

В. Г. СУРДИН, А. В. ЧАРИКОВ

**ВЛИЯНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ТРЕНИЯ
НА ДВИЖЕНИЕ ШАРОВЫХ
СКОПЛЕНИЙ В ГАЛАКТИКЕ**

Исследуется эволюция орбит шаровых скоплений под действием динамического трения. Обсуждается возможность формирования ядра Галактики из шаровых скоплений.

THE INFLUENCE OF DYNAMICAL FRICTION ON THE MOTION OF GLOBULAR CLUSTERS IN THE GALAXY, by V. G. Surdin, A. V. Charikov.—Evolution of orbits of globular clusters due to dynamical friction is investigated. The possibility that the galactic nucleus is formed of globular clusters is discussed.

1. Теория

На шаровое скопление, движущееся сквозь звездный фон, действует сила динамического трения. Она возникает в результате гравитационного взаимодействия шарового скопления со звездами фона, пролетающими по гиперболическим траекториям относительно скопления. Для случая максвелловского распределения скоростей звезд фона и в приближении задачи двух тел изменение механической энергии на единицу массы скопления, вызванное динамическим трением, как показал Чандraseкар [1], равно

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{4\pi G^2 M \rho_0}{v^3} v v_c \ln \left(\frac{R_{\max}}{R_{\min}} \right) [\varphi(jv) - jv\varphi'(jv)], \quad (1)$$

где M — масса шарового скопления, ρ_0 — невозмущенная плотность звездного фона, v — скорость шарового скопления относительно звезд фона, v_c — скорость скопления относительно центра Галактики, $\varphi(jv)$ — функция ошибок, j — параметр максвелловского распределения ($\langle v^2 \rangle = 3/2j^2$), R_{\max} и R_{\min} — соответственно максимальный и минимальный прицельные параметры звезд фона.

Положим $R_{\min}=1$ пс, т. е. среднему радиусу центральной части шарового скопления. Для выбора R_{\max} можно использовать различные критерии, например приливный радиус шарового скопления в поле Галактики (~ 100 пс) или радиус сферы, в которой масса звезд фона в несколько раз больше массы шарового скопления (~ 300 пс). Ввиду слабой зависимости выражения (1) от R_{\max} положим $R_{\max}=1$ кпс.

Значения переменных ρ_0 и v нужно брать в той точке, где находится шаровое скопление, так как при учете кратности звездных сближений эффективность далеких прохождений ослабевает пропорционально R^{-2} [2]. Если мы обозначим локальную скорость звездного фона относительно центра Галактики v_s , то $v=v_c-v_s$. Поскольку в данной точке пространства различные подсистемы Галактики движутся с различными скоростями, то в принципе необходимо усреднить v_s с учетом локальной плотности каждой подсистемы.

В нашей работе использовалась модель распределения масс в Галактике, предложенная Я. Э. Эйнасто [3]. Для упрощения вычислений мы приняли, что в области Галактики с $Z < (R-3)/7$ (R и Z – координаты в цилиндрической системе координат с началом в центре Галактики – берутся в килопарсеках) дисперсия скоростей звезд σ выражается следующим образом:

$$\sigma = 155 [3/R + (1 - 3/R) (7Z/(R-3))] \text{ км/сек.}$$

В остальной части Галактики принималось $\sigma = 155 \text{ км/сек}$. При выборе такой модели дисперсии мы опирались на данные работ Эйнасто [3] и Тримэна [4].

Очевидно, в стационарной вращающейся модели Галактики локальная скорость звездного фона имеет только тангенциальную составляющую, которая принималась равной

$$v_s(R, Z) = v_t(R) [1 - 0.8(\sigma(R, Z)/155)^2].$$

Здесь $v_t(R)$ – круговая скорость в плоскости Галактики, вычисляемая по модели распределения масс.

В этой модели Галактики с помощью численного интегрирования уравнений движения находилась орбита шарового скопления, невозмущенная силой динамического трения. Вдоль орбиты вычислялось изменение энергии скопления и с учетом этого строилась новая орбита.

2. Результаты

Орбиты шаровых скоплений характеризуются в основном тремя параметрами: апогалактическим и перигалактическим расстояниями R_a и R_p и максимальным удалением от плоскости Галактики Z_{\max} . Удобно также пользоваться эксцентриситетом $e = (R_a - R_p)/(R_a + R_p)$.

Вычисления показали следующие закономерности в эволюции орбит шаровых скоплений.

1. У орбит с $Z_{\max} > 1$ кпс эксцентриситет монотонно уменьшается. Так как торможение в основном происходит в periцентре, то R_p остается постоянным и изменение эксцентриситета происходит за счет уменьшения R_a .

2. У орбит, лежащих близко к плоскости Галактики ($Z_{\max} < 1$ кпс) и имеющих $R_a > 11$ кпс, также происходит уменьшение эксцентриситета независимо от направления вращения.

3. Эволюция орбит с $Z_{\max} < 1$ кпс и $R_a < 11$ кпс существенно зависит от направления вращения шарового скопления по орбите. У скоплений, вращающихся в направлении, обратном вращению Галактики, эксцентриситет орбиты увеличивается за счет быстрого уменьшения R_p . В принципе орбита может стать прямолинейной, проходящей через центр Галактики, причем это происходит в 2–3 раза быстрее, чем окончательное падение скопления на центр Галактики за счет уменьшения R_a . Если при этом скопление не будет полностью разрушено в результате приливных возмущений, то направление его вращения изменится на прямое.

У скоплений, вращающихся в прямом направлении, эксцентриситет монотонно уменьшается за счет увеличения R_p и уменьшения R_a . Увеличение перигалактического расстояния вызвано тем, что в апогалактии скопление «разгоняется» опережающими его звездами фона.

Из формулы (1) видно, что скорость изменения удельной энергии скопления пропорциональна его массе. Очевидно, для каждой орбиты найдется такое критическое значение массы шарового скопления M_c , что при $M > M_c$ скопление упадет на центр Галактики за время, меньшее возраста Галактики (10^{10} лет). На рис. 1 показана зависимость M_c от радиуса начальной орбиты. Точками отмечено положение шаровых скоплений по

данным Б. В. Кукаркина [5], при этом предполагалось, что отношение массы к светимости для шарового скопления $(M/L)_v = 2$. Расстояние от Солнца до центра Галактики принималось равным 10 кпс. Нанесены все шаровые скопления со светимостью больше $-8.^m1$, за исключением скопления Tr25, параметры которого определены ненадежно.

Кривые a и b построены для лежащих в плоскости Галактики круговых орбит соответственно с прямым и обратным направлениями вращения, кривая c — для сильно вытянутых ($e=0.8 \div 1$) орбит в плоскости Галактики и кривая d — для вытянутых орбит ($e=0.5 \div 0.7$), не лежащих целиком в плоскости Галактики.

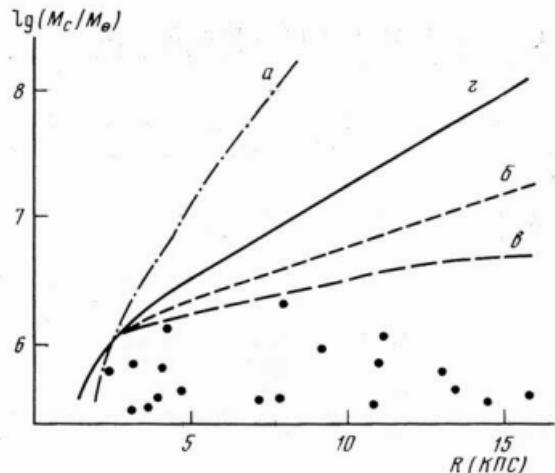


Рис. 1

достаточно непрерывное, трудно предположить, что в области $R > 5$ кпс раньше существовали скопления с $M > M_c$. В области же $R < 5$ кпс наблюдаемые сегодня скопления вплотную подходят к линии критической массы. Поэтому можно было бы предположить, что из области $R < 5$ кпс массивные скопления упали в центр Галактики под действием динамического трения. Тримэн и др. [6], основываясь на подобных расчетах, предполагают, что ядро Галактики сформировалось из упавших туда шаровых скоплений (ядром мы называем область в центре Галактики с $R \leq 100$ пс и высокой поверхностной яркостью).

Наши расчеты, сделанные в более правдоподобном предположении о распределении плотности и движении шаровых скоплений в Галактике, не противоречат тому выводу работы [6], что если бы в области $R < 5$ кпс существовали более массивные шаровые скопления, чем те, которые мы видим сейчас, то они упали бы к центру Галактики. Однако мы хотим отметить некоторые серьезные трудности, с которыми сталкивается гипотеза Тримэна и др.

Во-первых, как показали Спинрад и Лейберт [7], металличность ядра M31 непрерывно увеличивается с уменьшением радиуса вплоть до 15 пс (минимальный размер диафрагмы), причем в самом ядре M31 металличность гораздо выше, чем в среднем у шаровых скоплений этой Галактики. Следовательно, те звезды, которые вносят основной вклад в светимость ядра M31, не могли быть принесены туда шаровыми скоплениями.

Во-вторых, изучая профили радиолиний источника SgrA West, Киллман и Дарисен [8] показали, что плотность в центре Галактики может быть равна $10^6 M_\odot/\text{pc}^3$. Сходные оценки ($10^5 \div 10^6 M_\odot/\text{pc}^3$) получаются для M31, исходя из оптических данных. Но известно, что центральные плотности в шаровых скоплениях $\sim 10^4 M_\odot/\text{pc}^3$. Легко можно показать, что, попадая в центральную область Галактики, скопление полностью разрушается в результате приливных взаимодействий на таком расстоянии от центра R_t , где средняя плотность Галактики внутри орбиты шарового скопления

равна $M_c / (4\pi R_t^3 / 3)$.

Необходимо отметить, что, во-первых, ни одно из массивных скоплений не движется целиком в плоскости Галактики, а во-вторых, все они сейчас находятся ближе к центру Галактики, чем апогалактические точки их орбит. Тем не менее ни одно из скоплений не попадает в область $M > M_c$, т. е. в область быстрой эволюции орбит.

Учитывая, что распределение скоплений по массам

довольно непрерывное, трудно предположить, что в области $R > 5$ кпс

раньше существовали скопления с $M > M_c$. В области же $R < 5$ кпс наблю-

даемые сегодня скопления вплотную подходят к линии критической массы.

Поэтому можно было бы предположить, что из области $R < 5$ кпс мас-

сивные скопления упали в центр Галактики под действием динамическо-

го трения. Тримэн и др. [6], основываясь на подобных расчетах, предпо-

лагают, что ядро Галактики сформировалось из упавших туда шаровых

скоплений (ядром мы называем область в центре Галактики с $R \leq 100$ пс

и высокой поверхностной яркостью).

Наши расчеты, сделанные в более правдоподобном предположении о распределении плотности и движении шаровых скоплений в Галактике, не противоречат тому выводу работы [6], что если бы в области $R < 5$ кпс существовали более массивные шаровые скопления, чем те, которые мы видим сейчас, то они упали бы к центру Галактики. Однако мы хотим отметить некоторые серьезные трудности, с которыми сталкивается гипотеза Тримэна и др.

Во-первых, как показали Спинрад и Лейберт [7], металличность ядра M31 непрерывно увеличивается с уменьшением радиуса вплоть до 15 пс (минимальный размер диафрагмы), причем в самом ядре M31 металличность гораздо выше, чем в среднем у шаровых скоплений этой Галактики. Следовательно, те звезды, которые вносят основной вклад в светимость ядра M31, не могли быть принесены туда шаровыми скоплениями.

Во-вторых, изучая профили радиолиний источника SgrA West, Киллман и Дарисен [8] показали, что плотность в центре Галактики может быть равна $10^6 M_\odot/\text{pc}^3$. Сходные оценки ($10^5 \div 10^6 M_\odot/\text{pc}^3$) получаются для M31, исходя из оптических данных. Но известно, что центральные плотности в шаровых скоплениях $\sim 10^4 M_\odot/\text{pc}^3$. Легко можно показать, что, попадая в центральную область Галактики, скопление полностью разрушается в результате приливных взаимодействий на таком расстоянии от центра R_t , где средняя плотность Галактики внутри орбиты шарового скопления

скопления $\bar{\rho}_R$ в 3 раза меньше центральной плотности скопления ρ_c :

$$\bar{\rho}_R \approx 0.3 \rho_c.$$

После распада скопления его звезды продолжают двигаться по почти круговым орбитам, т. е. они не могут изменить распределение плотности в области $R < R_t$. Следовательно, сразу после образования ядро Галактики не могло иметь плотность больше $10^4 M_\odot/\text{pc}^3$. Кроме того, не могло произойти сильного уплотнения центральной области Галактики за счет внутренней релаксации, так как время релаксации

$$t_E = 2.5 \cdot 10^{10} (R/10 \text{ pc})^3 (\bar{\rho}_R/10^4 M_\odot/\text{pc}^3)^{1/2} \text{ лет.}$$

Итак, высокую металличность и большую плотность ядра Галактики трудно объяснить, предполагая, что оно сформировалось из шаровых скоплений. Тем не менее динамическое трение играет большую роль в эволюции массивных шаровых скоплений, поскольку оно приводит к их разрушению в центральных областях Галактики. Представляется вполне возможным, что часть звезд второго типа населения в окрестностях центра Галактики ($R < 3 \div 4$ кпс) раньше была заключена в массивных шаровых скоплениях.

Авторы благодарны Ф. А. Цицину за внимание к работе.

Гос. астрономический ин-т
им. П. К. Штернберга

Поступила в редакцию
2 февраля 1976 г.

Литература

1. S. Chandrasekhar, *Astrophys. J.*, **97**, 225, 1943.
2. Т. А. Агекян, *Астрон. ж.*, **38**, 1055, 1961.
3. J. Einasto, *Tartu publ.*, **36**, 1972.
4. S. D. Tremajn, *Preprint*, 1975.
5. Б. В. Кукарин, *Каталог шаровых скоплений*, «Наука», М., 1975.
6. S. D. Tremain, J. P. Ostriker, L. Spitzer, *Astrophys. J.*, **196**, 407, 1975.
7. H. Spinrad, J. W. Liebert, *Astrophys. J.*, **200**, 582, 1975.
8. S. A. Keelman, R. H. Durisen, *Astron. and Astrophys.*, **42**, 467, 1975.