

УДК 524.6-34:524.63

КИНЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ФРАКТАЛЬНОЙ ЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ В ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА

© 2026 М. Л. Осташова^{1*} , А. С. Расторгуев^{1, 2**} ¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия²Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991 РоссияПоступила в редакцию 25 июля 2025 года; после доработки 15 сентября 2025 года;
принята к публикации 20 сентября 2025 года

В данной работе оцениваются кинетические параметры фрактальной звездной среды в окрестности Солнца. В связи с этим приводятся основные стадии развития идей о фрактальных структурах в звездной среде галактик. Данное исследование основано на изучении пространственного распределения 200 000 звезд всех спектральных классов на расстоянии от 1 до 100 пк от Солнца по данным Gaia DR2, результаты которого указывают на присутствие фрактальных структур в окрестности с фрактальной размерностью $D \approx 2.41$. На основании полученных данных исследуются кинетические свойства фрактальной звездной среды. Рассматривается роль иррегулярных сил и парных сближений звезд в столкновительной кинетике звездных систем. Показано, что кинетические параметры, такие как эффективное межзвездное (межзвездное) расстояние, корреляционная длина, коэффициент динамического трения, прицельный параметр для фрактальной звездной среды, существенно отличаются от соответствующих параметров для квазигомогенной среды с ограниченными флуктуациями плотности и зависят от фрактальной размерности. Найдено, что фрактальное строение звездной среды приводит к сокращению времени релаксации в Галактике.

Ключевые слова: *звезды: кинематика и динамика — окрестности Солнца — Галактика: структура*

1. ВВЕДЕНИЕ

Первые упоминания о фрактальной природе мира галактик относятся к работе Shapley (1934), а также к работе Carpenter (1938), обнаружившего, что число галактик N в скоплении зависит от размера скопления r скорее как $N \sim r^{1.5}$, а не как $N \sim r^3$, что должно наблюдаться в случае одинаковой плотности распределения галактик. Иными словами, численная плотность галактик, то есть плотность скоплений, убывает с ростом их характерных размеров по дробно-степенному закону:

$$n(r) \sim \frac{N}{r^3} \sim r^{-1.5}, \quad (1)$$

где N — число галактик в скоплении; r — размер скопления; n — плотность галактик в скоплении.

Вокулер, опиравшийся на работу Карпентера, уточнил этот результат и пришел к выводу, что в галактической среде в среднем выполняется закон $n(r) \sim r^{-1.7}$ (de Vaucouleurs, 1970).

Кроме того, Вокулер обобщил этот результат и распространил его не только на скопления галактик, но и на всю галактическую среду. Он показал, что галактическая среда устроена иерархически, следовательно, любой наблюдатель, находясь на объекте, включенном в иерархию, может обнаружить, что средняя плотность вокруг него убывает с расстоянием. При этом в галактической среде нет выделенного положения, то есть любые достаточно большие одинаковые объемы имеют одинаковую среднюю плотность независимо от положения их центров относительно друг друга. Эту плотность можно назвать инвариантной условной плотностью. Однако если размеры этих одинаковых объемов синхронно изменять, то условная плотность будет существенно изменяться с характерным размером объема r по упомянутому выше степенному закону.

Мандельброт (Mandelbrot, 1977; 1986) в свою очередь предложил фрактально-иерархическую модель для описания распределения галактик:

$$n(r) \sim r^{-\alpha}, \quad (2)$$

где r — характерный размер увеличивающегося

*E-mail: ostashova.mariya@physics.msu.ru

**E-mail: alex.rastorguev@gmail.com

ся объема вокруг наблюдателя, включенного в иерархию; $n(r)$ — инвариантная средняя условная звездная плотность; α — показатель степени. Мандельброт применил фрактальную размерность для звездной среды и показал, что фрактальная (Хаусдорфова) размерность $D = 3 - \alpha$, при этом в различных гравитирующих средах $0 \leq D \leq 3$.

Последующие работы подтвердили выводы Карпентера, де Вокулера и Мандельброта. В настоящее время установлена фрактальность строения областей звездообразования по наблюдениям молодого населения нашей и других галактик (Einasto, 1989; Joyce et al., 1999; Elias et al., 2009; Elmegreen et al., 2014), а также структур звездной среды в окрестности Солнца для F- и G-карликов (Chumak and Rastorguev, 2016) по данным Женевско–Копенгагенского обзора (Holmberg et al., 2009; Nordström et al., 2004) и межзвездных газовых и газопылевых облаков в широком диапазоне размеров (de Vega et al., 1998).

Недавно мы изучили фрактальные свойства звездной среды в околосолнечной окрестности из наблюдательных данных космического телескопа Gaia (DR2, 2018) (Brown et al., 2018) для 200 000 звезд всех спектральных классов на расстоянии от 1 до 100 пк от Солнца. Нами были использованы данные Gaia DR2, поскольку основные расчеты для 200 000 звезд были выполнены до выпуска данных Gaia DR3. Анализ пространственного распределения звезд выполнялся методом «масса–радиус», так как большинство изученных звезд (около 90%) относится к главной последовательности. Численные расчеты показали, что средняя условная локальная звездная плотность $n(r)$ в сферах с увеличивающимся радиусом r с центром в i -й звезде аппроксимируется степенным законом:

$$n(r) = hr^{-\alpha}, \quad (3)$$

где $h = 1.654$, $\alpha = 0.586$, с уровнем значимости по Пирсону $R^2 \approx 0.992$. Это подтвердило фрактально-иерархическую модель Вокулера–Мандельброта для изученной звездной среды в окрестности Солнца, при этом фрактальная (Хаусдорфова) размерность составила $D = 3 - \alpha \approx 2.41$ (Ostashova and Rastorguev, 2024).

Настоящая работа продолжает исследования этих малоизученных структур и, в частности, их влияния на кинетику звездной среды в окрестности Солнца.

2. ИРРЕГУЛЯРНЫЕ СИЛЫ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ КИНЕТИКЕ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

На звезду, движущуюся в звездной системе, оказывают влияние две силы: регулярная и иррегулярная. Регулярная сила — это суммарная

сила притяжения всей звездной системы в целом, действующая в каждой точке пространства. Иррегулярные силы, обеспечивающие столкновительность в звездной системе, возникают при звездных сближениях. Характерные величины иррегулярных сил намного меньше силы регулярной, которая образует непрерывное гравитационное поле и обеспечивает движение звезды по орбите. Когда пробная звезда движется по своей орбите, она встречает на своем пути другие звезды с разными значениями взаимного расстояния до нее. При каждом таком взаимодействии, поскольку оно на много порядков слабее силы, обеспечивающей орбитальное движение, пробная звезда мало меняет свою траекторию, то есть иррегулярная сила проявляется как малое возмущение. Однако частота, с которой действуют иррегулярные силы, велика. Таким образом, когда звезда движется по регулярной орбите, за счет иррегулярных сил она получает толчки в разных направлениях. Но поскольку изменения орбиты малы, они описываются в рамках случайного стохастического процесса.

Классическая звездная динамика строилась на решении основного уравнения звездной динамики, или уравнения Больцмана: $Df/Dt = -(\partial f/\partial t)_{st}$, где Df/Dt — полная производная по времени t от функции фазовой плотности f , а $(\partial f/\partial t)_{st}$ — столкновительный член, зависящий от иррегулярных сил. Согласно общепринятой точке зрения, в звездной динамике рассматривался лишь тот частный случай уравнения, когда его правая часть обращается в ноль, то есть когда действие иррегулярных сил ничтожно мало. Поэтому классическую звездную динамику можно назвать звездной динамикой без звездных сближений.

Исследования столкновительных процессов в звездных системах начались в первой половине XX в. (Jeans, 1919; Rosseland, 1928; Smart, 1938; Williamson, 1941; Chandrasekhar, 1941). Чандрасекар использовал модель классической бесконечной однородной звездной среды Галактики для получения уравнений звездной динамики (Chandrasekhar, 1943) и пришел к выводу, что основной вклад в иррегулярные силы вносят парные сближения звезд. Именно этот важнейший вывод лежит в основе столкновительной кинетики звездных систем. Поэтому для учета действия иррегулярных сил достаточно использовать концепцию парных сближений звезд. Действительно, большие по величине случайные изменения скоростей звезд возникают при тесных сближениях пробной звезды со звездами поля. Последовательное развитие звездной динамики и теории иррегулярных сил во второй половине XX века основывалось на этом базовом принципе.

При изучении кинетических процессов в звездных системах всегда следует учитывать структурную неоднородность звездной среды. Реальная звездная среда, в отличие от классической бесконечной однородной звездной среды, содержит разные гравитационно—динамически связанные структуры: от ядер шаровых скоплений и тесных двойных систем до рассеянных звездных скоплений и их корон, молекулярных облаков и газопылевых комплексов. Естественно, что процессы, происходящие в таких системах, не могут быть описаны в рамках классической модели Галактики.

Вследствие этого изучение структурных неоднородностей в звездной среде Галактики, в том числе фрактальных структур, и оценка их влияния на кинетические параметры звездной среды являются актуальными задачами звездной динамики.

3. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОГО МЕЖЧАСТИЧНОГО РАССТОЯНИЯ ДЛЯ ФРАКТАЛЬНОЙ ЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Полученные данные для изученных 200 000 звезд с фрактальной (Хаусдорфовой) размерностью $D \approx 2.41$ были использованы для оценки одного из важных параметров в звездной динамике — эффективного межчастичного (межзвездного) расстояния r_m . В работе Chumak and Rastorguev (2016) этот параметр был получен из закона распределения расстояния до ближайшего соседа $w(r)$, который имеет вид:

$$w(r) dr = 4\pi n \exp(-4\pi r^3 n/3) r^2 dr, \quad (4)$$

где r — расстояние между пробной звездой и ее ближайшим соседом, n — плотность для однородного пространственного распределения звезд. Для случая фрактального распределения звезд, с учетом зависимости средней плотности от расстояния, получаем из (4):

$$w(r) dr = 4\pi h \exp[-(4\pi h/3) r^D] r^{D-1} dr. \quad (5)$$

По определению,

$$r_m = \int_0^\infty w(r) r dr, \quad (6)$$

где для распределения расстояния до ближайшего соседа $w(r)$ в сферическом слое радиуса r и толщиной dr следует использовать выражение (5), причем для удобства дальнейших вычислений величину $w(r)dr$ лучше переписать в виде:

$$w(x) dx = \frac{3}{D} e^{-x} dx, \quad (7)$$

где $x = (4\pi h/3)r^D$. Из (7) и (6) находим точную оценку r_m :

$$\begin{aligned} r_m &= \frac{3}{D} \left(\frac{4\pi h}{D}\right)^{-1/D} \int_0^\infty e^{-x} x^{1/D} dx \\ &= \frac{3}{D} \left(\frac{D}{4\pi h}\right)^{1/D} \Gamma\left(\frac{D+1}{D}\right), \end{aligned} \quad (8)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция. В пределе $D \rightarrow 3$, $h \rightarrow n$ приходим к известной оценке среднего межчастичного расстояния для однородной звездной среды, полученной Чандрасекаром (Chandrasekhar, 1943):

$$r_m = \left(\frac{3}{4\pi n}\right)^{1/3} \Gamma\left(\frac{4}{3}\right) \approx 0.554 n^{-1/3}. \quad (9)$$

Если подставить найденные нами значения параметров пространственного распределения звезд околосолнечной окрестности ($h = 1.654$ и $D \approx 2.41$) в формулу (8), то для фрактальной звездной среды определяем среднее эффективное расстояние между звездами: $r_m \approx 0.49$ пк. Данный результат находится в согласии с результатом изучения фрактальных структур звездной среды в окрестности Солнца для 13 000 F- и G-карликов на расстояниях от 1 до 20 пк от Солнца из наблюдательных данных Женевско—Копенгагенского обзора (Chumak and Rastorguev, 2016). При этом среднее эффективное расстояние между звездами оказывается равным $r_m \approx 0.48$ пк. Имеющиеся в литературе оценки локальной звездной плотности — $n \approx 0.109$ пк⁻³ (Yanny and Gardner, 2013), $n \approx 0.10$ пк⁻³ (Binney and Tremaine, 2008) — приводят к значению $r_m \approx 1$ пк (Binney and Tremaine, 2008), что почти в два раза превосходит оценку, сделанную с учетом фрактальной структуры распределения звезд в окрестности Солнца. Этот результат объясняется тем, что фрактальная модель учитывает гравитационную способность образовывать кластеры, «сгустки» в звездной среде.

4. ОЦЕНКА ПРИЦЕЛЬНОГО ПАРАМЕТРА ДЛЯ ФРАКТАЛЬНОЙ ЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Полученные данные для изученных 200 000 звезд в околосолнечной окрестности ($D \approx 2.41$) были использованы для оценки второй важной величины в звездной динамике — прицельного параметра.

Существуют астрономические ситуации, в которых эффекты гравитационного влияния отдельных звезд друг на друга важны. В любой звездной системе две звезды могут случайно пройти так близко друг к другу, что движение каждой из них испытает при этом существенное изменение. Проще всего

рассмотреть результат парного сближения в системе отсчета, связанной с одной из движущихся звезд, например, относительно звезды поля с массой m_f , которая будет считаться неподвижной. Перед сближением звезды независимы, то есть их суммарная относительная энергия положительна. Они не связаны гравитационно, и их движение с положительной полной энергией — это гиперболическая траектория (относительная орбита). За счет взаимодействия звезд орбита пробной звезды отклоняется, проходит перигентр, и в этом случае величина ее относительной скорости остается постоянной по закону сохранения энергии: $|\vec{v}| = |\vec{v}'|$, где \vec{v} и \vec{v}' — относительные скорости пробной звезды до и после сближения. На относительной орбите изменяется направление скорости, но не ее величина. Таким образом, результатом сближения станет изменение направления вектора относительной скорости, связанное с поворотом объекта. После взаимодействия пробная звезда снова уходит на бесконечность и движется со скоростью \vec{v}' . При этом вектор относительной скорости пробной звезды отклоняется на угол ψ , который в рамках теории двух тел (Ogorodnikov, 1958) определяется формулой:

$$\operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = \frac{G(m + m_f)}{v^2 p} = \frac{p_{\perp}}{p}, \quad (10)$$

где m и m_f — массы пробной звезды и звезды поля, G — гравитационная постоянная, v — относительная скорость пробной звезды до сближения, p — прицельный параметр, то есть расстояние между неподвижной звездой и асимптотой вектора скорости пробной звезды до их сближения. Величина

$$p_{\perp} = \frac{G(m + m_f)}{v^2} \quad (11)$$

есть прицельный параметр парного сближения, при котором $\psi = \pi/2$ (тесное сближение).

На рис. 1 показана геометрия парного сближения звезд и прицельный параметр. При $m = m_f$ из (11) получаем:

$$p_{\perp} = \frac{2Gm}{v^2}. \quad (12)$$

Для определения скорости пробной звезды удобно использовать теорему вириала (King, 2002):

$$v^2 \approx \frac{GNm}{r}, \quad (13)$$

где N — число частиц в системе, r — размер системы. Подставляя (13) в (12), получаем:

$$p_{\perp} = \frac{2r}{N}. \quad (14)$$

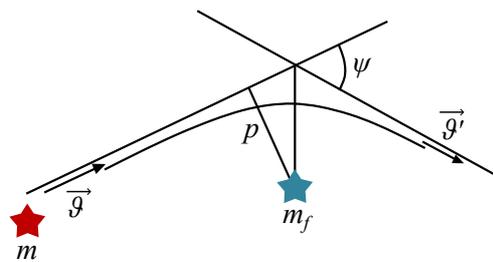


Рис. 1. Гиперболическое движение пробной звезды массы m в результате парного сближения со звездой поля массы m_f ; \vec{v} и \vec{v}' — относительные скорости пробной звезды до и после сближения со звездой поля; ψ — угол отклонения вектора относительной скорости пробной звезды; p — прицельный параметр.

Выражая в (14) число звезд через их плотность n , находим для однородной звездной среды:

$$p_{\perp} = \frac{3}{2\pi n r^2}. \quad (15)$$

Для фрактальной звездной среды, учитывая формулу (3), получаем:

$$p_{\perp} = \frac{3r^{\alpha-2}}{2\pi h}. \quad (16)$$

Вследствие того что $D = 3 - \alpha$, выражение (16) приобретает вид:

$$p_{\perp} = \frac{3r^{1-D}}{2\pi h}. \quad (17)$$

Как можно заметить, эта формула сводится к классическому виду в случае однородного распределения звезд при $D \rightarrow 3$, $h \rightarrow n$. Из формул (17) и (15) получаем соотношение:

$$p_{\perp} r = h^{-1} n r^{3-D} p_{\perp}. \quad (18)$$

Для оценки прицельного параметра в случае фрактальной звездной среды введем еще один важный кинетический параметр — «корреляционную длину» r_0 . Дэвис и Пиблс (Davis and Peebles, 1983) для степенного закона изменения звездной плотности ввели характерный размер r_0 , получаемый из соотношения $n(r_0) = 1$. Следовательно, в соответствии с (3):

$$r_0 = h^{-1/(D-3)}. \quad (19)$$

Для нашей фрактальной модели распределения звезд мы получаем величину корреляционной длины $r_0 = 2.35$ пк, которая приблизительно в пять раз больше, чем эффективное межчастичное расстояние. Эта величина теоретическая и используется при различных численных оценках. В классической однородной звездной среде такая характеристика не существует. Подставляя определенные

выше параметры солнечной окрестности в соотношении (18) и полагая, что $r = r_0$, получаем:

$$p_{\perp fr} = 0.1 p_{\perp} . \quad (20)$$

Таким образом, прицельный параметр фрактального распределения звезд приблизительно в десять раз меньше, чем у классической однородной звездной среды.

5. ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТА ДИНАМИЧЕСКОГО ТРЕНИЯ

Полученные данные были использованы при оценке четвертого важного кинетического параметра — коэффициента динамического трения.

Динамическое трение определяется парными сближениями звезд, что позволяет оставаться в рамках теории процессов Марковского типа. Если рассмотреть поток пробных звезд, налетающих на неподвижные звезды поля, то можно заметить, что в результате пробные звезды приобретут поперечные компоненты скорости, а средняя скорость потока уменьшится. Следовательно, сближения в итоге приводят к расплыванию потока пробных звезд в поперечном направлении (релаксация) и торможению потока (динамическое трение). Коэффициент динамического трения a был получен для фрактальной звездной среды в работе Chumak and Rastorguev (2017) и может быть приблизительно оценен по формуле:

$$a \approx \frac{8\pi G^2 m^2 n \ln \Lambda}{v^3} , \quad (21)$$

где $\ln \Lambda = \ln(p_{\max}/p_{\min})$ — кулоновский логарифм, $m = m_f$ — масса пробной звезды и звезды поля, $p_{\min} = p_{\perp}$ — прицельный параметр тесного сближения, p_{\max} — верхний предел прицельного параметра для дальних взаимодействий (в нашем случае $p_{\max} = 2r_m$), v — относительная скорость пробной звезды до сближения.

Подставляя значение звездной плотности из выражения (3), получаем для фрактальной звездной среды следующую формулу:

$$a \approx \frac{8\pi G^2 m h \ln \Lambda}{v^3} r^{D-3} . \quad (22)$$

Легко заметить, что классический вид формула (22) приобретает в частном случае однородного распределения звезд: $D \rightarrow 3, h \rightarrow n$.

Для приблизительной оценки значения a можно воспользоваться упомянутой выше корреляционной длиной r_0 , предложенной в уже цитированной работе Davis and Peebles (1983):

$$a_0 = a(r_0) \approx \frac{8\pi G^2 m h \ln \Lambda}{v^3} r_0^{D-3} . \quad (23)$$

Мы используем это выражение для определения следующего важного кинетического параметра в звездной динамике.

6. ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ ДЛЯ ФРАКТАЛЬНОЙ ЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Классическая звездная динамика, как упоминалось выше, строилась без учета звездных сближений. Этот факт приводит к основному парадоксу классической звездной динамики (Ogorodnikov, 1958): определяемое для большинства звездных систем время релаксации оказывается бесконечно большим и на много порядков превышает возраст системы, что не соответствует данным наблюдений.

При изменении скоростей отдельных звезд изменяется и распределение скоростей во всей системе. Время, за которое происходит существенное изменение первоначальной формы распределения скоростей, имеет важное физическое следствие: если кинетические энергии звезд распределены случайным образом, то в результате такого изменения распределение кинетических энергий будет больцмановским, а распределение по скоростям — максвелловским. Промежуток времени, необходимый для установления такого распределения, называется временем релаксации. За это время иррегулярные силы успевают заметным образом нарушить существующее в начальный момент состояние динамического равновесия, и приращения скоростей звезд под действием иррегулярных сил достигают величин самих этих скоростей.

Из формулы (22) мы получаем выражение для характерного времени торможения пробной звезды в результате динамического трения во фрактальной среде:

$$\tau_{relfr} = \frac{v^3}{8\pi G^2 m^2 h \ln \Lambda} r^{3-D} . \quad (24)$$

У однородной звездной среды ($D \rightarrow 3, h \rightarrow n$) мы находим хорошо известную формулу для времени релаксации:

$$\tau_{rel} = \frac{v^3}{8\pi G^2 m^2 n \ln \Lambda} . \quad (25)$$

Из двух последних выражений мы получаем соотношение:

$$\tau_{relfr} = n h^{-1} r^{3-D} \tau_{rel} . \quad (26)$$

Подставляя определенные выше для солнечной окрестности параметры в это соотношение и принимая, что $r = r_0$, мы получаем $\tau_{relfr} = 0.099 \tau_{rel}$. Таким образом, время релаксации для фрактальной среды приблизительно в десять раз меньше, чем для однородной звездной среды. Полученный результат находится в согласии с результатом изучения фрактальных структур звездной среды в окрестности Солнца для 13 000 F- и G-карликов из наблюдательных данных Женевско-Копенгагенского обзора (Chumak and Rastorguev,

2017). При этом время релаксации также оказывается меньше, примерно в 30 раз, по сравнению с классической однородной средой.

Отсюда можно сделать вывод, что наличие фрактальных структур в звездной среде приводит к сокращению времени релаксации в Галактике.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование фрактальных свойств звездной среды в околосолнечной окрестности на примере 200 000 звезд всех спектральных классов на расстоянии от 1 до 100 пк от Солнца указывает на присутствие фрактальных структур с фрактальной размерностью $D \approx 2.41$.

На основе этого исследования в данной работе изучены кинетические параметры во фрактальной звездной среде.

Проведена оценка эффективного межзвездного (межзвездного) расстояния из закона распределения расстояния до ближайшего соседа: $r_m \approx 0.49$ пк. Для однородной звездной среды $r_m \approx 1$ пк, что почти в два раза превосходит оценку, сделанную с учетом фрактального распределения звезд в окрестности Солнца. Этот результат объясняется тем, что фрактальная модель учитывает гравитационную способность образовывать кластеры, «сгустки» в звездной среде.

Получено значение «корреляционной длины», которое приблизительно в пять раз превышает значение эффективного межзвездного расстояния: $r_0 = 2.35$ пк. Для классической однородной звездной среды подобная характеристика не существует.

Проведена оценка прицельного параметра $p_{\perp fr} = 0.1p_{\perp}$ для тесного сближения двух звезд. Показано, что во фрактальной среде этот параметр в 10 раз меньше, чем в классической однородной звездной среде.

С помощью формулы для характерного времени торможения пробной звезды в результате динамического трения получена оценка времени релаксации: $\tau_{rel fr} = 0.099 \tau_{rel}$. Оно оказывается примерно в десять раз меньше, чем для однородной среды.

На основании проведенного исследования можно сделать вывод: кинетические параметры для фрактальной звездной среды, такие как эффективное межзвездное расстояние, «корреляционная длина», коэффициент динамического трения и прицельный параметр, существенно отличаются от соответствующих параметров для квазиоднородной звездной среды с ограниченными флуктуациями плотности и зависят от фрактальной размерности. Найдено, что фрактальная структура звездной среды приводит к сокращению времени релаксации в Галактике.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М. В. Ломоносова. В работе использованы данные миссии Gaia Европейского Космического Агентства (ESA) (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), обработанные Консорциумом по обработке и анализу данных Gaia (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>), финансируемым национальными институтами, в частности институтами — участниками Многостороннего соглашения Gaia (Gaia Multilateral Agreement, MLA).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Эта работа была поддержана за счет бюджетов организаций.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Binney and S. Tremaine, *Galactic Dynamics*, 2nd ed. (Princeton University Press, Princeton, 2008).
2. S. L. Brown, V. D. Shah, M. V. Morrell, et al., *Phys. Rev. E* **98** (6), id. 062616 (2018). DOI:10.1103/PhysRevE.98.062616
3. E. F. Carpenter, *Astrophys. J.* **88**, 344 (1938). DOI:10.1086/143987
4. S. Chandrasekhar, *Astrophys. J.* **93**, 323 (1941). DOI:10.1086/144267
5. S. Chandrasekhar, *Reviews of Modern Physics* **15** (1), 1 (1943). DOI:10.1103/RevModPhys.15.1
6. O. V. Chumak and A. S. Rastorguev, *Astronomy Letters* **42** (5), 307 (2016). DOI:10.1134/S1063773716050029
7. O. V. Chumak and A. S. Rastorguev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **464** (3), 2777 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw2538
8. M. Davis and P. J. E. Peebles, *Astrophys. J.* **267**, 465 (1983). DOI:10.1086/160884
9. G. de Vaucouleurs, *Science* **167** (3922), 1203 (1970). DOI:10.1126/science.167.3922.1203
10. H. J. de Vega, N. Sánchez, and F. Combes, *Astrophys. J.* **500** (1), 8 (1998). DOI:10.1086/305700
11. J. Einasto, in *Proc. Third ESO-CERN Symp., Bologna, Italy, 1988*, Ed. by M. Caffo, R. Fanti, G. Giacomelli, A. Renzini (Dordrecht, Netherlands, 1989), pp. 231–234.
12. F. Elias, E. J. Alfaro, and J. Cabrera-Cañó, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **397** (1), 2 (2009). DOI:10.1111/j.1365-2966.2009.14465.x

13. D. M. Elmegreen, B. G. Elmegreen, A. Adamo, et al., *Astrophys. J.* **787** (1), article id. L15 (2014). DOI:10.1088/2041-8205/787/1/L15
14. J. Holmberg, B. Nordström, and J. Andersen, *Astron. and Astrophys.* **501** (3), 941 (2009). DOI:10.1051/0004-6361/200811191
15. J. H. Jeans, *Problems of Cosmogony and Stellar Dynamics* (University Press, Cambridge, 1919).
16. M. Joyce, M. Montuori, and F. Sylos Labini, *Astrophys. J.* **514** (1), L5 (1999). DOI:10.1086/311930
17. I. R. King, *An Introduction to Classical Stellar Dynamics* (URSS, Moscow, 2002). [in Russian]
18. B. B. Mandelbrot, *Fractals: Form, Chance and Dimension*, (W.H. Freedman&Co., San Francisco, 1977).
19. B. B. Mandelbrot, in *Proc. Sixth Trieste Intern. Symp. on Fractals in Physics, Trieste, Italy, 1985*, Ed. by L. Pietronero and E. Tosatti (North Holland Publishing, Amsterdam, 1986) pp. 3-28.
20. B. Nordström, M. Mayor, J. Andersen, et al., *Astron. and Astrophys.* **418**, 989 (2004). DOI:10.1051/0004-6361:20035959
21. K. F. Ogorodnikov, *Dynamics of Stellar Systems* (Fizmatgiz, Moscow, 1958). [in Russian]
22. M. L. Ostashova and A. S. Rastorguev, *Astrophysical Bulletin* **79** (3), 504 (2024). DOI:10.1134/S1990341324600601
23. S. Rosselland, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **88**, 208 (1928). DOI:10.1093/mnras/88.3.208
24. H. Shapley, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **94**, 791 (1934). DOI:10.1093/mnras/94.9.791
25. W. M. Smart, *Stellar Dynamics* (University Press, Cambridge, 1938).
26. R. E. Williamson and S. Chandrasekhar, *Astrophys. J.* **93**, 305 (1941). DOI:10.1086/144266
27. B. Yanny and S. Gardner, *Astrophys. J.* **777** (2), article id. 91 (2013). DOI:10.1088/0004-637X/777/2/91

Kinetic Parameters of the Fractal Stellar Medium in the Vicinity of the Sun

M. L. Ostashova¹ and A. S. Rastorguev^{1,2}

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

²Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

This paper estimates the kinetic parameters of the fractal stellar medium in the vicinity of the Sun. In this regard, the main stages in the development of ideas about fractal structures in the stellar medium of galaxies are presented. This study is based on an investigation of the spatial distribution of 200 000 stars of all spectral classes at distances from 1 to 100 pc from the Sun, based on Gaia DR2 data. The results indicate the presence of fractal structures in the solar neighborhood with a fractal dimension of $D \approx 2.41$. Based on these data, the kinetic properties of the fractal stellar medium are studied. The role of irregular forces and paired stellar encounters in the collisional kinetics of stellar systems is considered. It has been shown that kinetic parameters such as the effective interparticle (interstellar) distance, correlation length, dynamic friction coefficient, and impact parameter for a fractal stellar medium differ significantly from the corresponding parameters for a quasi-homogeneous medium with limited density fluctuations and depend on the fractal dimension. It has been found that the fractal structure of the stellar medium leads to a shortening of the relaxation time in the Galaxy.

Keywords: *stars; kinematics and dynamics; Solar neighborhood; Galaxy: structure*