

УДК 524.6-34:52-17

ВЛИЯНИЕ ГРАВИТАЦИИ РЕЗОНАНСНЫХ КОЛЕЦ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД ВБЛИЗИ OLR БАРА ГАЛАКТИКИ

© 2026 А. М. Мельник^{1*}, Е. Н. Подзолкова^{1,2}¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Москва, 119991 Россия

Поступила в редакцию 19 сентября 2025 года; после доработки 2 февраля 2026 года; принята к публикации 10 марта 2026 года

Мы построили 2D-модель Галактики, которая в начальный момент времени содержит аналитический бар, балдж, диск и гало. Модельный диск формирует внешние эллиптические резонансные кольца R_1 и R_2 , расположенные вблизи внешнего линдбладовского резонанса бара (OLR), а также внутреннее резонансное кольцо r , расположенное вблизи радиуса коротации (CR). По мере увеличения плотности звезд в эллиптических кольцах мы вводили дополнительные гравитационные возмущения, создаваемые кольцами. Радиальный компонент гравитационных возмущений от эллиптических колец, F_R , в точке с галактоцентрическими координатами (R, θ) был представлен в виде комбинации трех полиномов по степеням R/R_e или R_e/R , где R_e — расстояние до средней линии (середины) кольца при заданном угле θ . Азимутальный компонент возмущений, F_T , вычислялся через силу F_R . Различие между значениями силы F_R (F_T), рассчитанными с помощью численного дифференцирования потенциала и аналитического представления, не превышает 5.7% (1.3%) от максимального значения силы F_R , создаваемой эллиптическими кольцами. В целом гравитация эллиптических колец мало влияет на процесс настройки эпициклических движений вблизи OLR бара.

Ключевые слова: Галактика: кинематика и динамика — галактики с барами — каталоги: Gaia DR3

1. ВВЕДЕНИЕ

Существование бара в Галактике подтверждается инфракрасными наблюдениями и данными о распределении скоростей (Dwek et al., 1995; Dehnen, 2000; Fux, 2001; Benjamin et al., 2005; Cabrera-Lavers et al., 2007; Gerhard, 2011; Ness and Lang, 2016 и другие работы).

Формирование бара в галактических дисках приводит к появлению таких структур, как ядерные (n), внутренние (r) и внешние (R_1 и R_2) резонансные эллиптические кольца. Ядерные кольца формируются вблизи внутреннего линдбладовского резонанса (ILR) бара, внутренние кольца — вблизи радиуса коротации (CR), а внешние — вблизи внешнего линдбладовского резонанса (OLR) бара. Из двух внешних колец, кольцо R_1 расположено немного ближе к центру Галактики и вытянуто перпендикулярно бару, а кольцо R_2 расположено дальше от центра и вытянуто параллельно бару (Schwarz, 1981;

Buta and Crocker, 1991; Byrd et al., 1994; Buta, 1995; Buta and Combes, 1996; Rautiainen and Salo, 1999, 2000). Основой резонансных колец являются устойчивые периодические орбиты, вблизи которых существует большое количество квазипериодических орбит (Contopoulos and Papayannopoulos, 1980; Contopoulos and Grosbol, 1989).

Особенности кинематики и пространственного распределения молодых объектов (OB-ассоциаций, классических цефеид, звездно-газовых комплексов) указывают на присутствие в Галактике двойного внешнего кольца $R_1 R_2$ (Mel'nik and Rautiainen, 2009; Rautiainen and Mel'nik, 2010; Mel'nik and Rautiainen, 2011; Mel'nik et al., 2015, 2016; Mel'nik, 2019).

Ранее мы построили распределение радиальных (V_R) и азимутальных (V_T) скоростей вдоль галактоцентрического расстояния R для большого числа старых звезд диска и показали, что значения угловой скорости вращения бара $\Omega_b = 55 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$ и позиционного угла Солнца относительно большой оси бара $\theta_\odot = -45^\circ$

*E-mail: anna@sai.msu.ru

обеспечивают наилучшее согласие моделей с наблюдениями (Melnik et al., 2021).

Исследование распределения звезд в модельном диске выявило периодические изменения морфологии резонансных колец — усиление то лидирующих, то отстающих сегментов эллиптических колец (Melnik et al., 2023). Кроме того, профили распределения радиальных скоростей V_R вдоль расстояния R демонстрируют периодическое появление горбов. Хотя высота этих горбов составляет только $1.76 \pm 0.15 \text{ км с}^{-1}$, их статистическая значимость (отношение значения к его ошибке) превышает 11σ . Анализ ориентации орбит, лежащих вблизи OLR бара, показал, что изменение морфологии внешних колец и появление горбов вызваны одной причиной — качающимися орбитами, для которых характерно изменение ориентации относительно большой оси бара в ограниченном диапазоне углов (Melnik and Podzolkova, 2024).

Существование качающихся орбит вблизи линдбладовских резонансов бара было предсказано Weinberg (1994). Теоретические аспекты их возникновения также представлены и в других работах (Binney and Tremaine, 2008; Monari et al., 2016, 2017).

Konrat'ev (2007) вывел формулы для гравитационного потенциала элементарных плоских эллиптических колец. Главная особенность таких колец состоит в том, что они создают гравитационные возмущения не только во внешней, но и во внутренней области кольца, вплоть до центра системы, в отличие от трехмерных однородных эллиптических оболочек. Проблема потенциала плоских колец тесно связана с вопросом о потенциале тонких дисков (Letelier, 2007).

Цель настоящей работы — оценить влияние гравитационных возмущений от сформировавшихся резонансных колец на распределение скоростей V_R и V_T вблизи OLR бара, а также на процесс возникновения качающихся орбит. Мы покажем, что гравитация, создаваемая эллиптическими кольцами, слабо влияет на настройку эпициклических движений вблизи OLR бара.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Мы используем данные каталога Gaia DR3 (Prusti et al., 2016; Katz et al., 2018; Brown et al., 2021; Lindegren et al., 2021; Vallenari et al., 2023) для построения наблюдательных распределений радиальных и азимутальных скоростей вдоль галактоцентрического расстояния. Наша выборка включает около 9.7×10^6 звезд, лежащих вблизи плоскости Галактики ($|z| < 0.2$ кпк) и в секторе азимутальных углов $|\theta| < 15^\circ$, имеющих отношение параллакса к его ошибке $\varpi/\varepsilon_\varpi > 5$,

ошибку $R_{\text{UWE}} < 1.4$ и измеренную спектрометром Gaia лучевую скорость V_r . Медианные значения радиальных и азимутальных скоростей звезд вычислялись в бинах по расстоянию шириной $\Delta R = 0.25$ кпк. Случайные ошибки определения этих скоростей лежат в пределах $0.02\text{--}0.6 \text{ км с}^{-1}$ и существенно зависят от числа звезд в бине. Однако для диапазона расстояний $R = 6\text{--}9$ кпк они не превышают 0.1 км с^{-1} (подробнее см. Melnik et al., 2021).

Расстояние от Солнца до центра Галактики принято равным $R_0 = 7.5$ кпк (Glushkova et al., 1998; Nikiiforov, 2004; Eisenhauer et al., 2005; Bica et al., 2006; Nishiyama et al., 2006; Feast et al., 2008; Groenewegen et al., 2008; Reid et al., 2009; Dambis et al., 2013; Francis and Anderson, 2014; Boehle et al., 2016; Branham, 2017; Iwanek et al., 2023). Выбор значения R_0 в диапазоне $7\text{--}9$ кпк практически не влияет на наши результаты.

Угловая скорость вращения диска Галактики на расстоянии Солнца соответствует значению $\Omega_0 = 30 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$, что согласуется с кинематикой ОВ-ассоциаций (Melnik and Dambis, 2020). При таком выборе R_0 и Ω_0 азимутальная скорость вращения диска на расстоянии Солнца составляет $V_T = 225 \text{ км с}^{-1}$.

3. МОДЕЛИ

Мы рассматриваем 2D-модели Галактики, включающие аналитический бар Ферпера (de Vaucouleurs and Freeman, 1972; Athanassoula et al., 1983; Pfenniger, 1984; Sellwood and Wilkinson, 1993; Binney and Tremaine, 2008), экспоненциальный диск, классический балдж и гало. Массы диска, бара и балджа равны соответственно $3.25 \times 10^{10} M_\odot$, $1.2 \times 10^{10} M_\odot$ и $5 \times 10^9 M_\odot$. Характерный горизонтальный масштаб экспоненциального диска составляет 2.5 кпк и не меняется во время моделирования. Кривая вращения модельного диска является плоской на периферии и соответствует угловой скорости вращения $\Omega_0 = 30 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$ на расстоянии Солнца, что согласуется с наблюдениями (Melnik and Dambis, 2020).

В этой работе мы используем три модели Галактики. Модель 1 не учитывает гравитацию от эллиптических колец и была описана в наших предыдущих работах (Melnik et al., 2021; Melnik et al., 2023; Melnik and Podzolkova, 2024, 2025). Модель 2 включает гравитационные силы от трех эллиптических колец (R_1 , R_2 и r). Модель 3 учитывает гравитацию только от двух внешних эллиптических колец (R_1 и R_2). При расчете сил гравитации от эллиптических колец мы воспользовались аналитическими выражениями, полученными в разделе 4.2.

В наших моделях большая и малая полуоси бара равны $a = 3.5$ кпк и $b = 1.25$ кпк соответственно. Угловая скорость вращения бара принята $\Omega_b = 55 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$ и не меняется во время моделирования. Положения CR и OLR бара соответствуют расстояниям $R_{\text{CR}} = 4.04$ кпк и $R_{\text{OLR}} = 7.00$ кпк. Бар включается постепенно, набирая полную силу за время $T_g = 0.45$ млрд лет. Угол θ отсчитывается от направления большой оси бара против часовой стрелки и увеличивается в направлении вращения Галактики, а угол θ_\odot определяет положение Солнца относительно большой оси бара и принят $\theta_\odot = -45^\circ$. Так как наши модели имеют порядок симметрии $m = 2$, то оба значения позиционного угла, $\theta_\odot = -45^\circ$ и 135° , равнозначны.

Гравитационные силы, создаваемые эллиптическими кольцами, включаются постепенно и достигают полной силы за время $T_2 = 0.5$ млрд лет. Время начала роста колец обсуждается в разделе 4.1 и принято равным $T_1 = 0.5$ млрд лет. Таким образом, гравитационные силы от эллиптических колец достигают окончательного значения к моменту времени $t = T_1 + T_2 = 1.0$ млрд лет и после этого остаются неизменными. Поскольку ориентация эллиптических колец определяется баром, кольца вращаются с угловой скоростью бара. В этой работе рассматриваются только эллиптические кольца, морфология которых не меняется со временем.

Масса диска уменьшается по мере формирования эллиптических колец таким образом, что суммарная масса нового экспоненциального диска и колец сохраняется.

Модели содержат 2×10^6 безмассовых частиц. Начальная радиальная дисперсия звезд модельного диска на расстоянии Солнца принята $\sigma_R \approx 30 \text{ км с}^{-1}$, то есть мы рассматриваем движения старых звезд диска. Время моделирования составляет 6 млрд лет с шагом 0.01 млн лет. Мы выбрали такое большое время моделирования, чтобы показать, что гравитация эллиптических колец мало влияет на процесс формирования горбов на профилях распределения скоростей V_R вдоль расстояния R .

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Распределение плотности в модельном диске

Мы попытались найти положения эллиптических колец в модельном диске. Рисунок 1а демонстрирует распределение звезд в плоскости Галактики в модели 1, в которой не учитывается гравитационное влияние эллиптических колец. Данные приведены для момента времени $t = 1.0$ млрд лет с начала моделирования и обработаны программой,

увеличивающей контраст. Для каждой звезды вычислялась плотность окружающих ее звезд в радиусе 50 пк (Σ_1). Полученное значение сравнивалось с начальной плотностью Σ_0 в момент времени $t = 0$, когда распределение звезд было чисто экспоненциальным. При $\Sigma_1/\Sigma_0 \leq 1.0$ звезда не включалась в изображение, при $\Sigma_1/\Sigma_0 \geq h$ она включалась в изображение с вероятностью $P = 100\%$. В промежуточном диапазоне ($1.0 < \Sigma_1/\Sigma_0 < h$) вероятность включения звезды в изображение определялась по формуле

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

где P линейно возрастает от 0% до 100% по мере увеличения отношения Σ_1/Σ_0 от 1.0 до h . Значение параметра h было принято $h = 1.5$ (см. также раздел 4.1 в Melnik et al., 2023).

Рисунок 1а также показывает положения бара (эллипс), окружностей радиусов CR и OLR (сплошные красные линии) и резонанса $-4/1$ (штриховая красная линия) в модельном диске. Галактика вращается против часовой стрелки. Хорошо заметно внутреннее кольцо g , расположенное снаружи окружности радиуса CR, и внешнее кольцо R_2 , вытянутое параллельно бару и находящееся за пределами окружности радиуса OLR, $R > R_{\text{OLR}}$. Мы выбрали для иллюстрации момент времени $t = 1.0$ млрд лет, когда плотность кольца R_2 имеет максимальное значение.

Внешнее кольцо R_1 в этот момент представлено двумя отстающими спиральными рукавами, расположенными в области между CR и OLR бара. Если рассмотреть момент $t = 1.5$ млрд лет, то кольцо R_1 будет иметь вид двух лидирующих спиральных рукавов. Такое различие обусловлено периодическим изменением морфологии внешних колец (Melnik et al., 2023).

Рисунок 1б показывает условные границы эллиптических колец. Внутреннее (g) и внешние (R_1 и R_2) кольца ограничены соответственно зелеными, красными и синими эллипсами. Границы колец выбирались таким образом, чтобы плотность звезд в них была максимальной при усреднении на промежутке времени 0–6 млрд лет. Границы и средняя линия (середины) каждого кольца являются подобными эллипсами, то есть имеют одинаковое отношение полуосей.

Таблица 1 представляет значения большой и малой полуосей эллипсов, a_r и b_r , характеризующих положения средних линий колец, полуширины колец в направлении большой оси (Δa), угол θ_0 , средней плотности ($\Delta \bar{\Sigma}$) и массы колец (M).

Оказалось, что средняя плотность звезд в кольцах заметно меняется со временем. Рисунок 2 демонстрирует колебания средней плотности звезд

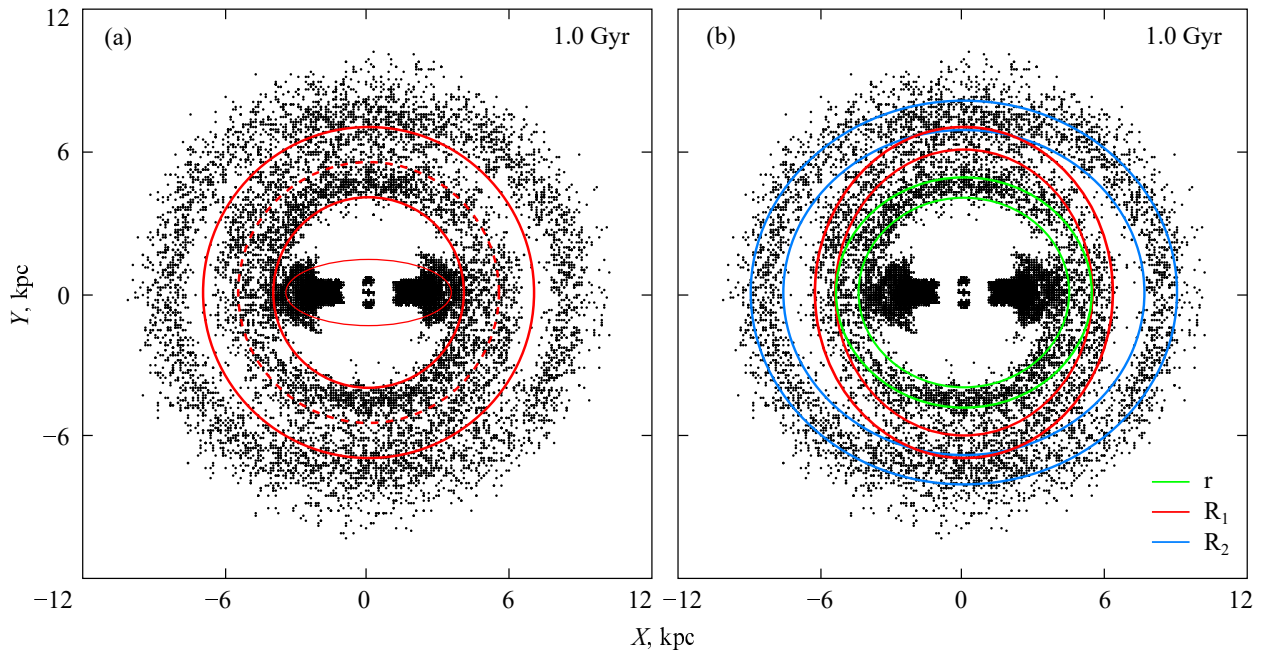


Рис. 1. Панель (а) показывает распределение звезд в плоскости Галактики в модели 1 в момент времени $t = 1.0$ млрд лет, обработанное программой, увеличивающей контраст. Параметр h , управляющий контрастом, равен $h = 1.5$. Показано только 10% частиц. Кроме того, отмечены положения бара (эллипс), окружностей радиусов CR и OLR (сплошные красные линии) и резонанса $-4/1$ (штриховая красная линия). Галактика вращается против часовой стрелки. Оси X и Y лежат в плоскости Галактики и параллельны соответственно большой и малой осям бара. Хорошо видно присутствие внутреннего кольца $г$, расположенного снаружи окружности радиуса CR. Внешнее кольцо R_1 представлено двумя отстающими спиральными рукавами, лежащими в области между резонансами $-4/1$ и OLR. Внешнее кольцо R_2 вытянуто параллельно бару и расположено снаружи окружности радиуса OLR, $R > R_{\text{OLR}}$. На панели (b) показаны условные границы колец, которые обозначены зелеными ($г$), красными (R_1) и синими (R_2) эллипсами.

Таблица 1. Параметры эллиптических колец. В колонках таблицы указаны: (1) — тип кольца; (2) и (3) — большая и малая полуоси эллипса, характеризующего положение средней линии кольца; (4) — полуширина кольца в направлении большой оси; (5) — угол между большой полуосью бара и большой полуосью эллиптического кольца; (6) — средняя плотность; (7) — масса кольца

Тип кольца	a_r , кpc	b_r , кpc	Δa , кpc	θ_0 , deg	$\Delta \bar{\Sigma}$, $M_{\odot} \text{ кpc}^{-2}$	M , M_{\odot}
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
Внутреннее кольцо $г$	4.9	4.5	0.5	0	5.12×10^6	144.73×10^6
Внешнее кольцо R_1	6.5	6.0	0.5	90	0.49×10^6	18.38×10^6
Внешнее кольцо R_2	8.3	7.7	0.7	0	1.14×10^6	77.05×10^6

в кольцах $г$, R_1 и R_2 . Мы рассматриваем колебания средней плотности относительно ее значения в момент времени $t = 0$, когда распределение звезд в модельном диске было экспоненциальным: $\Delta \Sigma = \Sigma(t) - \Sigma(0)$. Видно, что колебания имеют быструю и медленную составляющую.

Рисунок 2а показывает, что медленные колебания средней плотности звезд, $\Delta \Sigma$, в кольцах R_1 и R_2 имеют близкие периоды и происходят практически в противофазе. Кроме того, амплитуда медленных колебаний уменьшается со временем, а периоды медленных колебаний $\Delta \Sigma$ в кольцах

R_1 и R_2 равны соответственно $P = 1.93 \pm 0.03$ и 1.98 ± 0.02 млрд лет, что близко к медианному значению периода колебаний качающихся орбит, $P \approx 2.0$ млрд лет (Melnik and Podzolkova, 2024). Тот факт, что медленные колебания плотности в кольцах R_1 и R_2 происходят в противофазе, является следствием того, что качающиеся орбиты вблизи OLR периодически меняют средний радиус, \bar{R} . Так как кольцо R_1 расположено ближе к центру Галактики, чем R_2 , то вероятность попадания звезды в область кольца R_2 (R_1) увеличивается

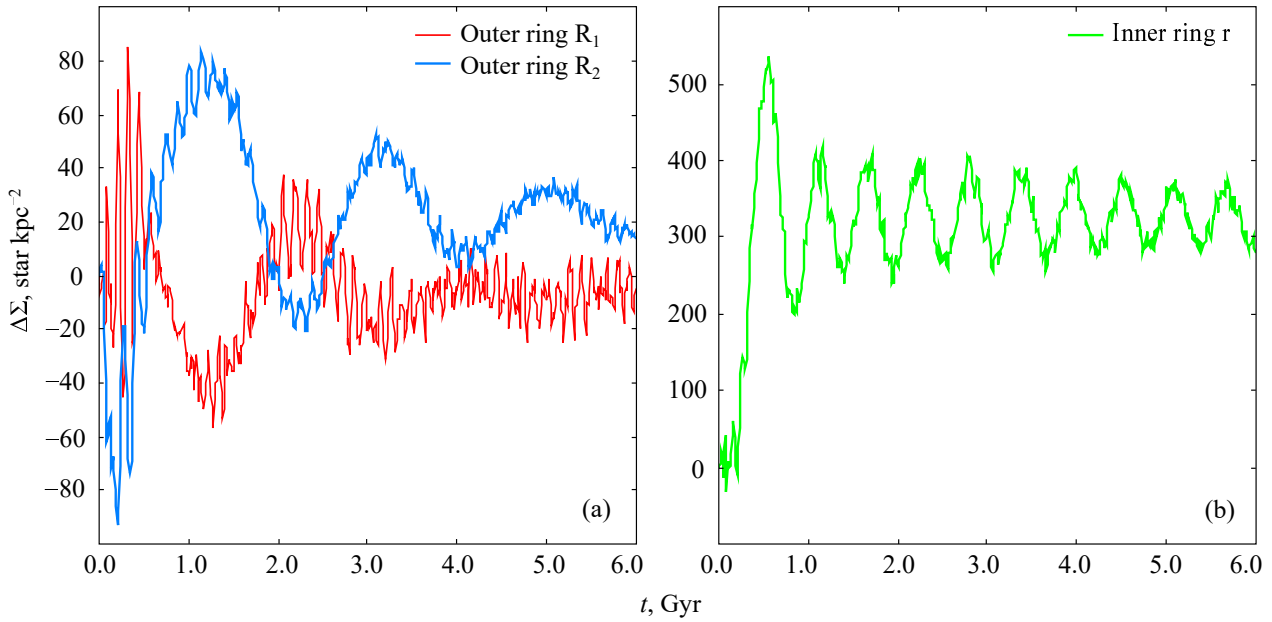


Рис. 2. Колебания средней плотности звезд во внешних кольцах R_1 и R_2 (a) и во внутреннем кольце r (b). Значения средней плотности в разные моменты времени вычислялись относительно ее величины в момент $t = 0$, когда распределение звезд в модельном диске было экспоненциальным: $\Delta\Sigma(t) = \Sigma(t) - \Sigma(0)$. Колебания плотности звезд в кольцах R_1 и R_2 происходят с периодом $P = 1.9 \pm 0.1$ млрд лет и практически в противофазе. Период колебаний плотности во внутреннем кольце r равен 0.58 ± 0.01 млрд лет.

(уменьшается) с ростом \bar{R} (рис. 11e в Melnik et al., 2023).

Для оценки массы колец R_1 и R_2 мы используем максимальные значения медленных колебаний плотности $\Delta\Sigma$ после выхода бара на полную мощность, $t > 0.45$ млрд лет. На этом временном интервале $\Delta\Sigma$ достигают значений 30 (R_1) и 70 (R_2) частиц kpc^{-2} . Далее мы пренебрегаем колебаниями плотности колец со временем и принимаем значения $\Delta\bar{\Sigma}$ для внешних колец равными $\Delta\bar{\Sigma} = 30$ (R_1) и 70 (R_2) звезд kpc^{-2} , что при массе диска $M_d = 3.25 \times 10^{10} M_\odot$ и числе частиц $N = 2 \times 10^6$ соответствует плотностям 0.49×10^6 и $1.14 \times 10^6 M_\odot \text{kpc}^{-2}$ (таблица 1).

Рисунок 2b показывает, что возмущение плотности $\Delta\Sigma$ во внутреннем кольце r достигает максимума, а затем начинает колебаться относительно среднего значения, причем амплитуда медленных колебаний уменьшается со временем. Положение максимума $\Delta\Sigma$ соответствует $t = 0.53$ млрд лет, что близко к моменту выхода бара на полную мощность, $T_g = 0.45$ млрд лет. Колебания $\Delta\Sigma$ происходят относительно среднего значения $\Delta\bar{\Sigma} = 315 \pm 3$ частиц kpc^{-2} с периодом $P = 0.58 \pm 0.01$ млрд лет. Это значение близко к периоду колебаний звезд по долгопериодическим орбитам относительно точек равновесия L_4 и L_5 , который в нашей модели составляет 0.565 ± 0.002 млрд лет. В дальнейшем для внутреннего кольца мы будем использовать значение

средней плотности $\Delta\bar{\Sigma} = 315$ частиц kpc^{-2} , в единицах солнечной массы равно $5.12 \times 10^6 M_\odot \text{kpc}^{-2}$ (таблица 1).

Заметим, что значение $\Delta\Sigma$ характеризует возмущение средней плотности звезд внутри площади кольца и меняется со временем (рис. 2), а значение $\Delta\bar{\Sigma}$ является оценкой средней плотности звезд в кольце без учета изменений по времени (таблица 1).

Используя оценки средней плотности колец и формулу для площади эллипса ($S = \pi ab$), легко показать, что средние по времени массы внутреннего кольца r и внешних колец R_1 и R_2 равны соответственно $144.73 \times 10^6 M_\odot$, $18.38 \times 10^6 M_\odot$ и $77.05 \times 10^6 M_\odot$ (таблица 1).

При моделировании мы пренебрегли колебаниями плотности и массы колец. Такое упрощение оправдано, так как нас интересует верхняя оценка возмущений скорости, вызванных гравитацией от эллиптических колец.

4.2. Гравитационные силы, создаваемые эллиптическим кольцом. Аналитическое представление

Мы представили гравитационный потенциал диска Галактики в виде суперпозиции потенциалов экспоненциального диска и эллиптических колец.

Зная распределение плотности в эллиптическом кольце, можно вычислить гравитационный потенциал в произвольной точке с координатами (R, θ) (например, Kalnajs, 1971; Binney and Tremaine, 2008):

$$\Phi(R, \theta) = -G \int_0^{2\pi} \int_{R_e - \Delta R}^{R_e + \Delta R} (2) \quad (2)$$

$$\frac{\Delta \Sigma(R', \theta')}{\sqrt{R'^2 + R^2 + 2RR' \cos(\theta' - \theta)}} R' dR' d\theta'.$$

Галактоцентрические углы θ и θ' отсчитываются от большой оси бара в направлении галактического вращения. Расстояние от центра Галактики до средней линии эллиптического кольца, R_e , определяется следующим выражением:

$$R_e = \frac{b_r}{\sqrt{1 - e^2 \cos^2(\theta - \theta_0)}}, \quad (3)$$

где θ_0 — угол между большой осью бара и большой осью эллиптического кольца, e — эксцентриситет эллиптического кольца:

$$e^2 = 1 - \frac{b_r^2}{a_r^2}, \quad (4)$$

где a_r и b_r — соответственно большая и малая полуоси эллипса, определяющего положение средней линии кольца. Так как границы кольца являются подобными эллипсами, то ширина кольца, ΔR , в заданном направлении определяется соотношением:

$$\Delta R = R_e \Delta a / a_r, \quad (5)$$

где Δa — полуширина кольца в направлении большой оси эллипса.

Мы предположили, что распределение плотности поперек эллиптического кольца меняется по косинусоидальному закону:

$$\Delta \Sigma = \Sigma_m \cos \gamma, \quad (6)$$

где значение γ определяется из выражения

$$\gamma = \frac{\pi}{2\Delta R} (R - R_e) \quad (7)$$

и принимает значения $-\pi/2$ и $\pi/2$ на внутренней и внешней границах кольца соответственно. На средней линии кольца $\gamma = 0$ и плотность достигает максимального значения Σ_m . Такой характер распределения плотности поперек кольца позволяет избежать скачка плотности на границах кольца.

Нетрудно показать, что масса эллиптического кольца составляет

$$M = 8b_r \Delta a \Sigma_m, \quad (8)$$

а максимальное значение плотности звезд на средней линии кольца (Σ_m) должно быть связано со

средней плотностью кольца ($\bar{\Sigma}$) следующим образом:

$$\Delta \Sigma_m = \frac{\pi}{2} \Delta \bar{\Sigma}. \quad (9)$$

Число интервалов для интегрирования N_{int} было выбрано равным 2000, что соответствует шагам интегрирования по θ' и R' равным $d\theta' = 2\pi/N_{\text{int}} = 0^\circ.18$ и $dR' = 2\Delta R/N_{\text{int}} = 0.5 - 0.7$ пк. Распределение потенциала представлено в виде таблицы $\Phi(R_i, \theta_j)$, где шаги по R и θ составляют соответственно $dR = 0.1$ кпк и $d\theta = 10^\circ$.

Зная распределение потенциала, можно вычислить значения радиального и азимутального компонентов гравитационной силы, действующей на частицу единичной массы со стороны эллиптического кольца:

$$F_R(i, j) = \frac{\Phi(i+1, j) - \Phi(i-1, j)}{2dR}, \quad (10)$$

$$F_T(i, j) = \frac{1}{R} \frac{\Phi(i, j+1) - \Phi(i, j-1)}{2d\theta}. \quad (11)$$

Распределение гравитационных возмущений, создаваемых эллиптическим кольцом, можно представить в виде таблицы размером (110, 36) по координатам R и θ .

Рисунок 3 демонстрирует распределения радиального и азимутального компонентов гравитационных сил, действующих на частицу единичной массы со стороны эллиптического кольца R_2 . Показаны изменения сил вдоль расстояния R при различных значениях угла θ . Так как кольцо R_2 вытянуто вдоль бара, то есть угол $\theta_0 = 0^\circ$ (уравнение (3), таблица 1), то направления $\theta = 0^\circ$ и 90° соответствуют большой ($\theta = 0^\circ$) и малой ($\theta = 90^\circ$) осям бара. Силы F_R и F_T , полученные с помощью численного дифференцирования потенциала (уравнения (10) и (11)), показаны соответственно красными и синими линиями, а силы, вычисленные с помощью аналитического представления (см. далее), — штриховыми. Сила F_R всегда направлена к средней линии кольца: во внутренней области кольца она имеет положительные значения (направлена от центра Галактики), а во внешней — отрицательные (направлена к центру Галактики). На самой средней линии кольца сила F_R равна нулю (рис. 3). Заметим, что гравитационные силы внутри внутренней границы плоского эллиптического кольца не равны нулю, что является общим свойством плоских колец (Kondrat'ev, 2007).

Положения внутренней и внешней границ эллиптического кольца, R_{in} и R_{out} , определяются соотношениями:

$$R_{\text{in}} = \frac{a_r - \Delta a}{a_r} R_e, \quad (12)$$

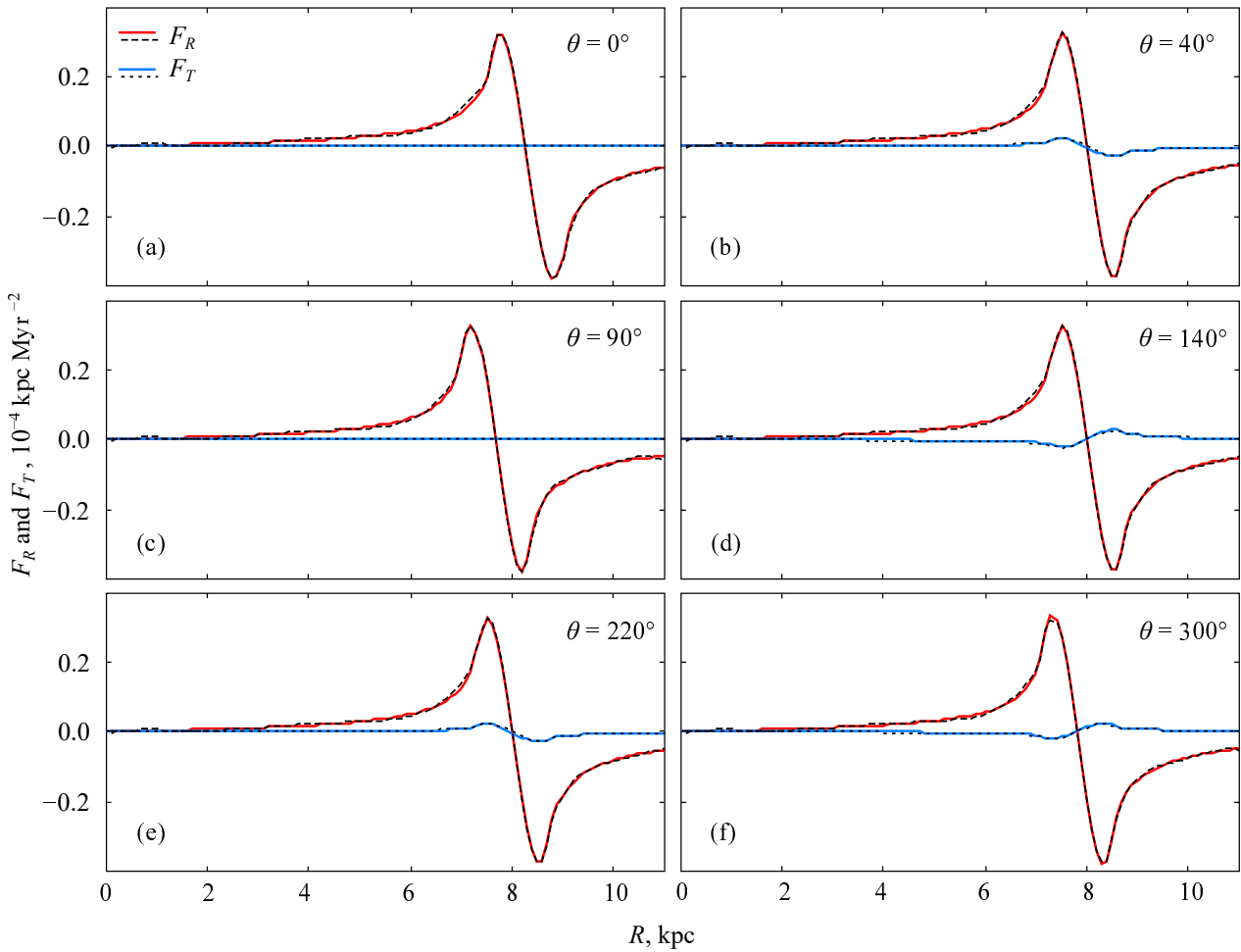


Рис. 3. Распределения радиального и азимутального компонентов гравитационных сил, действующих на частицу единичной массы со стороны эллиптического кольца R_2 . Показаны изменения сил вдоль галактоцентрического расстояния R при различных значениях галактоцентрического угла θ . Значения F_R и F_T , полученные с помощью численного дифференцирования потенциала (уравнения (10) и (11)), представлены красными и синими кривыми соответственно, а рассчитанные по формулам (14)–(17), — черными штриховыми линиями. Наблюдается хорошее согласие между численными и аналитическими результатами.

$$R_{\text{out}} = \frac{a_r + \Delta a}{a_r} R_e. \quad (13)$$

Мы представили распределение силы F_R по расстоянию R и углу θ в виде комбинации трех полиномов по степеням R . Если рассматриваемая точка лежит внутри внутренней границы кольца, то есть $0 < R < R_{\text{in}}$, F_R можно представить полиномом пятого порядка по степеням $p = R/R_e$:

$$F_R = M (a_0 + a_1 p + a_2 p^2 + a_3 p^3 + a_4 p^4 + a_5 p^5), \quad (14)$$

где M — масса кольца. Заметим, что в этой области расстояние R , а значит и p , может стремиться к нулю. Если точка лежит внутри эллиптического кольца, $R_{\text{in}} \leq R \leq R_{\text{out}}$, то F_R можно вычислить с помощью полинома четвертого порядка по степеням $s = R_e/R$:

$$F_R = M (b_0 + b_1 s + b_2 s^2 + b_3 s^3 + b_4 s^4). \quad (15)$$

И наконец, если точка лежит снаружи внешней границы кольца, $R > R_{\text{out}}$, то F_R можно вычислить с помощью другого полинома четвертого порядка по степеням $s = R_e/R$:

$$F_R = M (c_0 + c_1 s + c_2 s^2 + c_3 s^3 + c_4 s^4). \quad (16)$$

Степень полинома соответствует минимальному значению, при котором дальнейшее ее увеличение не приводит к существенному увеличению точности аппроксимации.

Рисунок 3 показывает, что положения экстремумов в распределениях сил F_R и F_T практически совпадают. Кроме того, профили распределения сил F_R и F_T пересекаются в точках с ординатами, близкими к нулю. Это значит, что силу F_T можно приблизительно вычислить через силу F_R путем умножения на некоторый коэффициент, который зависит только от угла θ , а точнее, от 2θ , так как по-

рядок симметрии моделей соответствует значению $m = 2$:

$$F_T = F_R e^2 (d_1 \sin 2\theta + d_2 \sin 4\theta + d_3 \sin 6\theta + d_4 \sin 8\theta). \quad (17)$$

Мы вынесли за скобки M (уравнения (14)–(16)) и e^2 (уравнение (17)), чтобы иметь возможность не пересчитывать коэффициенты при небольшом изменении массы кольца или эксцентриситета.

Значения параметров $a_0, \dots, a_5; b_0, \dots, b_4; c_0, \dots, c_4$ и d_1, \dots, d_4 , вычисленные для колец R_2, R_1 и γ , даны в таблице 2. Параметры d_1, \dots, d_4 — безразмерны, остальные имеют размерность [ускорение масса⁻¹], что в принятых единицах измерения соответствует размерности [кпк (млн лет)⁻² 10⁻¹¹ M_\odot ⁻¹]. Хорошо видно, что параметры $a_0, \dots, a_5; b_0, \dots, b_4$ и c_0, \dots, c_4 , вычисленные для трех колец, значительно различаются, что, вероятно, связано с их различным положением относительно центра Галактики. С другой стороны, параметры d_1, \dots, d_4 , связывающие силы F_R и F_T в кольцах R_2 и R_1 , совпадают по абсолютной величине в пределах ошибок, а различие в знаках вызвано различием в их ориентации.

Для кольца R_2 силы F_R , вычисленные с помощью численного дифференцирования (уравнение (10)) и аналитического представления (уравнения (14)–(16)), отличаются не более чем на 4.3% от максимального значения F_R в кольце, а значения F_T , найденные двумя разными способами (уравнения (11) и (17)), отличаются не более чем на 1.0% от максимального значения F_R . Заметим, что максимальное значение силы F_R в кольце R_2 ($F_R \sim 0.4 \times 10^{-4}$ кпк (млн лет)⁻²) составляет только 0.7% от средней величины полной радиальной силы на том же радиусе. Для колец R_1 и γ аналогичные оценки составляют соответственно 5.5%, 1.2%, 0.2% и 5.7%, 1.3%, 1.7%.

4.3. Распределение скоростей V_R и V_T вдоль расстояния R

Мы сравнили распределения радиального и азимутального компонентов скоростей звезд, вычисленных с учетом и без учета гравитации от эллиптических колец. Рисунок 4 показывает распределения медианных скоростей звезд модельного диска, лежащих в секторе $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$, вдоль расстояния R . Медианные скорости вычислялись в бинах по расстоянию шириной $\Delta R = 250$ пк. Зависимости были получены для модели 1, которая не учитывает гравитацию от эллиптических колец (красная сплошная линия), для модели 2, которая учитывает гравитацию от трех эллиптических колец

(R_1, R_2 и γ , черная штриховая линия) и для модели 3, которая учитывает гравитацию только двух внешних колец (R_1 и R_2 , зеленая сплошная линия). Модельные профили скоростей были усреднены на интервалах времени 0.5 млрд лет. Также на рис. 4 показаны наблюдательные распределения, выведенные по данным Gaia DR3 (синяя линия).

Рисунок 4 показывает, что модельные профили распределения скоростей V_R и V_T по расстоянию R , полученные с учетом и без учета гравитации от эллиптических колец, практически совпадают. Мы рассматриваем распределения скоростей V_R и V_T модельного диска, усредненные на пяти интервалах времени: 0.5–1.0, 1.0–1.5, 1.5–2.0, 2.0–2.5, 2.5–3.0 млрд лет. Стандартное отклонение профилей распределения скоростей V_R , полученных для моделей 1 и 2 и усредненных по пяти периодам времени и 13 бинам по расстоянию в диапазоне $R = 5.875$ – 9.125 кпк, равно 0.31 км с^{-1} . Для профилей азимутальных скоростей аналогичная оценка составляет 0.18 км с^{-1} . Стандартное отклонение профилей распределений скоростей V_R (V_T), полученных для моделей 1 и 3, равно 0.30 (0.26) км с^{-1} .

Заметим, что модельные и наблюдательные профили отличаются гораздо сильнее. Стандартное отклонение профилей распределений скорости V_R (V_T), построенных для модели 1, и скорости V_R (V_T), полученной по данным Gaia DR3, составляет 1.19 (1.45) км с^{-1} .

Что касается случайных ошибок, то медианные скорости звезд модельного диска, вычисленные в бинах $\Delta R = 250$ пк в диапазоне $R \approx 6$ – 9 кпк и усредненные на интервалах времени 0.5 млрд лет, определяются с ошибкой менее 0.1 км с^{-1} , поэтому стандартное отклонение скоростей в 0.31 км с^{-1} , полученное для моделей 1 и 2, не может быть случайным на уровне значимости около 2σ . Медианные скорости, вычисленные для наблюдательного распределения в диапазоне расстояний $R \approx 6$ – 9 кпк, также не превышают 0.1 км с^{-1} , поэтому отклонение модельных и наблюдательных скоростей в 1.19 км с^{-1} является значимым на уровне 8σ . Здесь использована гипотеза о нормальном распределении скоростей звезд в бинах относительно медианных значений.

До сих пор мы исследовали отклонения медианных скоростей, усредненных в 13 бинах по расстоянию. Теперь рассмотрим один бин по расстоянию, $R = 6.625$ – 6.875 кпк, в котором амплитуда изменения скорости V_R имеет максимальное значение (Melnik and Podzolkova, 2024).

Рисунки 5а и 5б показывают изменения медианных скоростей V_R и V_T , вычисленных в бине $R = 6.625$ – 6.875 кпк для трех моделей.

Таблица 2. Параметры, полученные для аналитического представления сил F_R и F_T

Параметры, кпк (млн лет) ⁻² × 10 ⁻¹¹ M _⊙ ⁻¹	Внешнее кольцо R ₂	Внешнее кольцо R ₁	Внутреннее кольцо r
a_0	-0.0008 ± 0.0001	-0.0014 ± 0.0001	-0.0016 ± 0.0002
a_1	0.0409 ± 0.0017	0.0710 ± 0.0034	0.0902 ± 0.0047
a_2	-0.3555 ± 0.0118	-0.6216 ± 0.0236	-0.7981 ± 0.0336
a_3	1.2503 ± 0.0333	2.1816 ± 0.0661	2.9108 ± 0.0971
a_4	-1.8171 ± 0.0404	-3.1584 ± 0.0800	-4.3582 ± 0.1212
a_5	0.9426 ± 0.0177	1.6290 ± 0.0348	2.3288 ± 0.0543
b_0	319.5 ± 5.8	962.4 ± 18.0	484.4 ± 6.4
b_1	-1194.6 ± 22.8	-3652.9 ± 70.9	-1826.7 ± 25.0
b_2	1662.9 ± 33.9	5175.6 ± 104.9	2565.5 ± 36.8
b_3	-1021.1 ± 22.3	-3244.2 ± 68.9	-1590.6 ± 24.0
b_4	233.3 ± 5.5	759.1 ± 16.9	367.4 ± 5.9
c_0	-30.91 ± 0.67	-5.37 ± 0.11	-1.25 ± 0.02
c_1	157.11 ± 3.29	31.21 ± 0.60	8.61 ± 0.16
c_2	-299.10 ± 6.06	-67.59 ± 1.24	-21.90 ± 0.37
c_3	252.79 ± 4.95	64.64 ± 1.12	24.36 ± 0.38
c_4	-80.06 ± 1.51	-23.07 ± 0.38	-10.06 ± 0.15
Безразмерные параметры			
d_1	0.5063 ± 0.0010	-0.5064 ± 0.0011	0.5018 ± 0.0013
d_2	0.0155 ± 0.0010	0.0161 ± 0.0011	0.0165 ± 0.0013
d_3	0.0026 ± 0.0010	-0.0025 ± 0.0011	0.0023 ± 0.0013
d_4	0.0006 ± 0.0010	0.0004 ± 0.0011	0.0003 ± 0.0013

Таблица 3. Параметры колебаний скоростей V_R и V_T

V_R			
Параметры	Модель 1	Модель 2	Модель 3
P , млрд лет	2.1 ± 0.1	2.1 ± 0.1	2.1 ± 0.1
A , км с ⁻¹	1.76 ± 0.15	1.70 ± 0.17	1.63 ± 0.17
φ , град.	257 ± 5	247 ± 6	251 ± 6
$\overline{V_R}$, км с ⁻¹	5.2 ± 0.1	5.5 ± 0.1	5.4 ± 0.1
V_T			
Параметры	Модель 1	Модель 2	Модель 3
P , млрд лет	1.9 ± 0.1	1.9 ± 0.1	1.9 ± 0.1
A , км с ⁻¹	1.24 ± 0.14	1.16 ± 0.13	1.29 ± 0.14
φ , град.	329 ± 6	327 ± 6	335 ± 6
$\overline{V_T}$, км с ⁻¹	218.5 ± 0.1	218.5 ± 0.1	218.2 ± 0.1

Наблюдательные скорости, выведенные по данным Gaia DR3 в этом бине, имеют значения $V_R = 4.15$ км с⁻¹ и $V_T = 219.30$ км с⁻¹ (серые штриховые линии). Модельные скорости V_R и V_T были усреднены на интервалах времени 100 млн лет (10 значений, разнесенных на 10 млн лет), а случайные ошибки их определения равны 0.14 и 0.10 км с⁻¹ соответственно. Скорости V_R и V_T , вычисленные для моделей 1, 2 и 3, показаны соответственно красным, черным и зеленым цветом. Хорошо видно, что колебания этих скоростей происходят практически синхронно.

Чтобы количественно подтвердить факт синхронности колебаний, мы определили параметры колебаний скоростей V_R и V_T в бине $R = 6.625$ – 6.875 кпк для трех моделей (рис. 5). В таблице 3 представлены значения периода P ,

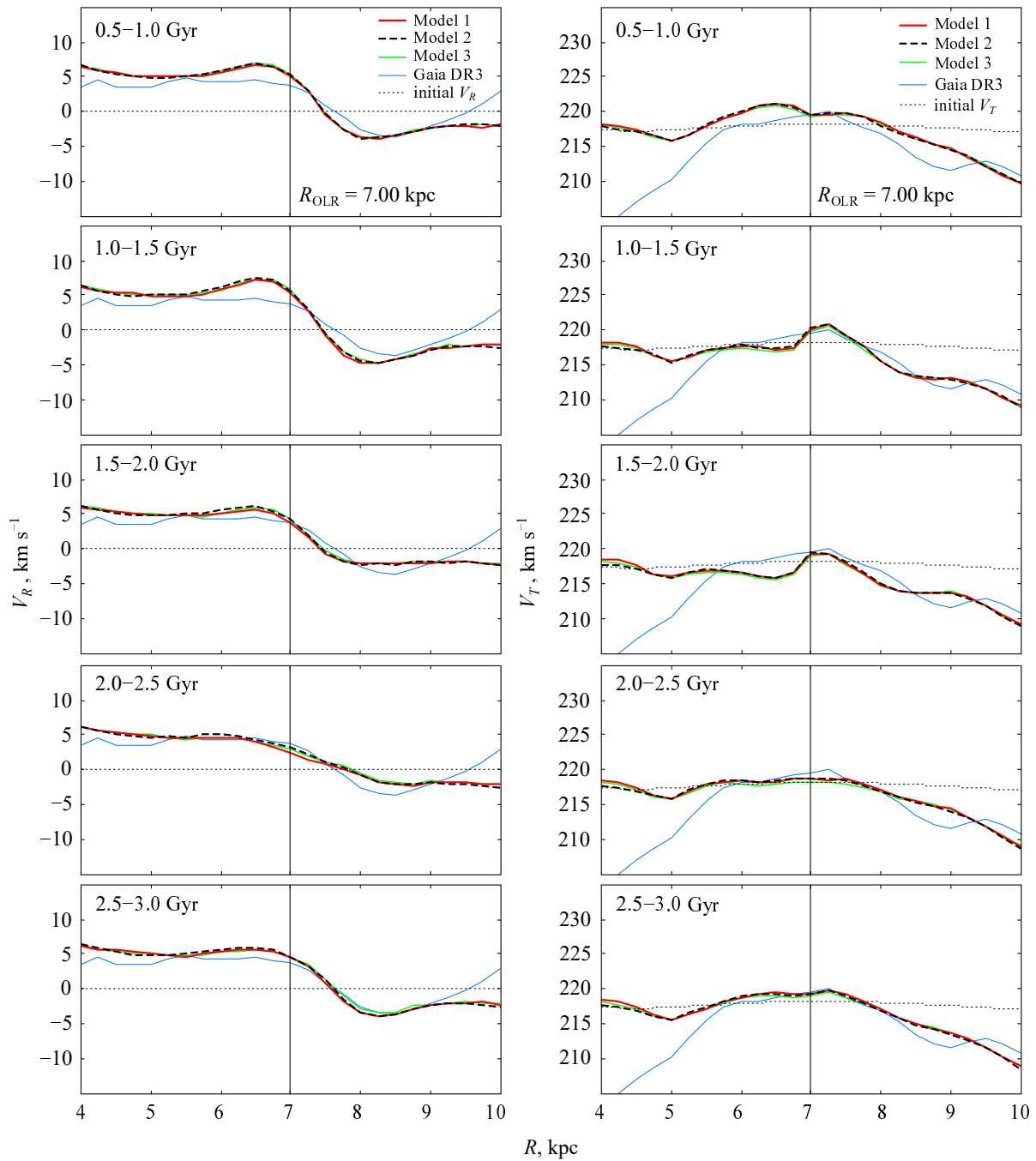


Рис. 4. Распределения медианных скоростей V_R и V_T звезд модельного диска, лежащих в секторе $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$, по расстоянию R . Показаны зависимости, полученные для модели 1, не учитывающей гравитацию от эллиптических колец (красная сплошная линия); для модели 2, учитывающей гравитацию от трех эллиптических колец (R_1 , R_2 и γ , черная штриховая линия) и для модели 3, учитывающей гравитацию только от двух внешних колец (R_1 и R_2 , зеленая сплошная линия). Модельные профили скоростей усреднены на интервалах времени длительностью 0.5 млрд лет, границы которых указаны на каждом фрейме. Видно, что учет гравитационного воздействия эллиптических колец слабо влияет на распределения скоростей V_R и V_T вдоль расстояния R . Наблюдательные зависимости, построенные на основе данных Gaia DR3 (синяя линия), соответствуют текущему моменту. Вертикальные линии показывают положение OLR.

амплитуды A , начальной фазы колебаний φ и средней скорости $\overline{V_R}$, полученные для V_R и V_T (верхний и нижний блоки таблицы соответственно). Метод определения перечисленных параметров

подробно изложен в работе Melnik and Podzolkova (2024, раздел 3). Хорошо видно, что значения параметров P , A и φ , полученные для разных моделей, совпадают в пределах ошибок, а значения

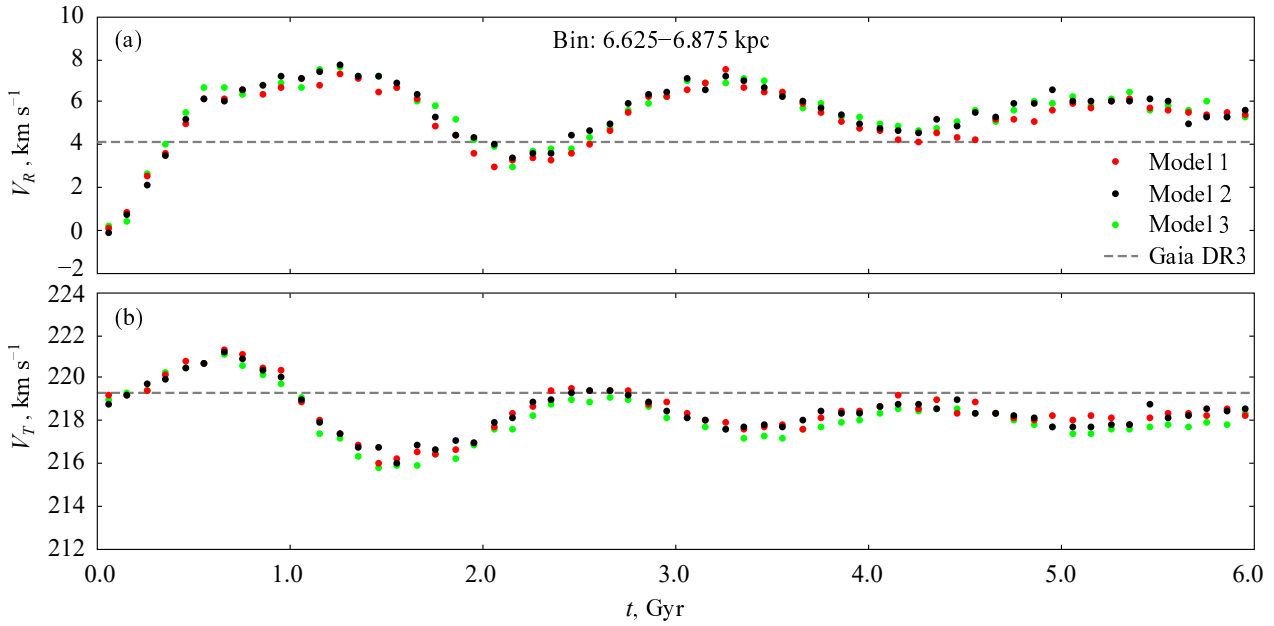


Рис. 5. Изменения медианных скоростей V_R (a) и V_T (b), вычисленных в бине по расстоянию $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк, со временем t . Показаны скорости, вычисленные для модели 1, не учитывающей гравитацию от эллиптических колец (красные кружки); скорости, вычисленные для модели 2, учитывающей гравитацию от трех эллиптических колец (R_1 , R_2 и γ , черные кружки) и скорости, вычисленные для модели 3, учитывающей гравитацию только от двух внешних колец (R_1 и R_2 , зеленые кружки). Случайные ошибки определения медианных скоростей V_R и V_T меньше размера кружков. Наблюдательные скорости, выведенные по данным Gaia DR3, соответствуют текущему моменту (штриховые линии). Хорошо видно, что скорости V_R и V_T в трех моделях колеблются практически синхронно.

средней скорости $\overline{V_R}$ ($\overline{V_T}$), вычисленные для разных моделей, отличаются на уровне значимости 2σ . Именно параметры P и φ определяют положения максимумов и минимумов в колебаниях скоростей. Следовательно, колебания скоростей V_R и V_T в трех моделях происходят синхронно в пределах ошибок.

Рисунок 5 позволяет выделить периоды времени, когда модельные (кружки) и наблюдательные (штриховые линии) скорости, вычисленные для бина $R = 6.625\text{--}6.875$ кпк, совпадают в пределах ошибок. Для V_R эти периоды времени лежат вблизи моментов $t = 1.8$, 2.5 и 4.2 млрд лет с начала моделирования. Мы не рассматриваем момент 0.3 млрд лет, так как бар еще не сформировался к этому времени ($T_g = 0.45$ млрд лет). Для скорости V_T можно выделить интервалы вблизи моментов времени $t = 1.0$, 2.5 и 4.2 млрд лет. В целом эти результаты хорошо согласуются с оценками возраста галактического бара, 2.5 ± 0.3 или 4.5 ± 0.5 млрд лет, соответствующими наилучшему согласию модельных и наблюдательных скоростей V_R , полученных для 13 бинов по расстоянию в диапазоне $6\text{--}9$ кпк (подробнее, Melnik and Podzolkova, 2024, раздел 10).

Таким образом, модели, построенные с учетом и без учета гравитации от эллиптических колец, одинаково хорошо воспроизводят наблюдательные

распределения скоростей V_R и V_T вдоль расстояния R . В целом этот результат ожидаем, так как массы колец малы и создаваемые ими гравитационные возмущения должны слабо влиять на процесс настройки эпитциклических движений звезд вблизи OLR бара.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы исследовали влияние гравитационных сил, создаваемых эллиптическими резонансными кольцами, на кинематику старых звезд диска вблизи OLR бара. Модельный диск формирует внутреннее кольцо γ , расположенное вблизи CR бара, и внешние кольца R_1 и R_2 , расположенные вблизи OLR бара. Мы использовали три модели Галактики: модель 1 не учитывает гравитацию от эллиптических колец (подробнее, см. Melnik et al., 2021), модель 2 учитывает гравитационные силы от трех эллиптических колец (R_1 , R_2 и γ) и модель 3 учитывает гравитацию только от двух внешних эллиптических колец (R_1 и R_2).

Используя программу, увеличивающую контраст, мы определили положения колец в модельном диске. Границы и средняя линия каждого кольца были представлены подобными эллипсами. Средняя плотность звезд $\Delta\Sigma$ в кольцах вычислялась относительно плотности в момент времени

$t = 0$, когда распределение звезд в модельном диске было экспоненциальным (раздел 4.1).

Значения плотности $\Delta\Sigma$ во внешних кольцах R_1 и R_2 колеблются практически в противофазе с периодом $P = 2.0 \pm 0.1$ млрд лет (рис. 2а), что близко к медианному значению периода колебаний качающихся орбит (Melnik and Podzolkova, 2024). При расчете гравитационных сил мы не учитывали колебания плотности колец. Для оценки массы колец R_1 и R_2 использовались максимальные значения плотности $\Delta\Sigma$ после выхода бара на полную мощность, $t > 0.45$ млрд лет (таблица 1).

Возмущение плотности $\Delta\Sigma$ во внутреннем кольце g колеблется относительно среднего значения с периодом $P = 0.58 \pm 0.01$ млрд лет (рис. 2б), что близко к периоду колебаний звезд по долгопериодическим орбитам относительно точек равновесия L_4 и L_5 . Для внутреннего кольца использовалось среднее значение плотности $\Delta\Sigma$ после выхода бара на полную мощность (таблица 1).

Мы представили гравитационный потенциал диска Галактики в виде суперпозиции потенциалов экспоненциального диска и эллиптических колец. Мы предположили, что плотность звезд поперек эллиптического кольца меняется по косинусоидальному закону (уравнение (6)). Значения радиального и азимутального компонентов гравитационной силы, действующих на частицу единичной массы со стороны эллиптического кольца, были вычислены с помощью численного дифференцирования потенциала. Сила F_R всегда направлена к средней линии кольца: во внутренней области кольца она направлена от центра Галактики, а во внешней — к центру. На самой средней линии кольца значение F_R равно нулю (раздел 4.2).

Мы представили распределение силы F_R по расстоянию R в виде комбинации трех полиномов по степеням R/R_e или R_e/R , где R_e — расстояние от центра Галактики до средней линии кольца при заданном значении угла θ . Если рассматриваемая точка лежит внутри внутренней границы кольца, то есть $0 < R < R_{in}$, то F_R можно представить полиномом пятого порядка по степеням $p = R/R_e$ (уравнение (14)); если точка лежит внутри эллиптического кольца, то есть $R_{in} \leq R \leq R_{out}$, то F_R можно вычислить с помощью полинома четвертого порядка по степеням $s = R_e/R$ (уравнение (15)); и, наконец, если точка лежит снаружи внешней границы кольца, $R > R_{out}$, то F_R можно найти с помощью другого полинома четвертого порядка по степеням $s = R_e/R$ (уравнение (16)).

Подобие в профилях распределения сил F_R и F_T вдоль расстояния R дает нам возможность вычислять F_T через F_R (уравнение (17)).

Силы F_R и F_T , найденные с помощью численного дифференцирования (уравнения (10) и

(11)) и аналитического представления (уравнения (14)–(17)), для колец g , R_1 и R_2 отличаются от максимального значения F_R , создаваемого эллиптическим кольцом, не более чем на 5.7%, 5.5% и 4.3% для V_R и 1.3%, 1.2% и 1.0% для V_T (рис. 3).

Мы построили распределения радиальных и азимутальных скоростей звезд модельного диска, лежащих в секторе $|\theta - \theta_\odot| < 15^\circ$, вдоль расстояния R . Модельные зависимости были получены с учетом и без учета гравитации от колец R_1 , R_2 и g (рис. 4). Медианные значения скоростей V_R и V_T вычислялись в бинах по расстоянию шириной 250 пк и усреднялись на интервалах времени в 0.5 млрд лет. Стандартные отклонения профилей скоростей V_R и V_T , полученные с учетом и без учета гравитации от трех эллиптических колец (R_1 , R_2 и g), в диапазоне расстояний $R \approx 6$ –9 кпк равны 0.31 и 0.18 км с⁻¹ соответственно. Это заметно меньше, чем стандартное отклонение модельного (модель 1) и наблюдаемого профилей распределения скоростей V_R (V_T), равное 1.19 (1.45) км с⁻¹. Случайные ошибки определения медианных скоростей звезд в бинах в диапазоне расстояний $R \approx 6$ –9 кпк для модельных и наблюдательных данных не превосходят 0.1 км с⁻¹ (раздел 4.3).

Мы выбрали один бин по расстоянию: $R = 6.625$ –6.875 кпк, соответствующий наибольшей амплитуде колебаний скоростей V_R и V_T (Melnik and Podzolkova, 2024), и исследовали колебания скоростей, вычисленных для трех моделей (рис. 5). Оказалось, что колебания V_R и V_T , найденных с учетом и без учета гравитации от эллиптических колец, происходят синхронно в пределах ошибок (рис. 5, таблица 3).

В целом гравитация эллиптических колец мало влияет на процесс настройки эпициклических движений вблизи OLR бара.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим анонимного рецензента за интересную дискуссию и полезные замечания. Эта работа была выполнена с использованием данных Европейского Космического Агентства (ESA) миссии Gaia (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), обработанных Консорциумом обработки и анализа данных (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>) Gaia. Поддержка DPAC была обеспечена национальными институтами, в частности институтами, участвующими в многостороннем соглашении Gaia.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М. В. Ломоносова. Е. Н. Подзолкова — обладатель стипендии Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 21-2-2-44-1).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Athanassoula, O. Bienayme, L. Martinet, and D. Pfenniger, *Astron. and Astrophys.* **127** (2), 349 (1983).
2. R. A. Benjamin, E. Churchwell, B. L. Babler, et al., *Astrophys. J.* **630** (2), L149 (2005). DOI:10.1086/491785
3. E. Bica, C. Bonatto, B. Barbuy, and S. Ortolani, *Astron. and Astrophys.* **450** (1), 105 (2006). DOI:10.1051/0004-6361:20054351
4. J. Binney and S. Tremaine, *Galactic Dynamics: Second Edition* (Princeton Univ. Press, Princeton, 2008).
5. A. Boehle, A. M. Ghez, R. Schödel, et al., *Astrophys. J.* **830** (1), article id. 17 (2016). DOI:10.3847/0004-637X/830/1/17
6. R. L. Branham, *Astrophys. and Space Sci.* **362** (2), article id. 29 (2017). DOI:10.1007/s10509-017-3015-1
7. A. G. A. Brown et al. (Gaia Collab.), *Astron. and Astrophys.* **649**, id. A1 (2021). DOI:10.1051/0004-6361/202039657
8. R. Buta, *Astrophys. J. Suppl.* **96**, 39 (1995). DOI:10.1086/192113
9. R. Buta and F. Combes, *Fundamentals of Cosmic Physics* **17**, 95 (1996).
10. R. Buta and D. A. Crocker, *Astron. J.* **102**, 1715 (1991). DOI:10.1086/115991
11. G. Byrd, P. Rautiainen, H. Salo, et al., *Astron. J.* **108**, 476 (1994). DOI:10.1086/117085
12. A. Cabrera-Lavers, P. L. Hammersley, C. González-Fernández, et al., *Astron. and Astrophys.* **465** (3), 825 (2007). DOI:10.1051/0004-6361:20066185
13. G. Contopoulos and P. Grosbol, *Astron. and Astrophys.* **1** (3–4), 261 (1989). DOI:10.1007/BF00873080
14. G. Contopoulos and T. Papayannopoulos, *Astron. and Astrophys.* **92** (1–2), 33 (1980).
15. A. K. Dambis, L. N. Berdnikov, A. Y. Kniazev, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **435** (4), 3206 (2013). DOI:10.1093/mnras/stt1514
16. G. de Vaucouleurs and K. C. Freeman, *Vistas in Astronomy* **14** (1), 163 (1972). DOI:10.1016/0083-6656(72)90026-8
17. W. Dehnen, *Astron. J.* **119** (2), 800 (2000). DOI:10.1086/301226
18. E. Dwek, R. G. Arendt, M. G. Hauser, et al., *Astrophys. J.* **445**, 716 (1995). DOI:10.1086/175734
19. F. Eisenhauer, R. Genzel, T. Alexander, et al., *Astrophys. J.* **628** (1), 246 (2005). DOI:10.1086/430667
20. M. W. Feast, C. D. Laney, T. D. Kinman, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **386** (4), 2115 (2008). DOI:10.1111/j.1365-2966.2008.13181.x
21. C. Francis and E. Anderson, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **441** (2), 1105 (2014). DOI:10.1093/mnras/stu631
22. R. Fux, *Astron. and Astrophys.* **373**, 511 (2001). DOI:10.1051/0004-6361:20010561
23. O. Gerhard, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi* **18**, 185 (2011). DOI:10.48550/arXiv.1003.2489
24. E. V. Glushkova, A. K. Dambis, A. M. Mel'nik, and A. S. Rastorguev, *Astron. and Astrophys.* **329**, 514 (1998).
25. M. A. T. Groenewegen, A. Udalski, and G. Bono, *Astron. and Astrophys.* **481** (2), 441 (2008). DOI:10.1051/0004-6361:20079101
26. P. Iwanek, R. Poleski, S. Kozłowski, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **264** (1), id. 20 (2023). DOI:10.3847/1538-4365/acad7a
27. A. J. Kalnajs, *Astrophys. J.* **166**, 275 (1971). DOI:10.1086/150957
28. D. Katz et al. (Gaia Collab.), *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A11 (2018). DOI:10.1051/0004-6361/201832865
29. B. P. Kondrat'ev, *Theory of potential. New methods and tasks with solutions* (Mir, Moscow, 2007) [in Russian].
30. P. S. Letelier, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **381** (3), 1031 (2007). DOI:10.1111/j.1365-2966.2007.12128.x
31. L. Lindgren, S. A. Klioner, J. Hernández, et al., *Astron. and Astrophys.* **649**, id. A2 (2021). DOI:10.1051/0004-6361/202039709
32. A. M. Melnik, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **485** (2), 2106 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz425
33. A. M. Melnik and A. K. Dambis, *Astrophys. and Space Sci.* **365** (7), article id. 112 (2020). DOI:10.1007/s10509-020-03827-0
34. A. M. Melnik, A. K. Dambis, E. N. Podzolkova, and L. N. Berdnikov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **507** (3), 4409 (2021). DOI:10.1093/mnras/stab2067
35. A. M. Melnik and E. N. Podzolkova, *Astronomy Letters* **50** (8), 481 (2024). DOI:10.1134/S1063773724700385
36. A. M. Melnik and E. N. Podzolkova, *Astrophysical Bulletin* **80** (2), 254 (2025). DOI:10.1134/S1990341325600140
37. A. M. Melnik, E. N. Podzolkova, and A. K. Dambis, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **525** (3), 3287 (2023). DOI:10.1093/mnras/stad2520

38. A. M. Mel'nik and P. Rautiainen, *Astronomy Letters* **35** (9), 609 (2009). DOI:10.1134/S1063773709090047
39. A. M. Mel'nik and P. Rautiainen, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **418** (4), 2508 (2011). DOI:10.1111/j.1365-2966.2011.19641.x
40. A. M. Mel'nik, P. Rautiainen, L. N. Berdnikov, et al., *Astronomische Nachrichten* **336** (1), 70 (2015). DOI:10.1002/asna.201412137
41. A. M. Mel'nik, P. Rautiainen, E. V. Glushkova, and A. K. Dambis, *Astrophys. and Space Sci.* **361**, article id. 60 (2016). DOI:10.1007/s10509-016-2656-9
42. G. Monari, B. Famaey, and A. Siebert, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **457** (3), 2569 (2016). DOI:10.1093/mnras/stw171
43. G. Monari, B. Famaey, A. Siebert, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **465** (2), 1443 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw2807
44. M. Ness and D. Lang, *Astron. J.* **152** (1), article id. 14 (2016). DOI:10.3847/0004-6256/152/1/14
45. I. Nikiforov, *ASP Conf. Ser.* **316**, 199 (2004).
46. S. Nishiyama, T. Nagata, S. Sato, et al., *Astrophys. J.* **647** (2), 1093 (2006). DOI:10.1086/505529
47. D. Pfenniger, *Astron. and Astrophys.* **134** (2), 373 (1984).
48. T. Prusti et al. (Gaia Collab.), *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A1 (2016). DOI:10.1051/0004-6361/201629272
49. P. Rautiainen and A. M. Mel'nik, *Astron. and Astrophys.* **519**, id. A70 (2010). DOI:10.1051/0004-6361/201014646
50. P. Rautiainen and H. Salo, *Astron. and Astrophys.* **348**, 737 (1999).
51. P. Rautiainen and H. Salo, *Astron. and Astrophys.* **362**, 465 (2000).
52. M. J. Reid, K. M. Menten, X. W. Zheng, et al., *Astrophys. J.* **705** (2), 1548 (2009). DOI:10.1088/0004-637X/705/2/1548
53. M. P. Schwarz, *Astrophys. J.* **247**, 77 (1981). DOI:10.1086/159011
54. J. A. Sellwood and A. Wilkinson, *Reports on Progress in Physics* **56** (2), 173 (1993). DOI:10.1088/0034-4885/56/2/001
55. A. Vallenari et al. (Gaia Collab.), *Astron. and Astrophys.* **674**, id. A1 (2023). DOI:10.1051/0004-6361/202243940
56. M. D. Weinberg, *Astrophys. J.* **420**, 597 (1994). DOI:10.1086/173589

Influence of the Resonance Ring Gravity on the Stellar Velocity Distribution near the OLR of the Galactic Bar

A. M. Melnik¹ and E. N. Podzolkova^{1,2}

¹Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, 119234 Russia

²Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

We constructed 2D model of the Galaxy which initially included an analytical bar, bulge, disk and halo. The model disk formed the outer elliptical resonance rings R_1 and R_2 located near the Outer Lindblad Resonance (OLR) of the bar, as well as an inner resonance ring r located near the corotation radius (CR). As the density of stars in the elliptical rings increased, we introduced additional gravitational perturbations created by the rings. The radial component of gravitational perturbations from the elliptical rings, F_R , at a point with the Galactocentric coordinates (R, θ) was represented as a combination of three polynomials in powers of R/R_e or R_e/R , where R_e is the distance to the midline (middle) of the ring at a given angle θ . The azimuthal component of the disturbances, F_T , was calculated from the force F_R . The difference between the values of the force F_R (F_T) calculated using the numerical differentiation of the potential and using the analytical representation does not exceed 5.7% (1.3%) of the maximum value of the force F_R produced by the elliptical rings. In general, the gravity of the elliptical rings had little effect on the adjustment process of epicyclic motions near the bar's OLR.

Keywords: *Galaxy: kinematics and dynamics; galaxies with bars; catalogs: Gaia DR3*