P., Ban M., Skowron J., Mróz P., Wrona M., Udalski A., Szymański M. K., Skowron D. M., Ulaczyk K., Gromadzki M., Rybicki K., Ratajczak M.* A Three-dimensional Map of the Milky Way Using 66,000 Mira Variable Stars // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2023. — v. 264. — p. 20.
- [93] *Bland-Hawthorn J., Gerhard O.* The Galaxy in Context: Structural, Kinematic, and Integrated Properties // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2016. — v. 54. — pp. 529–596.
- [94] *Melnik A. M., Dambis A. K.* Distance scale for high-luminosity stars in OB associations and in field with Gaia DR2. Spurious systematic motions // *Astrophysics and Space Science*. — 2020. — v. 365. — p. 112.
- [95] *Neckel T., Klare G.* The spatial distribution of the interstellar extinction // *Astronomy and Astrophysics*. — 1980. — v. 42. — pp. 251–281.
- [96] *Marshall D. J., Robin A. C., Reylé C., Schultheis M., Picaud S.* Modelling the Galactic interstellar extinction distribution in three dimensions // *Astronomy and Astrophysics*. — 2006. — v. 453. — pp. 635–651.
- [97] *Melnik A. M., Rautiainen P., Glushkova E. V., Dambis A. K.* Evidence of the Galactic outer ring R1R2 from young open clusters and OB-associations // *Astrophysics and Space Science*. — 2016. — v. 361. — p. 60.
- [98] *Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties* // *Astronomy and Astrophysics*. — 2018. — v. 616. — p. A1.
- [99] *Gaia Data Release 2. Processing the spectroscopic data* // *Astronomy and Astrophysics*. — 2018. — v. 616. — p. A6.
- [100] *Gaia Data Release 2. Properties and validation of the radial velocities* // *Astronomy and Astrophysics*. — 2019. — v. 622. — p. A205.
- [101] *Eilers A.-C., Hogg D. W., Rix H.-W., Ness M. K.* The Circular Velocity Curve of the Milky Way from 5 to 25 kpc // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — v. 871. — p. 120.
- [102] *Ferrers N. M.* On the Potentials, Ellipsoids, Ellipsoidal Shells, Elliptic Laminae, and Elliptics Rings, of Variable Densities // *The Quarterly Journal of Pure and Applied Mathematics*. — 1877. — v. 14. — pp. 1–22.
- [103] *Freeman K. C.* On the Disks of Spiral and S0 Galaxies // *The Astrophysical Journal*. — 1970. — v. 160. — p. 811.

- [104] *Pfenniger D.* The 3D dynamics of barred galaxies // *Astronomy and Astrophysics*. — 1984. — v. 134. — pp. 373–386.
- [105] *Sellwood J. A., Wilkinson A.* Dynamics of barred galaxies // *Reports on Progress in Physics*. — 1993. — v. 56. — pp. 173–256.
- [106] *Dehnen W., Binney J.* Mass models of the Milky Way // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1998. — v. 294. — pp. 429–438.
- [107] *Nataf D. M.* Was the Milky Way Bulge Formed from the Buckling Disk Instability, Hierarchical Collapse, Accretion of Clumps, or All of the Above? // *Publications of the Astronomical Society of Australia*. — 2017. — v. 34. — p. e041.
- [108] *Shen J., Rich R. M., Kormendy J., Howard C. D., De Propris R., Kunder A.* Our Milky Way as a Pure-disk Galaxy—A Challenge for Galaxy Formation // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — v. 720. — pp. L72–L76.
- [109] *Hammersley P. L., Garzón F., Mahoney T. J., López-Corredoira M., Torres M. A. P.* Detection of the old stellar component of the major Galactic bar // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2000. — v. 317. — pp. L45–L49.
- [110] *Toomre A.* On the gravitational stability of a disk of stars // *The Astrophysical Journal*. — 1964. — v. 139. — pp. 1217–1238.
- [111] *Sanders R. H., Tubbs A. D.* Gas as a tracer of barred spiral dynamics // *The Astrophysical Journal*. — 1980. — v. 235. — pp. 803–820.
- [112] *Combes F., Sanders R. H.* Formation and properties of persisting stellar bars // *Astronomy and Astrophysics*. — 1981. — v. 96. — pp. 164–173.
- [113] *Block D. L., Puerari I., Knapen J. H., Elmegreen B. G., Buta R., Stedman S., Elmegreen D. M.* The gravitational torque of bars in optically unbarred and barred galaxies // *Astronomy and Astrophysics*. — 2001. — v. 375. — pp. 761–769.
- [114] *Buta R., Laurikainen E., Salo H.* The Distribution of Maximum Relative Gravitational Torques in Disk Galaxies // *The Astronomical Journal*. — 2004. — v. 127. — pp. 279–294.
- [115] *Díaz-García S., Salo H., Laurikainen E., Herrera-Endoqui M.* Characterization of galactic bars from 3.6 μm S⁴G imaging // *Astronomy and Astrophysics*. — 2016. — v. 587. — p. A160.

- [116] *Bailer-Jones C. A. L.* Estimating distances from parallaxes // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 2015. — v. 127. — p. 994.
- [117] *Bailer-Jones C. A. L., Rybizki J., Fouesneau M., Demleitner M., Andrae R.* Estimating Distances from Parallaxes. V. Geometric and Photogeometric Distances to 1.47 Billion Stars in Gaia Early Data Release 3 // *The Astronomical Journal*. — 2021. — v. 161. — p. 147.
- [118] *Kalnajns A. J.* Dynamics of Flat Galaxies. I // *The Astrophysical Journal*. — 1971. — v. 166. — p. 275.
- [119] *Considere S., Athanassoula E.* The distribution of H II regions in external galaxies. I // *Astronomy and Astrophysics*. — 1982. — v. 111. — pp. 28–42.
- [120] *Struck C.* Natural orbit approximations in single power-law potentials // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2015. — v. 446. — pp. 3139–3149.
- [121] *Struck C.* Lindblad Zones: resonant eccentric orbits to aid bar and spiral formation in galaxy discs // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2015. — v. 450. — pp. 2217–2230.
- [122] *Chiba R., Schönrich R.* Tree-ring structure of Galactic bar resonance // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2021. — v. 505. — pp. 2412–2426.
- [123] *Laurikainen E., Salo H.* Bar strengths in spiral galaxies estimated from 2MASS images // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2002. — v. 337. — pp. 1118–1138.
- [124] *Buta R., Block D. L.* A Dust-penetrated Classification Scheme for Bars as Inferred from Their Gravitational Force Fields // *The Astrophysical Journal*. — 2001. — v. 550. — pp. 243–252.
- [125] *Buta R., Vasylyev S., Salo H., Laurikainen E.* The distribution of bar and spiral arm strengths in disk galaxies // *The Astronomical Journal*. — 2005. — v. 130. — p. 506–523.
- [126] *Lee Y. H., Park M.-G., Ann H. B., Kim T., Seo W.-Y.* Bar Classification Based on the Potential Map // *The Astrophysical Journal*. — 2020. — v. 899. — p. 84.
- [127] *Cuomo V., Lopez Aguerri J. A., Corsini E. M., Debattista V. P., Méndez-Abreu J., Pizzella A.* Bar pattern speeds in CALIFA galaxies. II. The case of weakly barred galaxies // *Astronomy and Astrophysics*. — 2019. — v. 632. — p. A51.

- [128] *Debattista V. P., Sellwood J. A.* Constraints from Dynamical Friction on the Dark Matter Content of Barred Galaxies // *The Astrophysical Journal*. — 2000. — v. 543. — pp. 704–721.
- [129] *Lee Y. H., Park M.-G., Hwang H. S., Ann H. B., Chung H., Kim T.* Properties of Fast and Slow Bars Classified by Epicyclic Frequency Curves from Photometry of Barred Galaxies // *The Astrophysical Journal*. — 2022. — v. 926. — p. 58.
- [130] *Schwarz M. P.* How bar strength and pattern speed affect galactic spiral structure // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1984. — v. 209. — pp. 93–109.
- [131] *Athanassoula E.* What determines the strength and the slowdown rate of bars? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2003. — v. 341. — pp. 1179–1198.
- [132] *Martinez-Valpuesta I., Shlosman I., Heller C.* Evolution of Stellar Bars in Live Axisymmetric Halos: Recurrent Buckling and Secular Growth // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — v. 637. — p. 214.
- [133] *Eggen O. J.* Stellar Groups. II. The ζ Herculis, ϵ Indi and 61 Cygni Groups of High-Velocity Stars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1958. — v. 118. — pp. 154–160.
- [134] *Michtchenko T. A., Lépine J. R. D., Pérez-Villegas A., Vieira R. S. S., Barros D. A.* On the Stellar Velocity Distribution in the Solar Neighborhood in Light of Gaia DR2 // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2018. — v. 863. — p. L37.
- [135] *Pérez-Villegas A., Portail M., Wegg C., Gerhard O.* Revisiting the Tale of Hercules: How Stars Orbiting the Lagrange Points Visit the Sun // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2017. — v. 840. — p. L2.
- [136] *Chakrabarty, D., Sideris, I. V.* Chaos in models of the solar neighbourhood // *Astronomy and Astrophysics*. — 2008. — v. 488. — pp. 161–165.
- [137] *Hattori K., Gouda N., Tagawa H., Sakai N., Yano T., Baba J., Kumamoto J.* Metallicity dependence of the Hercules stream in Gaia/RAVE data – explanation by non-closed orbits // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — v. 484. — pp. 4540–4562.
- [138] *Bensby T., Oey M. S., Feltzing S., Gustafsson B.* Disentangling the Hercules Stream* // *The Astrophysical Journal*. — 2007. — v. 655. — p. L89.

- [139] The GALAH survey: stellar streams and how stellar velocity distributions vary with Galactic longitude, hemisphere, and metallicity // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2018. — v. 478. — pp. 228–254.
- [140] *Liang X., Yoon S.-J., Zhao J., Li Z., Zhang J., Wu Y.* On the Migration Origin of the Hercules Moving Group with GAIA, LAMOST, APOGEE, and GALAH Surveys // *The Astrophysical Journal*. — 2023. — v. 956. — p. 146.
- [141] *Boubert D., Everall A.* Completeness of the Gaia verse II: what are the odds that a star is missing from Gaia DR2? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2020. — v. 497. — pp. 4246–4261.
- [142] *Rybizki J., Rix H.-W., Demleitner M., Bailer-Jones C. A. L., Cooper W. J.* Characterizing the Gaia radial velocity sample selection function in its native photometry // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2021. — v. 500. — pp. 397–409.
- [143] *Everall A., Boubert D.* Completeness of the Gaia verse - V. Astrometry and radial velocity sample selection functions in Gaia EDR3 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2022. — v. 509. — pp. 6205–6224.
- [144] *Castro-Ginard A., Brown A. G. A., Kostrzewa-Rutkowska Z., Cantat-Gaudin T., Drimmel R., Oh S., Belokurov V., Casey A. R., Fouesneau M., Khanna S., Price-Whelan A. M., Rix H.-W.* Estimating the selection function of Gaia DR3 subsamples // *Astronomy and Astrophysics*. — 2023. — v. 677. — p. A37.
- [145] *Melnik A. M., Podzolkova E. N., Dambis A. K.* Periodic changes in the morphology of the Galactic resonance rings // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2023. — v. 525. — pp. 3287–3305.
- [146] *Melnik A. M., Podzolkova E. N.* Humps on the Profiles of the Radial-Velocity Distribution and the Age of the Galactic Bar // *Astronomy Letters*. — 2024. — v. 50. — pp. 481–501.
- [147] *Chiappini C., Matteucci F., Romano D.* Abundance Gradients and the Formation of the Milky Way // *The Astrophysical Journal*. — 2001. — v. 554. — pp. 1044–1058.
- [148] *de Vaucouleurs G., Freeman K. C.* Structure and dynamics of barred spiral galaxies, in particular of the Magellanic type // *Vistas in Astronomy*. — 1972. — v. 14. — pp. 163–294.

Приложение А. Коэффициенты разложения потенциала бара Феррера

Приведем в явном виде формулы для коэффициентов разложения потенциала бара Феррера ($n = 2$) по степеням координат ω_{lk} [105, 148]:

$$\omega_{lk} = 2 \int_0^\psi \tan^{2l-1} \theta \sin^{2k-1} \theta d\theta$$

$$\omega_{10} = 2 \ln |\tan \theta + \sec \theta|$$

$$\omega_{11} = 2 \ln |\tan \theta + \sec \theta| - 2 \sin \theta = \omega_{10} - 2 \sin \theta$$

$$\omega_{12} = 2 \ln |\tan \theta + \sec \theta| - 2 \sin \theta - \frac{2 \sin^3 \theta}{3} = \omega_{11} - \frac{2 \sin^3 \theta}{3}$$

$$\omega_{13} = 2 \ln |\tan \theta + \sec \theta| - 2 \sin \theta - \frac{2 \sin^3 \theta}{3} - \frac{2 \sin^5 \theta}{5} = \omega_{12} - \frac{2 \sin^5 \theta}{5}$$

$$\omega_{20} = \tan \theta \sec \theta - \ln |\tan \theta + \sec \theta| = \tan \theta \sec \theta - \frac{1}{2} \omega_{10}$$

$$\omega_{21} = \tan \theta \sec \theta - 3 \ln |\tan \theta + \sec \theta| + 2 \sin \theta = \omega_{20} - \omega_{10} + 2 \sin \theta$$

$$\omega_{22} = \tan \theta \sec \theta - 5 \ln |\tan \theta + \sec \theta| + 4 \sin \theta + \frac{2 \sin^3 \theta}{3} = \omega_{21} - \omega_{10} + 2 \sin \theta$$

$$\omega_{30} = \frac{1}{8} \left[\frac{10 \sin^3 \theta - 6 \sin \theta}{\cos^2 \theta} + 6 \ln |\tan \theta + \sec \theta| \right] = \frac{1}{8} \left[\frac{10 \sin^3 \theta - 6 \sin \theta}{\cos^2 \theta} + 3 \omega_{10} \right]$$

$$\begin{aligned} \omega_{31} &= \frac{1}{8} \left[\frac{-16 \sin^5 \theta + 50 \sin^3 \theta - 30 \sin \theta}{\cos^2 \theta} + 30 \ln |\tan \theta + \sec \theta| \right] = \\ &= \frac{1}{8} \left[\frac{-16 \sin^5 \theta + 50 \sin^3 \theta - 30 \sin \theta}{\cos^2 \theta} + 15 \omega_{10} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \omega_{40} &= \frac{1}{48} \left[\frac{66 \sin^5 \theta - 80 \sin^3 \theta + 30 \sin \theta}{\cos^3 \theta} - 30 \ln |\tan \theta + \sec \theta| \right] = \\ &= \frac{1}{48} \left[\frac{66 \sin^5 \theta - 80 \sin^3 \theta + 30 \sin \theta}{\cos^3 \theta} - 15 \omega_{10} \right] \end{aligned}$$