Природа мелкомасштабных мод колебаний в дискообразных галактиках

Ж.М. Ганиев*, С.Н. Нуритдинов

Национальный университет РУз, Вузгородок, ул. Университетская 4, 100176, Ташкент, Узбекистан

Получена 25.06.2020

* Corresponding author: e-mail ganiev_jakhongir@mail.ru, Phone: +998 97 735 08 40

В данной работе рассмотрена природа поведения мелкомасштабных мод возмущения в дискообразных моделях спиральных галактик. Проведены расчеты гравитационной неустойчивости горизонтальных мелкомасштабных мод возмущений, таких как (*m*;*N*)=(12;20) (14;20), (16;20) и (18;20), на фоне нелинейно неравновесной пульсирующей анизотропной модели самогравитирующего диска. Для каждой из этих мод возмущений построены критические диаграммы между вириальным параметром и степенью вращения, а также вычислены и сравниваются инкременты неустойчивостей при различных значениях параметра вращения. Результаты расчетов и сравнений областей неустойчивостей показывают, что с ростом степени мелкомасштабности область неустойчивостей сужается по мере увеличения азимутального волнового числа *m*, кроме мод возмущения (*m*;*N*)=(14;20) В критических диаграммах, кроме случая (*m*;*N*)=(18;20), наблюдается небольшая область устойчивости. В интервале параметра вращения $\Omega = \in [0.2-1.0]$ кривые моды возмущений (12;20), (14;20) и (16;20) пересекаются друг с другом при некоторых значениях инкремента неустойчивостей. Мода возмущения (14;20) становится самой важной, начиная с параметра вращения $\Omega = 0.6$.

Ключевые слова: нелинейно-нестационарные модели, самогравитирующий диск, гравитационная неустойчивость, мелкомасштабные моды возмущений.

In this paper, the nature of behavior of small-scale perturbation modes in disc-like galaxies is considered. The gravitational instabilities of horizontal small-scale perturbation modes, such as (*m*;*N*)=(12;20) (14;20), (16;20) and (18;20) are calculated on the background of a nonlinear nonequilibrium pulsating anisotropic model of a self-gravitating disk. For each of these perturbation modes the critical diagrams between the virial parameter and the rotation degree are constructed, and instability increments for different values of the rotation parameter were calculated and compared. The results of calculations and comparisons of instability regions show that with increasing the small-scale degree, the instability region decreases respectively to the azimuthal wave number (except for case the mode *m*;*N*=14;20). In critical diagrams, except for the case (*m*;*N*) = (1820), a small area of stability exist. In the interval $\Omega = \in [0.2-1.0]$ the curves of the perturbation modes (12;20), (14;20) and (16;20) intersects with each other at some values of the instability increment and the perturbation mode (14;20) became the most important starting from $\Omega = 0.6$.

Keywords: nonlinear non-stationary models, self-gravitating disks, gravitational instability, small-scale perturbation modes.

https//doi.org/10.52304/.v23i2.233

I. Введение

Изучение неустойчивостей дискообразных моделей самогравитирующих систем представляет большой интерес не только для галактических,

но и для изучения различных аккреционных дисков [1-7].

Структура дискообразных галактик довольно многообразна, в них наблюдаются как крупномасштабные образования, так и различные мелкомасштабные. Мелкомасштабными образованиями галактик являются рассеянные звездные скопления (РЗС), молекулярные облака (МО), газо-пылевые туманности и др. Процессы формирования указанных образований и соответствующих им первоначальных протооблаков можно объяснить частично неустойчивостями конкретных мод возмущений, так как одним из основных физических механизмов происхождения этих структур в галактиках и ряде других дискообразных самогравитирующих системах является именно гравитационная неустойчивость [8-11].

Гравитационное взаимодействие между разными частями системы сжимает вещество. Этот процесс называют гравитационной или джинсовской неустойчивостью. Она приводит к перераспределению массы, т.е. в одной области системы плотность растет, в другой области соответственно уменьшается [12].

В работах [13, 14] были вычислены умеренно мелкие (N=10; m=4, 6, 8) моды для «горячих» твердотельно-вращающихся дисков на основе равновесной модели Бисноватого-Когана и Зельдовича [15]. Получены точные характеристические уравнения для собственных частот и явные выражения для собственных функций. Найдены решения не только для мелкомасштабных, но также и крупномасштабных возмущений, и не только для «почти холодных» (с орбитами, близкими к круговым), но и для «горячих» систем, в которых радиальные и круговые скорости частиц одного порядка. Однако, эти неустойчивости исследовались только для строго равновесного состояния самогравитирующего диска.

II. Цель данной работы

Наблюдаемые структурные образования в дискообразных самогравитирующих системах формируются в период нелинейно-нестационарной стадии эволюции галактик.

В [16-19] авторами построены нелинейно нестационарные модели диска с изотропной и анизотропной диаграммами скоростей. Исследованы интересные типы неустойчивостей для горизонтальных и вертикальных крупномасштабных мод возмущений на фоне нелинейно неравновесной модели самогравитирующего диска с целью исследования природы крупномасштабных структурных образований. Также там получены критические зависимости, характеризующие происхождение этих структурных образований.

Как мы отметили выше, с точки зрения наиболее мелкомасштабных мод возмущений основными структурными образованиями дискообразных подсистем галактик считаются РЗС и МО. Они определяют глобальное строение диска галактик. Однако до сих пор отсутствует анализ проблем их происхождения в дискообразных системах, в частности, для нашей Галактики, не выполнен. В связи с этим возникает ряд новых вопросов. Можно ли объяснить их глобальное распределение соответствующей теорией формирования? Не ясно, при каких физических условиях в дискообразных системах могут формироваться эти объекты, и каковы характерные времена этих явлений?

Целью данного подхода является поиск мод колебаний, ответственных за образование РЗС или МО, и полагаясь на них, сформулировать основы новой теории их происхождения в дискообразных галактиках. Исследование строения этих дисков требует отдельного анализа мелкомасштабных мод возмущения на фоне радиально пульсирующей неравновесной модели самогравитирующего диска.

В работе [20] Нуритдиновым была впервые создана нелинейно-нестационарная модель бесстолкновительного самогравитирующего диска. Для случая анизотропной нелинейной модели Нуритдинов вывел нестационарное дисперсионное уравнение (НДУ) в общем виде для пульсирующей модели бесстолкновительного самогравитирующего диска.

III. Пульсирующая анизотропная модель

В основе данной модели находится известная изотропная нелинейно-пульсирующая модель Нуритдинова [20].

$$\Psi(r,\nu_r,\nu_\perp,t)=\frac{\sigma_0}{2\pi\Pi\sqrt{1-\Omega^2}}\times$$
$$\left[\frac{1-\Omega^2}{\Pi^2}\left(1-\frac{r^2}{\Pi^2}\right)-(\nu_r-\nu_a)^2-(\nu_\perp-\nu_b)^2\right]^{-1/2}\chi(R-r) \quad (1)$$

Здесь $\sigma_0=\sigma(0;0)$, Ω – безразмерный параметр, характеризующий степень вращения твердотель-

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

ного диска $0 \le \Omega \le 1$. ν_r и $\nu_\perp$ – радиальная и тангенциальная скорости частиц, функция $\Pi(t)$ имеет смысл коэффициента растяжения и $\Pi(t) = 1 + \lambda \cos\psi (1-\lambda^2)^{-1}$, $t = (\psi + \lambda \sin\psi)(1-\lambda^2)^{-3/2}$. Модель пульсирует с амплитудой $\lambda = 1 - (2T/|U|)_0$, где $(2T/|U|)_0$ является вириальным параметрам.

С помощью (1) можно построить анизотропную модель, усреднив фазовую плотность по параметру вращения Ω

$$\Psi_{aniz} = \int_{-1}^{+1} \Psi_{izot} \rho(\Omega)\, d\Omega . \qquad (2)$$

Здесь $\rho(\Omega)$ – весовая функция от Ω. Легко построить анизотропную модель, беря весовую функцию в виде $\rho(\Omega)=2/\pi(1-\Omega^2)^{1/2}$. После интегрирования и некоторых преобразований получим нелинейно пульсирующую модель с анизотропной диаграммой скоростей:

$$\Psi_{aniz} = \frac{\sigma_0}{\pi}\left[1 + \Omega\left(x\nu_y - y\nu_x\right)\right]\chi \times \\ \times\left((1 - r^2/\Pi^2)\left(1 - \Pi^2\nu_\perp^2\right) - \Pi^2\left(\nu_r - \nu_a\right)^2\right) . \qquad (3)$$

Далее нами найдено нестационарное дисперсионное уравнение (НДУ) модели (3). Оно имеет следующий вид:

$$a_{aniz}(\Psi) = \frac{4}{N(N^2-1)\Pi^3}\gamma_{Nm}(N-1)\times \\ \times(N^2 + N - m^2)\overline{D_N} + i\Omega m(\mathrm{N}^2 + \mathrm{N} - \mathrm{m}^2)d_N . \qquad (4)$$

Здесь $\gamma_{Nm} = \dfrac{(N+m-1)!!(N-m-1)!!}{(N+m)!!(N-m)!!}$,

$$\overline{D_N} = \int_{-\infty}^{\Psi} EW^{N-1}\frac{dP_N}{d(\cos h)}d\psi_1 , \quad d_N = \int_{-\infty}^{\Psi} EI_N d\psi_1 ,$$

$$E = \Pi^3(\psi_1)S(\psi,\psi_1)a(\psi_1),$$

$$I_N = W^{N-1}\left[\frac{1}{N+2}\frac{d^2P_{N+1}}{d(\cos h)^2} - \frac{P_N}{d(\cos h)}\right]\mathrm{tg}h ,$$

$$W = \frac{1+\lambda\cos\psi_1}{1+\lambda\cos\psi} ,$$

$P_N(\cos h)$ – полином Лежандра, N, m – радиальное и азимутальное волновые числа.

IV. Результаты расчетов

На основе полученного НДУ (4) мы изучили ряд конкретных мелкомасштабных мод возмущений для пульсирующей модели диска: (m; N) = (12; 20), (14; 20), (16; 20) и (18; 20). Нами построены критические диаграммы “вириальный параметр-степень вращения” для каждой из этих мод и вычислены соответствующие инкременты неустойчивостей.

Например, НДУ для случая m=12; N=20 имеет следующий вид:

$$a(\psi)_{12;20} = \frac{1}{(1+\lambda\cos\psi)^{41}}K_{12;20}(l_\tau), \quad \tau = \overline{0;19} , \qquad (5)$$

здесь

$$l_\tau(\psi) = \int_{-\infty}^{\psi}\Pi^3(\psi_1)S(\psi,\psi_1)D(\psi_1)(\lambda+\cos\psi)^{m-1-\tau}\sin^\tau\psi_1 d\psi_1,$$

где λ – амплитуда пульсации диска, выражение для K12,20 дано в приложении.

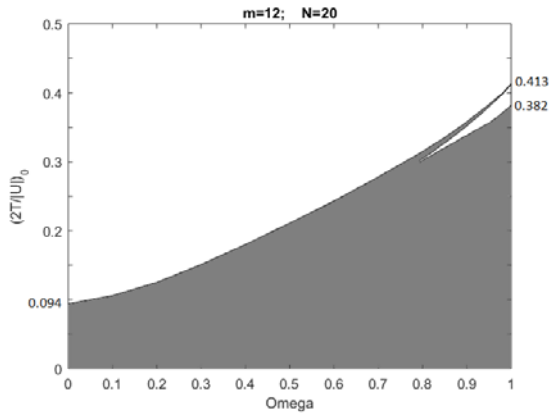


Рисунок 1. Критическая зависимость вириального отношения от параметра вращения для N=20; m=12.

Численный расчет НДУ показывает, что для моды колебания m=12; N=20 неустойчивость начинается со значения вириального параметра $(2T/|U|)_0 \approx 0.094$ и доходит до 0.413. Между значениями $(2T/|U|)_0 \approx 0.413 \div 0.382$ имеется область устойчивости (рис. 1).

Для моды колебания m=14, N=20 расчет НДУ показывает, что неустойчивость начинается со значения вириального параметра $(2T/|U|)_0 \approx$

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

0.089 и доходит до 0.431. Между значениями $\left(2T/|U|\right)_0 \approx 0.386 \div 0.395$ имеется небольшая область устойчивости, а между значением $\left(2T/|U|\right)_0 \approx 0.401 \div 0.431$ наблюдается явно заметный остров устойчивости (рис. 2).

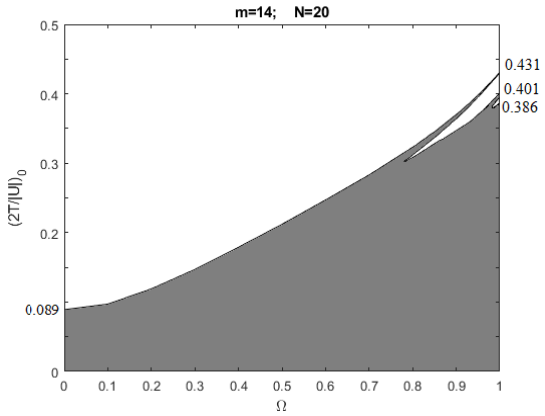


Рисунок 2. Критическая зависимость вириального отношения от параметра вращения для *N*=20; *m*=14.

В третьем случае (*m*=16, *N*=20) неустойчивость начинается со значения вириального параметра $\left(2T/|U|\right)_0 \approx 0.076$ и доходит до 0.397. Между значениями $\left(2T/|U|\right)_0 \approx 0.369 \div 0.394$ наблюдается другой остров устойчивости (рис. 3).

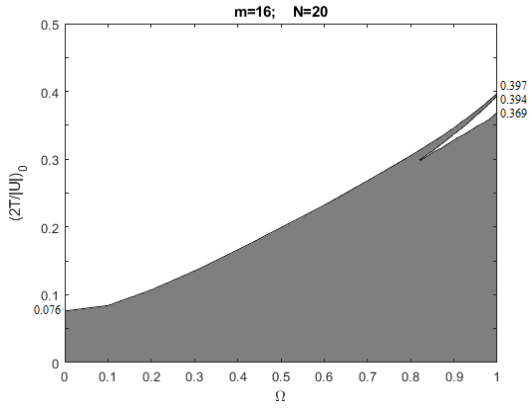


Рисунок 3. Критическая зависимость вириального отношения от параметра вращения для *m*=16; *N*=20.

Неустойчивость в четвертом случае (*m*=18, *N*=20) начинается от значения вириального параметра $\left(2T/|U|\right)_0 \approx 0.056$ и доходит до 0.312. В этом случае вообще не наблюдается острова устойчивости, как в первых трех случаях (рис. 4).

Заштрихованные зоны на рисунках 1-4 определяют области неустойчивости. Следовательно, для фиксированного *N* при росте значения *m*

область неустойчивости сужается и постепенно остров устойчивости может исчезнуть.

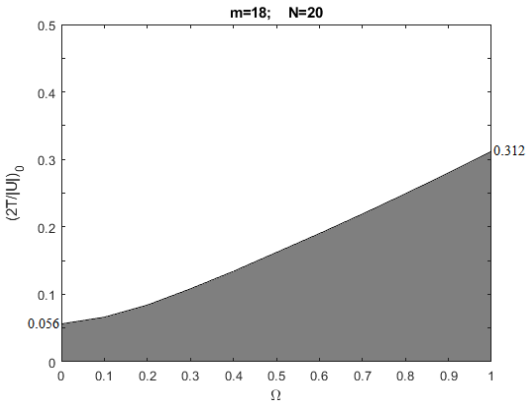


Рисунок 4. Критическая зависимость вириального отношения от параметра вращения для *m*=18; *N*=20.

Из рисунков видно, что по мере роста скорости вращения модели происходит рост области неустойчивости. С ростом же степени мелкомасштабности область неустойчивости сужается.

Нами также вычислены и сравниваются инкременты неустойчивостей мелкомасштабных мод колебаний для различных значений параметра вращения (рис. 5).

На рис. 5 представлены инкременты неустойчивостей всех мелкомасштабных мод колебаний при различных значениях параметра вращения. Когда система не вращается кривые инкрементов неустойчивостей изученных мод возмущений расположены в порядке убывания параметра *m*, т.е. с увеличением значения азимутального волнового числа инкремент неустойчивости уменьшается. Такое поведение инкремента наблюдается только при значении параметра вращения системы $\Omega = 0.0$.

Когда система имеет вращение, т.е. в интервале параметра вращения $\Omega = \in \left[0.2 \div 1.0\right]$ моды возмущений (12; 20), (14; 20) и (16; 20) пересекаются друг с другом, сливаясь при некоторых значениях инкремента неустойчивостей, а мода возмущения (14; 20) имеет наибольшее значение инкремента, начиная со значения параметра вращения $\Omega > 0.6$. Надо отметить, что с ростом степени вращения значения инкрементов также растут.

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

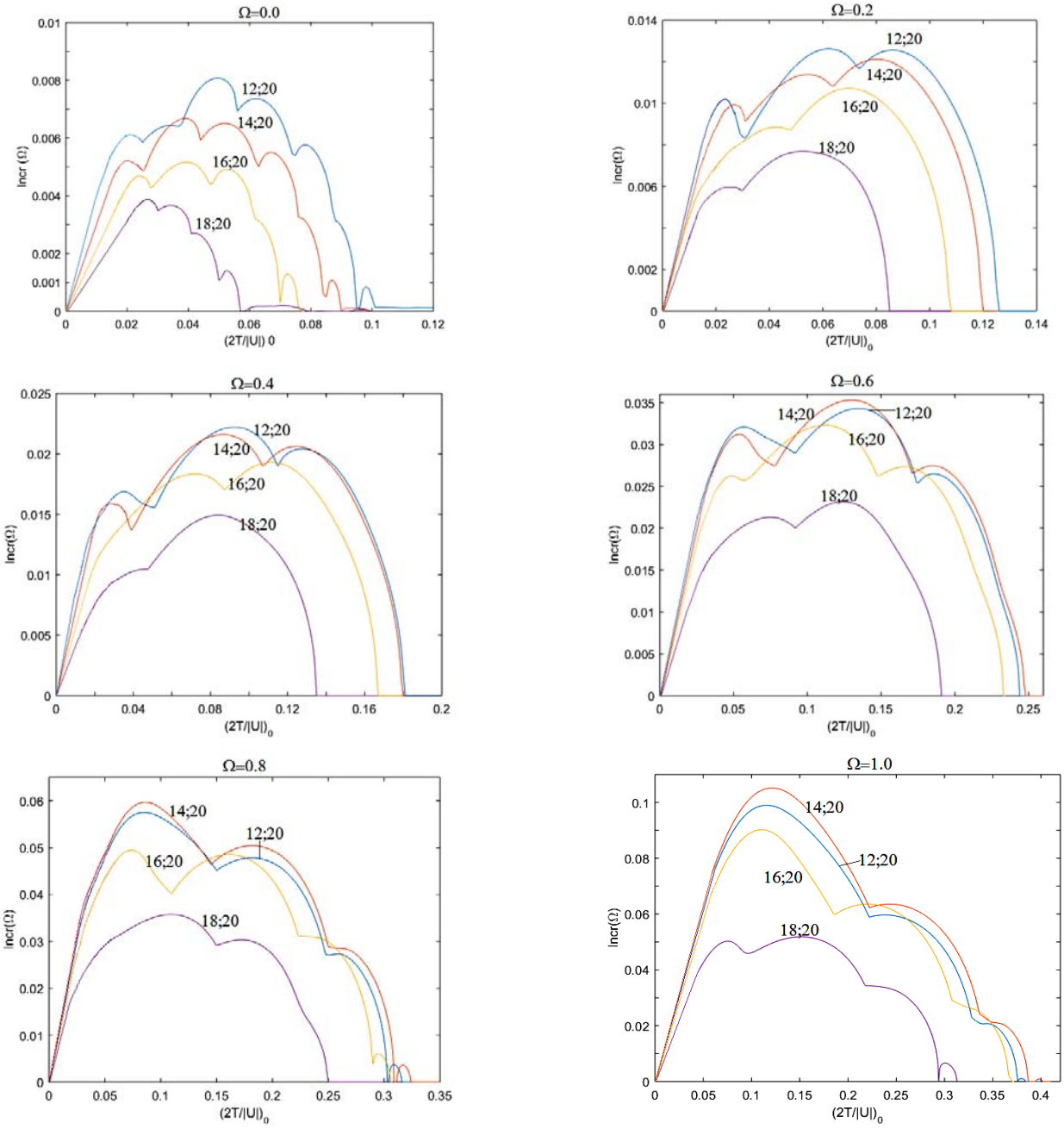


Рисунок 5. Сравнение инкрементов неустойчивостей всех мелкомасштабных мод колебаний для различных значений параметра вращения.

V. Заключение

Выполнены расчеты гравитационных неустойчивостей для мод возмущений (m; N) = (12; 20), (14; 20), (16; 20) и (18; 20). Построены диаграммы критической зависимости вириального отношения от параметра вращения, сравниваются инкременты неустойчивостей мелкомасштабных мод колебаний для различных значений параметра вращения. Из рис. 1-4 видно, что по мере роста скорости вращения модели всегда происходит

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

рост области неустойчивостей. В случае m=18; N=20 не наблюдается острова устойчивости, в остальных случаях можно явно наблюдать такой остров.

Сравнение инкрементов неустойчивостей (рис. 5) показывает, что когда система не вращается, кривые инкрементов неустойчивостей расположены в порядке убывания параметра m. Когда система вращается, т.е. в интервале параметра вращения $\Omega = \in [0.2 - 1.0]$, моды возмущений (12; 20), (14; 20) и (16; 20) пересекаются друг с другом, сливаясь при некоторых значениях инкремента неустойчивостей. Мода возмущения (14; 20) имеет самое большое значение инкремента, начиная со значения параметра вращения $\Omega = 0.6$. С ростом степени вращения значения инкрементов также растут.

Приложение. Расчет величины $K_{12,20}$.
(Подставляем все выражения для функций в (4) и вычисляем поэтапно каждую из них)

$$K_{12;20} = \frac{30705345}{120259084288}\Big[779((43648605/128c^7e^{12}b^{12} + 210c^{19} + 72747675/16384c^3e^{16}b^{16} - 101846745/128c^9e^{10}b^{10} +$$
$$+101745c^{15}e^4b^4 + 27776385/32c^{11}e^8b^8 - 17955/2c^{17}e^2b^2 - 3561075/8c^{13}e^6b^6 - 130945815/2048c^5e^{14}b^{14} -$$
$$-4849845/65536ce^{18}b^{18})l_0 + (-101846745/8e^8b^7c^{12} + 16787925/4e^6b^5c^{14} + 1120314195/64c^{10}e^{10}b^9 +$$
$$+480134655/32768e^{18}b^{17}c^2 - 800224425/2048e^{16}b^{15}c^4 + 21945e^2bc^{18} + 3360942585/1024e^{14}b^{13}c^6 -$$
$$-4849845/65536e^{20}b^{19} - 1440403965/128c^8e^{12}b^{11} - 1119195/2e^4b^3c^{16})l_1 + (951615c^{17}e^4b^2 +$$
$$+24923353455/2048e^{16}b^{14}c^5 - 129243519405/2048e^{14}b^{12}c^7 + 567431865/4c^9e^{12}b^{10} - 17955/2c^{19}e^2 -$$
$$-18804612645/128c^{11}e^{10}b^8 - 112021245/8e^6b^4c^{15} + 557664345/8c^{13}e^8b^6 - 56612240685/65536e^{18}b^{16}c^3 +$$
$$+480134655/32768e^{20}b^{18}c)l_2 + (41410215/2c^{16}e^6b^3 + 92345898645/4096c^4e^{18}b^{15} - 377545883715/2048e^{16}b^{13}c^6 +$$
$$+312567660405/512e^{14}b^{11}c^8 - 116032541625/128c^{10}e^{12}b^9 + 9879134265/16c^{12}e^{10}b^7 - 1473979815/8e^8b^5c^{14} -$$
$$-1119195/2e^4bc^{18} - 56612240685/65536e^{20}b^{17}c^2 + 72747675/16384e^{22}b^{19})l_3 + (4057895835/16c^{15}e^8b^4 -$$
$$-5068345066785/16384c^5e^{18}b^{14} + 6356560895685/4096e^{16}b^{12}c^7 - 6844814191215/2048e^{14}b^{10}c^9 +$$
$$+92345898645/4096c^3e^{20}b^{16} + 418252837275/128c^{11}e^{12}b^8 + 101745c^{19}e^4 - 91464786945/64c^{13}e^{10}b^6 -$$
$$-112021245/8e^6b^2c^{17} - 800224425/2048e^{22}b^{18}c)l_4 + (60359305545/32e^{10}b^5c^{14} - 5068345066785/16384c^4e^{20}b^{15} +$$
$$+20061466289865/8192c^6e^{18}b^{13} - 15947672565825/2048e^{16}b^{11}c^8 + 24923353455/2048e^{22}b^{17}c^2 +$$
$$+11235631061655/1024e^{14}b^9c^{10} - 445957797285/64c^{12}e^{12}b^7 - 1473979815/8e^8b^3c^{16} + 16787925/4e^6bc^{18} -$$
$$-130945815/2048e^{24}b^{19})l_5 + (71662361085/8c^{13}e^{12}b^6 - 377545883715/2048e^{22}b^16c^3 +$$
$$+20061466289865/8192c^5e^{20}b^{14} - 193475919001365/16384c^7e^{18}b^{12} + 3360942585/1024e^{24}b^{18}c +$$
$$+49577467764825/2048e^{16}b^{10}c^9 - 45518078720205/2048e^{14}b^8c^{11} - 91464786945/64c^{15}e^{10}b^4 +$$
$$+557664345/8c^{17}e^8b^2 - 3561075/8c^{19}e^6)l_6 + (43648605/128e^{26}b^{19} + 7193712040515/256c^{12}e^{14}b^7 -$$
$$-129243519405/2048e^{24}b^{17}c^2 + 6356560895685/4096e^{22}b^{15}c^4 - 193475919001365/16384c^6e^{20}b^{13} +$$
$$+146612477846835/4096c^8e^{18}b^{11} - 97410839120595/2048e^{16}b^9c^{10} - 445957797285/64c^{14}e^{12}b^5 +$$
$$+9879134265/16c^{16}e^{10}b^3 - 101846745/8e^8bc^{18})l_7 + (487779442306065/8192c^{11}e^{16}b^8 +$$
$$+312567660405/512e^{24}b^{16}c^3 - 15947672565825/2048e^{22}b^{14}c^5 + 146612477846835/4096c^7e^{20}b^{12} -$$
$$-1440403965/128e^{26}b^{18}c - 2271939876841635/32768c^9e^{18}b^{10} - 45518078720205/2048e^{14}b^6c^{13} +$$
$$+418252837275/128c^{15}e^{12}b^4 - 18804612645/128c^{17}e^{10}b^2 + 27776385/32c^{19}e^8)l_8 +$$

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

$$+(1415489617707165/16384c^{10}e^{18}b^{9}+567431865/4e^{26}b^{17}c^{2}-6844814191215/2048e^{24}b^{15}c^{4}+$$
$$+49577467764825/2048e^{22}b^{13}c^{6}-2271939876841635/32768c^{8}e^{20}b^{11}-97410839120595/2048e^{16}b^{7}c^{12}+$$
$$+11235631061655/1024e^{14}b^{5}c^{14}-116032541625/128c^{16}e^{12}b^{3}-101846745/128e^{28}b^{19}+$$
$$+1120314195/64c^{18}e^{10}b)l_{9}+(1415489617707165/16384c^{9}e^{20}b^{10}-116032541625/128e^{26}b^{16}c^{3}+$$
$$+11235631061655/1024e^{24}b^{14}c^{5}-97410839120595/2048e^{22}b^{12}c^{7}-2271939876841635/32768c^{11}e^{18}b^{8}+$$
$$+49577467764825/2048e^{16}b^{6}c^{13}-6844814191215/2048e^{14}b^{4}c^{15}+567431865/4c^{17}e^{12}b^{2}-$$
$$-101846745/128c^{19}e^{10}+1120314195/64e^{28}b^{18}c)l_{10}+(487779442306065/8192c^{8}e^{22}b^{10}+$$
$$+418252837275/128e^{26}b^{15}c^{4}-45518078720205/2048e^{24}b^{13}c^{6}-2271939876841635/32768c^{10}e^{20}b^{9}-$$
$$-1440403965/128c^{18}e^{12}b+146612477846835/4096c^{12}e^{18}b^{7}-15947672565825/2048e^{16}b^{5}c^{14}+$$
$$+312567660405/512e^{14}b^{3}c^{16}-18804612645/128e^{28}b^{17}c^{2}+27776385/32e^{30}b^{19})l_{11}+(43648605/128c^{19}e^{12}+$$
$$+7193712040515/256c^{7}e^{24}b^{12}-445957797285/64e^{26}b^{14}c^{5}-97410839120595/2048e^{22}b^{10}c^{9}+$$
$$+146612477846835/4096c^{11}e^{20}b^{8}-193475919001365/16384c^{13}e^{18}b^{6}+6356560895685/4096e^{16}b^{4}c^{15}-$$
$$-129243519405/2048e^{14}b^{2}c^{17}+9879134265/16e^{28}b^{16}c^{3}-101846745/8e^{30}b^{18}c)l_{12}+$$
$$+(71662361085/8c^{6}e^{26}b^{13}-45518078720205/2048e^{24}b^{11}c^{8}+49577467764825/2048e^{22}b^{9}c^{10}+$$
$$+3360942585/1024e^{14}bc^{18}-193475919001365/16384c^{12}e^{20}b^{7}+20061466289865/8192c^{14}e^{18}b^{5}-$$
$$-377545883715/2048e^{16}b^{3}c^{16}-91464786945/64e^{28}b^{15}c^{4}+557664345/8c^{2}e^{30}b^{17}-3561075/8e^{32}b^{19})l_{13}+$$
$$+(60359305545/32e^{28}b^{14}c^{5}-445957797285/64e^{26}b^{12}c^{7}+11235631061655/1024e^{24}b^{10}c^{9}+$$
$$+24923353455/2048e^{16}b^{2}c^{17}-15947672565825/2048e^{22}b^{8}c^{11}+20061466289865/8192c^{13}e^{20}b^{6}-$$
$$-5068345066785/16384c^{15}e^{18}b^{4}-1473979815/8e^{30}b^{16}c^{3}+16787925/4e^{32}b^{18}c-130945815/2048c^{19}e^{14})l_{14}+$$
$$+(4057895835/16c^{4}e^{30}b^{15}+418252837275/128e^{26}b^{11}c^{8}+92345898645/4096c^{16}e^{18}b^{3}-$$
$$-6844814191215/2048e^{24}b^{9}c^{10}+6356560895685/4096e^{22}b^{7}c^{12}-5068345066785/16384c^{14}e^{20}b^{5}-$$
$$-91464786945/64e^{28}b^{13}c^{6}-112021245/8e^{32}b^{17}c^{2}+101745e^{34}b^{19}-800224425/2048e^{16}bc^{18})l_{15}+$$
$$+(41410215/2c^{3}e^{32}b^{16}-116032541625/128e^{26}b^{10}c^{9}+312567660405/512e^{24}b^{8}c^{11}-$$
$$-377545883715/2048e^{22}b^{6}c^{13}+92345898645/4096c^{15}e^{20}b^{4}+9879134265/16e^{28}b^{12}c^{7}-1119195/2e^{34}b^{18}c-$$
$$-1473979815/8e^{30}b^{14}c^{5}-56612240685/65536e^{18}b^{2}c^{17}+72747675/16384c^{19}e^{16})l_{16}+(951615c^{2}e^{34}b^{17}+$$
$$+567431865/4e^{26}b^{9}c^{10}-129243519405/2048e^{24}b^{7}c^{12}+24923353455/2048e^{22}b^{5}c^{14}-$$
$$-18804612645/128e^{28}b^{11}c^{8}-17955/2e^{36}b^{19}-112021245/8e^{32}b^{15}c^{4}+557664345/8c^{6}e^{30}b^{13}-$$
$$-56612240685/65536e^{20}b^{3}c^{16}+480134655/32768e^{18}bc^{18})l_{17}+(16787925/4e^{32}b^{14}c^{5}-101846745/8e^{30}b^{12}c^{7}$$
$$+3360942585/1024e^{24}b^{6}c^{13}-800224425/2048e^{22}b^{4}c^{15}+1120314195/64e^{28}b^{10}c^{9}+$$
$$+480134655/32768e^{20}b^{2}c^{17}+21945e^{36}b^{18}c-1440403965/128e^{26}b^{8}c^{11}-4849845/65536c^{19}e^{18}-$$
$$-1119195/2e^{34}b^{16}c^{3})l_{18}+(210e^{38}b^{19}-101846745/128e^{28}b^{9}c^{10}+101745e^{34}b^{15}c^{4}+27776385/32e^{30}b^{11}c^{8}-$$
$$-17955/2e^{36}b^{17}c^{2}-3561075/8e^{32}b^{13}c^{6}-130945815/2048e^{24}b^{5}c^{14}+43648605/128e^{26}b^{7}c^{12}-$$
$$-4849845/65536e^{20}bc^{18}+72747675/16384e^{22}b^{3}c^{16})l_{19}+2608i\Omega e((-305540235/2048e^{12}b^{13}c^{6}-$$
$$-1995/2bc^{18}-43648605/65536e^{16}b^{17}c^{2}+130945815/256e^{10}b^{11}c^{8}-1526175/8e^{4}b^{5}c^{14}-$$
$$-101846745/128e^{8}b^{9}c^{10}+101745/4e^{2}b^{3}c^{16}+9258795/16e^{6}b^{7}c^{12}+72747675/4096e^{14}b^{15}c^{4}+$$
$$+440895/131072e^{18}b^{19})l_{0}+(-107544465/16c^{13}e^{6}b^{6}+1805465025/128c^{11}e^{8}b^{8}-3477338865/256c^{9}e^{10}b^{10}+$$
$$+5397877485/65536c^{3}e^{16}b^{16}-182971425/131072ce^{18}b^{18}+1995/2c^{19}-377055/4c^{17}e^{2}b^{2}-$$
$$-4757697945/4096c^{5}e^{14}b^{14}+12352555215/2048c^{7}e^{12}b^{12}+10886715/8c^{15}e^{4}b^{4})l_{1}+(-13125105/4e^{4}b^{3}c^{16}+$$
$$+377055/4e^{2}bc^{18}-94673824245/1024c^{8}e^{12}b^{11}+113966507655/4096e^{14}b^{13}c^{6}-27804161385/8192e^{16}b^{15}c^{4}+$$
$$+35311721445/256c^{10}e^{10}b^{9}+456936795/16e^{6}b^{5}c^{14}-3027625965/32e^{8}b^{7}c^{12}-43648605/65536e^{20}b^{19}+$$

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

$$+17011051785/131072e^{18}b^{17}c^2)l_2+(-910922985/16e^6b^4c^{15}+13125105/4c^{17}e^4b^2-1355478329205/4096e^{14}b^{12}c^7+$$
$$+734504175405/1024c^9e^{12}b^{10}-624776873175/131072e^{18}b^{16}c^3+537794462205/8192e^{16}b^{14}c^5-181153614915/256c^{11}e^{10}b^8+$$
$$+10038670425/32c^{13}e^8b^6-101745/4c^{19}e^2+5397877485/65536e^{20}b^{18}c)l_3+(-36011930535/64e^8b^5c^{14}+910922985/16c^{16}e^6b^3-$$
$$-6457301876025/2048c^{10}e^{12}b^9+9067517554095/4096e^{14}b^{11}c^8-11315478909735/16384e^{16}b^{13}c^6+$$
$$+2841078440655/32768c^4e^{18}b^{15}-27804161385/8192e^{20}b^{17}c^2+260186689035/128c^{12}e^{10}b^7-10886715/8e^4bc^{18}+$$
$$+72747675/4096e^{22}b^{19})l_4+(36011930535/64c^{15}e^8b^4-437433194205/128c^{13}e^{10}b^6+16976779693965/2048c^{11}e^{12}b^8-$$
$$-36376092677925/4096e^{14}b^{10}c^9+70102234897695/16384e^{16}b^{12}c^7-28796615589105/32768c^5e^{18}b^{14}+$$
$$+537794462205/8192c^3e^{20}b^{16}-4757697945/4096e^2\,2b^{18}c-456936795/16e^6b^2c^{17}+1526175/8c^{19}e^4)l_5+$$
$$+(-6848147357415/512c^{12}e^{12}b^7+437433194205/128e^{10}b^5c^{14}-305540235/2048e^{24}b^{19}+$$
$$+90588503960955/4096e^{14}b^9c^{10}-133892925160995/8192e^{16}b^{11}c^8+174186589920525/32768c^6e^{18}b^{13}-$$
$$-11315478909735/16384c^4e^{20}b^{15}+113966507655/4096e^{22}b^{17}c^2-10038670425/32e^8b^3c^{16}+107544465/16e^6bc^{18})l_6+$$
$$+(-142481264361345/4096e^{14}b^8c^{11}+6848147357415/512c^{13}e^{12}b^6+323723094429735/8192e^{16}b^{10}c^9-$$
$$-655162385283315/32768c^7e^{18}b^{12}+70102234897695/16384c^5e^{20}b^{14}-1355478329205/4096e^{22}b^{16}c^3+$$
$$+12352555215/2048e^{24}b^{18}c-260186689035/128c^{15}e^{10}b^4-9258795/16c^{19}e^6+3027625965/32c^{17}e^8b^2)l_7+$$
$$+(-2008258828631055/32768e^{16}b^9c^{10}+142481264361345/4096c^{12}e^{14}b^7-16976779693965/2048c^{14}e^{12}b^5+$$
$$+3138386978624625/65536c^8e^{18}b^{11}-133892925160995/8192c^6e^{20}b^{13}+9067517554095/4096e^{22}b^{15}c^4-$$
$$-94673824245/1024e^{24}b^{17}c^2+181153614915/256c^{16}e^{10}b^3+130945815/256e^{26}b^{19}-1805465025/128e^8bc^{18})l_8+$$
$$+(-4845557363581935/65536c^9e^{18}b^{10}+2008258828631055/32768c^{11}e^{16}b^8+6457301876025/2048c^{15}e^{12}b^4-$$
$$-90588503960955/4096e^{14}b^6c^{13}+323723094429735/8192c^7e^{20}b^{12}-36376092677925/4096e^{22}b^{14}c^5+$$
$$+734504175405/1024e^{24}b^{16}c^3-35311721445/256c^{17}e^{10}b^2-3477338865/256e^{26}b^{18}c+101846745/128c^{19}e^8)l_9+$$
$$+(-2008258828631055/32768c^8e^{20}b^{11}+4845557363581935/65536c^{10}e^{18}b^9-734504175405/1024c^1e^{12}b^3+$$
$$+36376092677925/4096e^{14}b^5c^{14}-323723094429735/8192e^{16}b^7c^{12}+90588503960955/4096e^{22}b^{13}c^6-$$
$$-6457301876025/2048e^{24}b^{15}c^4+3477338865/256c^{18}e^{10}b+35311721445/256e^{26}b^{17}c^2-101846745/128e^{28}b^{19})l_{10}+$$
$$+(-142481264361345/4096e^2\,2b^{12}c^7+2008258828631055/32768c^9e^{20}b^{10}+94673824245/1024c^{17}e^{12}b^2-$$
$$-9067517554095/4096e^{14}b^4c^{15}+133892925160995/8192e^{16}b^6c^{13}-3138386978624625/65536c^{11}e^{18}b^8+$$
$$+16976779693965/2048e^{24}b^{14}c^5-181153614915/256e^{26}b^{16}c^3-130945815/256c^{19}e^{10}+1805465025/128e^{28}b^{18}c)l_{11}+$$
$$+(-6848147357415/512e^{24}b^{13}c^6+142481264361345/4096c^8e^{22}b^{11}-12352555215/2048c^{18}e^{12}b+$$
$$+1355478329205/4096e^{14}b^3c^{16}-70102234897695/16384e^{16}b^5c^{14}+655162385283315/32768c^{12}e^{18}b^7-$$
$$-323723094429735/8192c^{10}e^{20}b^9+260186689035/128e^{26}b^{15}c^4+9258795/16e^{30}b^{19}-3027625965/32e^{28}b^{17}c^2)l_{12}+$$
$$+(-437433194205/128e^{26}b^{14}c^5+6848147357415/512c^7e^{24}b^{12}+305540235/2048c^{19}e^{12}-113966507655/4096e^{14}b^2c^{17}+$$
$$+11315478909735/16384e^{16}b^4c^{15}-174186589920525/32768c^{13}e^{18}b^6+133892925160995/8192c^{11}e^{20}b^8-$$
$$-90588503960955/4096e^{22}b^{10}c^9+10038670425/32e^{28}b^{16}c^3-107544465/16e^{30}b^{18}c)l_{13}+(437433194205/128c^6e^{26}b^{13}-$$
$$-36011930535/64e^{28}b^{15}c^4+4757697945/4096e^{14}bc^{18}-537794462205/8192e^{16}b^3c^{16}+28796615589105/32768c^{14}e^{18}b^5-$$
$$-70102234897695/16384c^{12}e^{20}b^7+36376092677925/4096e^{22}b^9c^{10}-16976779693965/2048e^{24}b^{11}c^8+456936795/16c^2e^{30}b^{17}-$$
$$-1526175/8e^{32}b^{19})l_{14}+(-910922985/16e^{30}b^{16}c^3+36011930535/64e^{28}b^{14}c^5+27804161385/8192e^{16}b^2c^{17}-$$
$$-2841078440655/32768c^{15}e^{18}b^4+11315478909735/16384c^{13}e^{20}b^6-9067517554095/4096e^{22}b^8c^{11}+$$
$$+6457301876025/2048e^{24}b^{10}c^9-260186689035/128e^{26}b^{12}c^7+10886715/8e^{32}b^{18}c-72747675/4096c^{19}e^{14})l_{15}+$$
$$+(-13125105/4e^{32}b^{17}c^2+910922985/16c^4e^{30}b^{15}-537794462205/8192c^{14}e^{20}b^5+624776873175/131072c^{16}e^{18}b^3-$$
$$-734504175405/1024e^{24}b^9c^{10}+1355478329205/4096e^{22}b^7c^{12}+181153614915/256e^{26}b^{11}c^8-10038670425/32e^{28}b^{13}c^6+$$
$$+101745/4e^{34}b^{19}-5397877485/65536e^{16}bc^{18})l_{16}+(-377055/4e^{34}b^{18}c+13125105/4c^3e^{32}b^{16}+3027625965/32e^{28}b^{12}c^7+$$
$$+27804161385/8192c^{15}e^{20}b^4-113966507655/4096e^{22}b^6c^{13}+94673824245/1024e^{24}b^8c^{11}-35311721445/256e^{26}b^{10}c^9-$$

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

$$-456936795/16e^{30}b^{14}c^5+43648605/65536c^{19}e^{16}-17011051785/131072e^{18}b^2c^{17})l_{17}+(-1805465025/128e^{28}b^{11}c^8+$$
$$+107544465/16c^6e^{30}b^{13}-5397877485/65536e^{20}b^3c^{16}+4757697945/4096e^{22}b^5c^{14}+3477338865/256e^{26}b^9c^{10}+$$
$$+182971425/131072e^{18}bc^{18}+377055/4c^2e^3b^{17}-1995/2e^{36}b^{19}-12352555215/2048e^{24}b^7c^{12}-10886715/8e^{32}b^{15}c^4)l_{18}+$$
$$+(1995/2e^{36}b^{18}c-130945815/256e^{26}b^8c^{11}+1526175/8e^{32}b^{14}c^5+101846745/128e^{28}b^{10}c^9-101745/4e^{34}b^{16}c^3-$$
$$-9258795/16e^{30}b^{12}c^7-72747675/4096e^{22}b^4c^{15}+305540235/2048e^{24}b^6c^{13}-440895/131072c^{19}e^{18}+$$
$$+43648605/65536e^{20}b^2c^{17})l_{19})]$$

$b = \sin\psi,\ c=\lambda+\cos\psi,\ e=\sqrt{1-\lambda^2}.$

Метаданные

The nature of small-scale oscillation modes in disk-like galaxies

J.M. Ganiev, S.N. Nuritdinov

National University of Uzbekistan, University Town, Universitetskaya str. 4, 100176, Tashkent, Uzbekistan

In this paper, the nature of behavior of small-scale perturbation modes in disc-like galaxies is considered. The gravitational instabilities of horizontal small-scale perturbation modes, such as (m;N)=(12;20) (14;20), (16;20) and (18;20) are calculated on the background of a nonlinear nonequilibrium pulsating anisotropic model of a self-gravitating disk. For each of these perturbation modes the critical diagrams between the virial parameter and the rotation degree are constructed, and instability increments for different values of the rotation parameter were calculated and compared. The results of calculations and comparisons of instability regions show that with increasing the small-scale degree, the instability region decreases respectively to the azimuthal wave number (except for case the mode m;N=14;20). In critical diagrams, except for the case (m;N) = (18;20), a small area of stability exist. In the interval $\Omega=\in$ [0.2–1.0] the curves of the perturbation modes (12;20), (14;20) and (16;20) intersects with each other at some values of the instability increment and the perturbation mode (14;20) became the most important starting from $\Omega = 0.6$.

Keywords: nonlinear non-stationary models, self-gravitating disks, gravitational instability, small-scale perturbation modes

Литература (References)

[1] G. Lodato. Nuovo Cimento Rivista Serie **30**, 293 (2007).
[2] T. Paneque-Carreno, L.M. Perez, et. al. ApJ **914**, Issue 2, 88 (2021).
[3] K. Kratter, G. Lodato. Annual Review of Astronomy and Astrophysics **54**, 271-311 (2016).
[4] D. Forgan, K. Rice, et. al. MNRAS **410**, Issue 2, 994-1006 (2011).
[5] W. Bethune, H. Latter and W. Kley. Astronomy and Astrophysics **650**, 20 (2021).
[6] K. Rice. Publications of the Astronomical Society of Australia (PASA) **33**, 11 (2016).
[7] G. Lodato. Advances in Astronomy **2012**, 1 (2012).
[8] L. Mayer, T. Peters et. al. The ApJ Letters **823**, Issue 2, 7 (2016).
[9] S. Inoue, N. Yosida. MNRAS **474**, Issue 3, 3466-3487 (2018).
[10] P. Sharma. Astrophysics and Space Science **361**, 10 (2016).
[11] M. Roshan, S. Raxvar. ApJ **872**, Issue 1, 12 (2019).
[12] A.M. Fridman, A.V. Xoperskov. Fizika galakticheskikh diskov (Fizmatlit, 2011).
[13] A.J. Kalnajs. ApJ **175**, 63 (1972).
[14] A.M. Fridman, V.L. Polyachenko, Physics of Gravitating Systems (Springer-Verlag, New-York, **II**, 1984).
[15] G.S. Bisnovatyj-Kogan, Ya.B. Zel'dovich. Astrofizika **6**, 387-396 (1970).
[16] S.N. Nuritdinov, K.T. Mirtadjiyeva, Mariam Sultana. Astrofizika **51**, 487 (2008).
[17] S.N. Nuritdinov, K.T. Mirtadjiyeva, Ikbal Axmad, J.K. Ruzibayev. Astrofizika **52**, 643 (2009).
[18] K.T. Mirtadjiyeva, S.N. Nuritdinov, J.K. Ruzibayev, Muxammad Xalid. Astrofizika **54**, 213 (2011).
[19] K.T. Mirtadjiyeva, S.N. Nuritdinov. Astrofizika **55**, 611 (2012).
[20] S.N. Nuritdinov. Nelineynie modeli i fizika neustoychivosti neravnovesnikh besstolknovitelnykh samogravitiruyushikh system. Avtoreferat disser. na sois. uch. st. dok. fiz.-mat. nauk (Sankt-Peterburg, 1993).

Дисксимон галактикаларда майда масштабли тебраниш модаларининг табиати

Ж.М. Ганиев, С.Н. Нуритдинов

Ўзбекистон Миллий университети, Талабалар шаҳарчаси, Университет кўчаси, 4-уй, Тошкент, Ўзбекистон

Ушбу ишда, дисксимон галактикаларда майда масштабли тебраниш модаларининг табиати ўрганилди. Майда масштабли горизонтал тебраниш модалари (m;N)=(12;20) (14;20), (16;20) ва (18;20) қийматлари учун ўзгравитацияланувчи дискнинг

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

ночизиқли ностационар анизотроп пульсацияланувчи модели фонида гравитацион беқарорликлари ҳисоб-китоблари амалга оширилди. Ушбу ғалаёнланиш модаларининг ҳар бири учун вириал параметр ва айланиш даражаси орасида критик диаграммалар тузилди. Шу билан бирга беқарорлик инкрементлари ҳисобланди ва айланиш параметрининг турли хил қийматларида ўзаро солиштирилди. Ҳисоб-китоб натижалари ва беқарорлик соҳаларини солиштириш натижаларидан, азимутал тўлқин сони m нинг, ҳамда майда масштаблилик даражасининг ортиб бориши билан, мос равишда, $m;N$=14;20 модасидан бошқа ҳолларда беқарорлик соҳасини камайиб боришини кўриш мумкин. ($m;N$)=(18;20) ҳолдан бошқа учта ҳолда унча катта бўлмаган барқарорлик соҳалари кузатилади. Айланиш параметрининг $\Omega = \in [0.2-1.0]$ интервалида, ғалаёнланиш модалари (12;20), (14;20) ва (16;20) нинг эгри чизиқлари бир-бири билан беқарорлик инкрементларининг айрим қийматларида кесишиши кузатилди. Ғалаёнланиш модаси (14;20), айланиш параметрининг $\Omega = 0.6$ қийматидан бошлаб энг катта инкремент қийматига эга.

Калит сўзлар: ночизиқли ностационар модель, ўзгравитацияланувчи диск, гравитацион беқарорлик, майда масштабли модалар.

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.