

В. Г. СУРДИН

## ПРИЛИВНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ В ГАЛАКТИКЕ

Рассматривается процесс разрушения шаровых скоплений под действием внутренней релаксации и приливных сил Галактики. Показано, что эффективно разрушаются скопления с  $M \leq 10^5 M_{\odot}$ , а скопления с  $M \leq 10^4 M_{\odot}$  полностью разрушились независимо от их положения в Галактике. Объясняются некоторые особенности функций масс шаровых скоплений, их распределение в центральной части Галактики, а также зависимость их степени концентрации от массы.

**TIDAL DESTRUCTION OF GLOBULAR CLUSTERS IN THE GALAXY**, by V. G. Surdin.— Destruction of globular clusters under the influence of relaxation and tidal forces of the Galaxy is considered. It is shown that clusters with masses  $M \leq 10^5 M_{\odot}$  are destroyed very effectively and clusters with masses  $M \leq 10^4 M_{\odot}$  are completely destroyed regardless of their location in the Galaxy. In this way, it was possible to understand some characteristics of mass function of globular clusters, their spatial distribution in the central part of the Galaxy and their mass-concentration relation.

В настоящей статье всюду упоминаются массы шаровых звездных скоплений. В действительности с хорошей точностью определены массы лишь немногих шаровых скоплений [1]. Средняя для этих скоплений величина  $M/L_v$  близка к 2 и с большой степенью вероятности заключена в интервале от 1 до 3 (в единицах солнечной массы и светимости). Поэтому далее всюду будет предполагаться, что  $M/L_v = 2$  для всех шаровых скоплений. Настолько сильно изменятся результаты расчетов, если значение  $M/L_v$  будет меняться от 1 до 3, показано в левом нижнем углу рис. 1.

### 1. Введение

Шаровые звездные скопления Галактики имеют массы в интервале от  $10^4 M_{\odot}$  до  $2 \cdot 10^6 M_{\odot}$ . Почему неизвестны шаровые скопления с массами, выходящими за пределы данного интервала? Могут существовать, как нам кажется, три ответа на этот вопрос.

1. Начальная функция масс шаровых скоплений была такой, что ожидаемое число сверхмассивных ( $M > 2 \cdot 10^6 M_{\odot}$ ) и маломассивных ( $M < 10^4 M_{\odot}$ ) скоплений очень мало ( $\ll 1$ ), т. е. шаровые скопления с такими массами никогда не существовали в Галактике.

2. То, что до сих пор не открыты маломассивные шаровые скопления, объясняется их низкой светимостью.

3. Шаровые скопления, находящиеся за пределами интервала масс [ $10^4 M_{\odot}$ ;  $2 \cdot 10^6 M_{\odot}$ ], существовали, но они успели разрушиться за время эволюции Галактики.

Рассмотрев возможные причины отсутствия сверхмассивных и маломассивных шаровых скоплений, покажем в данной статье, что:

а) в области  $M > 10^5 M_{\odot}$  функция масс шаровых скоплений является быстро убывающей, так что отсутствие сверх массивных скоплений объясняется естественным «истощением» функции масс;

б) экстраполяция функции масс в область малых величин  $M$  дает по-  
вод ожидать значительного количества скоплений с  $M < 10^4 M_\odot$ . Полное  
отсутствие таких скоплений невозможно объяснить только эффектом наб-  
людательной селекции. Поэтому выдвигается гипотеза о том, что маломас-  
сивные шаровые скопления были разрушены приливными силами галак-  
тического гравитационного поля. Эта гипотеза удовлетворительно объяс-  
няет распределение шаровых скоплений по степени концентрации (рис. 4),  
распределение их по массам и расстоянию от центра Галактики (рис. 1), вид функции масс шаровых скоплений (рис. 2) и зависимость  
пространственной плотности числа шаровых скоплений от галактоцентри-  
ческого расстояния (рис. 5).

## 2. Функция масс шаровых скоплений

Чтобы восстановить начальную функцию масс шаровых скоплений, не-  
обходимо учесть эффекты наблюдательной селекции, а также разрушение  
скоплений со временем их возникновения в Галактике. В [2] показано, что  
массивные шаровые скопления под действием динамического трения при-  
ближаются к центру Галактики и разрушаются там приливными силами  
галактического гравитационного поля. Зависимость максимальной массы

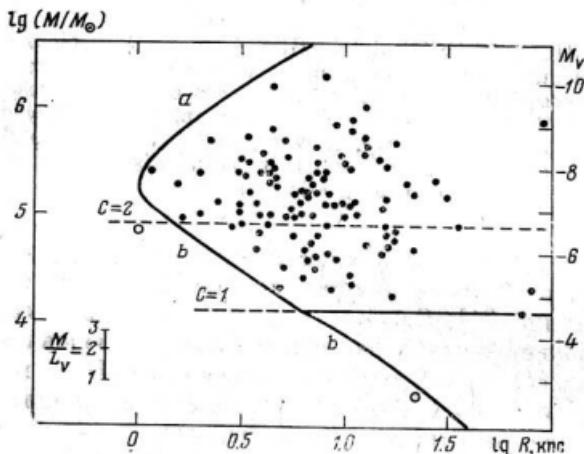


Рис. 1. Распределение шаровых скоплений (точки) на плоскости «масса – расстояние от центра Галактики». Линиями отмечено значение критической массы для эффектов динамического трения (*a*), диссипации с учетом приливных «ударов» при пролете сквозь галактическую плоскость (*b*), приливного разрушения при учете внутренней релаксации в скоплениях низкой ( $C=1$ ) и высокой концен-  
трации ( $C=2$ ). Расстояние от Солнца до центра Галактики  
принято  $R_0 = 10$  кпс

сохранившихся до настоящего времени шаровых скоплений от апогалак-  
тического расстояния их орбит (кривая *a* на рис. 1) хорошо совпадает с  
верхней границей распределения скоплений в Галактике в области  
 $R \leq 6$  кпс от галактического центра.

В [3] показано, что шаровые скопления малой массы должны разру-  
шаться под действием диссипации (т. е. «испарения» из них звезд) во  
внешнем гравитационном поле Галактики. Найденная в этой работе зави-  
симость минимальной массы сохранившихся до настоящего времени  
шаровых скоплений от апогалактического расстояния их орбит (кривая *b*  
на рис. 1) хорошо совпадает с нижней границей распределения шаровых  
скоплений в Галактике в области  $R \leq 6$  кпс. Расстояние от Солнца до цент-  
ра Галактики везде в настоящей работе предполагается равным 10 кпс.  
Данные о расстояниях до шаровых скоплений взяты из каталога Кукар-  
кина [4], а значения звездных величин скоплений – из [5].

В область быстрой эволюции (слева от кривых *a* и *b*) на рис. 1 попали  
два скопления – Pal 13 (кружок внизу справа) и NGC 6558 (кружок слева  
от центра). Но заметим, что если расстояние до Pal 13 в действительности  
равно 21 кпс, как это найдено в [4], то в этом скоплении, в отличие от  
всех других, совершенно не населена ветвь гигантов выше горизонтальной  
ветви [6]. Поэтому отношение массы к светимости у Pal 13 должна быть  
значительно больше 2 (вероятно,  $M/L_V \approx 10$ ). Если же расстояние до Pal 13

составляет 83 кпс, как принимается в [7], то его ветвь гигантов населена нормально, и отношение массы к светимости, вероятно, близко к 2. Но и в первом ( $M/L_v \approx 10$ ,  $R=21$  кпс) и во втором случаях ( $M/L_v=2$ ,  $R=83$  кпс) скопление Pal 13 попадает в область медленной эволюции. То, что скопление NGC 6558 попало в область быстрой эволюции, возможно, целиком объясняется неточностью в определении расстояний от него до Солнца и от Солнца до центра Галактики. (Логарифмический масштаб диаграммы также усиливает сдвиг.)

Итак, показав, что граница распределения шаровых скоплений в Галактике по их массам и расстояниям от галактического центра хорошо описывается (в области  $R \leq 6$  кпс) при учете эффектов диссипации и динамического трения, можем с большой уверенностью говорить о том, что в области  $R \leq 6$  кпс часть шаровых скоплений подверглась разрушению, и поэтому их современная функция масс отличается от начальной. Для расстояния  $R > 6$  кпс от центра Галактики линии критической массы по диссипации (б) и динамическому трению (а) находятся сравнительно далеко от границы распределения скоплений на рис. 1. Это свидетельствует о том, что на расстоянии  $R > 6$  кпс скопления не подверглись значительному воздействию диссипации и динамического трения.

Для построения функции масс шаровых скоплений, освобожденной от влияния рассмотренных выше эффектов, мы использовали все скопления с  $R \geq 4.5$  кпс. В этой области действие диссипации и динамического трения еще невелико, а выбор в качестве граничного значения  $R=4.5$  кпс, а не 6 кпс, позволил значительно увеличить статистическую значимость результатов. В рассмотрение вошло 77 скоплений.

Функцию масс скоплений можно аппроксимировать двумя степенными функциями (рис. 2): в интервале  $10^5 < M/M_\odot < 10^{6.3}$  — с хорошей точностью —  $dN/dM \propto M^{-1.9}$ , а в интервале  $10^{4.2} < M/M_\odot < 10^5$  — с немного меньшей точностью —  $dN/dM \propto M^{-0.75}$ . Здесь  $N$  — число скоплений,  $M$  — масса скопления в единицах массы Солнца. Обоснованность разбиения всего диапазона величины  $M$  именно на такие интервалы видна непосредственно при рассмотрении рис. 2, а ниже этому будет дано и теоретическое объяснение.

Экстраполируя функцию масс в область сверхмассивных скоплений [ $2 \cdot 10^6 M_\odot$ ;  $\infty$ ], получим ожидаемое число таких скоплений в области  $R \geq 4.5$  кпс:  $N(M > 2 \cdot 10^6 M_\odot) = 2.8 \pm 1.7$ . Таким образом, если не существует каких-либо физических соображений, запрещающих единый спектр масс для массивных шаровых скоплений ( $M > 10^5 M_\odot$ ), то отсутствие в Галактике скоплений с массой  $M > 2 \cdot 10^6 M_\odot$  объясняется естественным «истощением» их функции масс.

Иная ситуация наблюдается у маломассивных шаровых скоплений. На расстояниях  $R > 6$  кпс от центра Галактики отсутствуют маломассивные скопления ( $M < 10^4 M_\odot$ ), хотя их присутствие там не запрещено разрушающим воздействием диссипации. Объяснить подобное явление наблюдательной селекцией, видимо, невозможно, так как скопления со светимостью  $\sim 10^4 L_\odot$  ( $M_v \approx -5$ ) должны быть легко обнаружимы на расстояниях по крайней мере до 50 кпс от Солнца. Экстраполяция функции масс ( $\propto M^{-0.75}$ ) в маломассивную область дает  $N(10^3 < M/M_\odot < 10^{4.2}) = 24 \pm 5$ , что, по всей вероятности, исключает естественное «истощение» функции масс в этой области.

Чтобы объяснить отсутствие маломассивных шаровых скоплений в Галактике, остаются, как нам кажется, две возможности: либо шаровые скопления с  $M < 10^4 M_\odot$  вообще никогда не образовывались в Галактике, либо они разрушились в процессе эволюции. Рассмотрим первую возможность. Шаровые скопления могли формироваться либо в Протогалактике, либо на дугалактической стадии эволюции Вселенной. В первом случае, предположив, что минимальная масса образующихся шаровых скоплений определялась джинсовской массой в Протогалактике ( $M_j \propto T^{1/2} \rho^{-1/2}$ ), мы вынуждены будем признать, что для сохранения постоянного значения

$M$ , во всей внешней части Протогалактики ( $10 \text{ кпс} \leq R \leq 100 \text{ кпс}$ ) нужно предположить чрезвычайно искусственную зависимость плотности газа от температуры в течение всего периода образования скоплений ( $\rho \propto T^{-3}$ ). Резкая нижня граница распределения шаровых скоплений по массам находит естественное объяснение в гипотезе догалактического их образования [8–10]. Но в рамках этой гипотезы не получает объяснения зависимость некоторых свойств шаровых скоплений (например, металличность или цвет) от их положения в Галактике и от их принадлежности различным галактикам [11].

В связи с указанными трудностями, возникающими при попытках объяснить отсутствие маломассивных шаровых скоплений в Галактике,

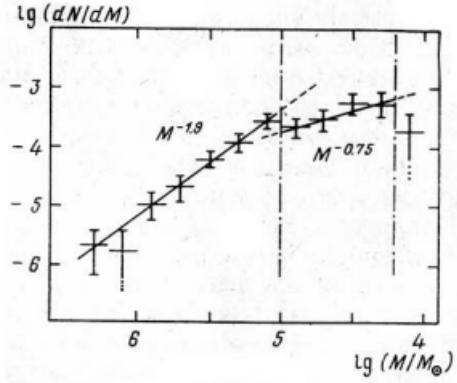


Рис. 2

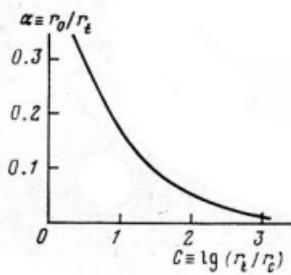


Рис. 3

Рис. 2. Функция масс шаровых скоплений с  $R \geq 4.5 \text{ кпс}$ . Вертикальные линии показывают среднеквадратичную статистическую ошибку ( $N \pm \sqrt{N}$ )

Рис. 3. Отношение радиуса области, содержащей половину проекции скопления на плоскость массы скопления ( $r_0$ ), к приливному радиусу ( $r_t$ ) в модели Кинга

автору кажется, что единственной причиной, удовлетворительно объясняющей этот факт, является разрушение маломассивных скоплений под действием приливных сил Галактики и внутренней релаксации самих скоплений.

### 3. Релаксация и приливное разрушение скоплений

Парное гравитационное взаимодействие звезд при их тесном сближении приводит к перераспределению между ними механической энергии. Процесс выравнивания средних энергий между звездами разных масс и установление равновесного (максвелловского) распределения звезд по скоростям (релаксация) приводят к тому, что медленные звезды опускаются к центру скопления, а быстрые звезды уходят на периферию скопления или вообще за его пределы (диссипация). Диссипация, или «испарение», звезд из скопления уже рассматривалась нами раньше [3] (кривая  $b$  на рис. 1), а теперь покажем, к чему может привести перераспределение массы внутри скопления (в результате релаксации) в присутствии внешнего поля приливной гравитационной силы Галактики.

Численные расчеты показывают, что в результате релаксации происходит сжатие центральной части скопления и расширение его короны, содержащей примерно половину массы скопления [12]. Распределение массы в скоплении заметно изменяется за время порядка времени релаксации скопления ( $t_E$ ). Если это время по порядку величины равно периоду обращения шарового скопления в Галактике ( $P$ ), то за время одного оборота

скопление успеет значительно увеличить размер внешней части и, пройдя через перигалактическую точку орбиты, потеряет все звезды, оказавшиеся за пределом приливного радиуса скопления ( $r_t$ ). На расстоянии  $r > r_t$  притяжение к центру скопления становится меньше приливной силы регулярного галактического гравитационного поля. Согласно [13],

$$r_t = R_p (M/3.5M_G)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $R_p$  — перигалактическое расстояние орбиты скопления,  $M_G$  — масса части Галактики внутри сферы радиуса  $R_p$ .

Таким образом, условие приливного разрушения скопления можно записать в виде  $P \geq \beta t_E$ . Множитель  $\beta$  зависит от эффективности процесса релаксации и времени эволюции скопления: его численное значение будет определено ниже.

Время релаксации шарового скопления, согласно [14],

$$t_E = 8.5 \cdot 10^7 (M/10^4 M_\odot)^{1/2} (r_0/1 \text{pc})^{3/2} (m/M_\odot)^{-1} \text{ лет}, \quad (2)$$

где  $r_0$  — радиус области, содержащей половину спроектированной на плоскость массы скопления,  $m$  — средняя масса звезды в скоплении. Введем параметр  $\alpha = r_0/r_t$ ; его значение, рассчитанное для моделей Кинга [13], как функция степени концентрации шарового скопления ( $C$ ), представлено на рис. 3. По определению,  $C = \lg(r_t/r_c)$ , где  $r_c$  — радиус ядра скопления, т. е. расстояние от центра, на котором примерно вдвое уменьшается поверхностная яркость скопления.

Для аналитических расчетов в качестве модели распределения плотности вещества в Галактике выберем модель сингулярной изотермической сферы ( $\rho \propto R^{-2}$ ); обоснование этого выбора дано в [3]. Тогда можно получить простое выражение для  $M_G$  в области  $R_p \leq 15$  кпс:  $M_G = 10^{10} M_\odot (R_p/1 \text{ кпс})$ . При  $R_p > 15$  кпс возможны две альтернативные модели Галактики:  $M_G = \text{const}$  (классическая) и  $M_G \propto R_p$  (модель Эйнаста [15]). Но, как легко можно увидеть из дальнейших рассуждений, окончательный результат не зависит от выбора какой-либо из этих двух моделей, поэтому везде в дальнейшем будем предполагать  $M_G \propto R_p$ . Примем средний эксцентриситет орбит шаровых скоплений гало Галактики  $e = 0.6$  (см. [3, 16]), а среднюю массу звезд в скоплении  $m = 0.5 M_\odot$ . Тогда из уравнений (1) и (2) получим

$$t_E = 7 \cdot 10^8 (M/10^4 M_\odot) (R_a/1 \text{ кпс}) \alpha^{3/2} \text{ лет}, \quad (3)$$

где  $R_a$  — апогалактическое расстояние орбиты скопления:  $R_a = R_p(1+e)/(1-e)$ . Период обращения скопления вокруг центра Галактики  $P = 3 \cdot 10^7 (R_a/1 \text{ кпс})$  лет. Из условия  $P \geq \beta t_E$  получим значение массы шаровых скоплений, не устойчивых по отношению к приливному разрушению:

$$M \leq 4.3 \cdot 10^2 M_\odot \alpha^{-3/2} \beta^{-1}. \quad (4)$$

Оценим параметр  $\beta$ . За космологическое время скопления с  $R_a \geq 10$  кпс совершили порядка 30 оборотов вокруг центра Галактики. Следовательно, чтобы скопление за это время успело полностью разрушиться, оно должно при каждом прохождении через перигалактий терять  $\sim 3\%$  своей массы. Используя модель Кинга [13] распределения массы в скоплении с концентрацией  $C \approx 1$  и результаты численных расчетов эволюции сферических звездных скоплений [17], можно определить, что внешние 3% массы скопления расширяются за пределы начального приливного радиуса за время  $\sim 0.5 t_E$ . Таким образом, параметр  $\beta \approx 0.5$ . Тогда для массы шарового скопления, полностью распавшегося к настоящему времени под действием внутренней релаксации и галактических приливных сил, получим простое неравенство

$$M \leq 8.6 \cdot 10^2 M_\odot \alpha^{-3/2}. \quad (5)$$

Или, используя для функции  $\alpha(C)$  аппроксимацию в интервале  $1 \leq C \leq 2.4$ :

$$M \leq 8.6 \cdot 10^2 M_\odot (-0.07 + 0.24/C)^{-3/2}. \quad (6)$$

Для неразрушившихся скоплений низкой концентрации ( $C=1$ ) из неравенства (6) получим значение минимальной массы:  $M=1,2 \cdot 10^4 M_\odot$  (горизонтальная линия « $C=1$ » на рис. 1). Это значение хорошо совпадает с нижней границей масс шаровых скоплений в Галактике. Для скоплений высокой концентрации ( $C=2$ ) минимальная масса  $M=7,5 \cdot 10^4 M_\odot$  (горизонтальная линия « $C=2$ » на рис. 1). Так как в Галактике неизвестны скопления с концентрацией, большей  $C=2,17$ , то это означает, что скопления с массой  $M < 10^5 M_\odot$  не подверглись до настоящего времени полному приливному разрушению.

Таким образом, в нашей Галактике шаровые скопления с массами  $M > 10^5 M_\odot$  (это соответствует абсолютной звездной величине  $M_v < -7$ ) не подверглись сколько-нибудь значительному разрушению приливными силами. В области масс  $M < 10^5 M_\odot$  разрушились наиболее концентрированные скопления, а в области  $M < 10^4 M_\odot$  все шаровые скопления полностью разрушились. Этот результат хорошо согласуется с особенностями функции масс скоплений (рис. 2). Действительно, в области  $M > 10^5 M_\odot$  функция масс хорошо аппроксимируется степенным законом, но при  $M = 10^5 M_\odot$  наблюдается излом, так что число маломассивных скоплений много меньше ожидаемого, если экстраполировать степенную зависимость ( $\propto M^{-2}$ ) в область малых масс.

Так как в соотношения (5), (6) не входит радиус орбиты скоплений, можно рассмотреть зависимость массы скоплений от степени концентрации независимо от их положения в Галактике (рис. 4). Отметим, что для удобства сравнения этого рисунка с уже имеющимися в литературе [18] здесь вместо массы использована абсолютная звездная величина скоплений ( $M_v$ ). Из неравенств (5), (6) легко получить зависимость максимальной (с учетом знака) величины  $M_v$  от степени концентрации  $C$ :

$$M_v = -1.74 + 3.75 \lg \alpha, \quad M_v = -1.74 + 3.75 \lg (-0.07 + 0.24/C). \quad (7)$$

Полученное значение (линия на рис. 4) хорошо описывает нижнюю границу распределения скоплений на плоскости  $M_v - C$ .

Если начальное распределение шаровых скоплений по массам не зависело от их положения в Галактике, то действие приливного разрушения не должно было это распределение изменить, так как эффективность приливного разрушения также не зависит от радиуса орбиты скопления. Однако в центральной области Галактики при  $R \leq 6.5$  кпс (см. рис. 1) эффективными механизмами разрушения становятся диссиляция (совместно с приливными «ударами» о галактическую плоскость) для скоплений малой массы и динамическое трение для массивных скоплений. Действие диссиляции, приливных «ударов» и динамического трения зависит от  $R$  — оно усиливается при уменьшении  $R$ . Следовательно, в области  $R \leq 6.5$  кпс не должно наблюдаться столь же быстрого увеличения пространственной плотности числа шаровых скоплений по направлению к центру Галактики, как во внешней области Галактики ( $R > 6.5$  кпс.). Более того, в настоящее время в Галактике вообще не должно существовать ни одного шарового скопления с радиусом орбиты  $R < 1$  кпс. Возможно лишь кратковременное пребывание скоплений в этой области при движении по вытянутой орбите с  $R_p < 1$  кпс, но  $R_a > 1$  кпс.

Проверить этот вывод теории трудно, так как в направлении центральной части Галактики велико межзвездное поглощение света. К тому же возможна различная интерпретация наблюдательных данных. Например, Харрис [19] считает, что во всей Галактике ( $3$  кпс  $< R < 30$  кпс) пространственная плотность скоплений  $f(R)$  хорошо аппроксимируется зависимостью  $f(R) \propto R^{-3.5}$ , но во внутренней части ( $R < 10$  кпс) лучше подходит зависимость  $f(R) \propto R^{-3.0}$ . Казалось бы, это свидетельствует об изломе функции  $f(R)$  в центральной области Галактики, но, как показал Вокулер [20], если вместо степенной зависимости использовать закон  $\sigma(R) \propto \exp(-R^n)$ , где  $\sigma(R)$  — поверхностная плотность числа шаровых

скоплений в проекции на картинную плоскость, то такая аппроксимация хорошо описывает распределение скоплений во всей Галактике, вплоть до 1 кпс от центра.

Однако в работах Харриса [19] и Вокулера [20] не учитывалась наблюдательная селекция, связанная с межзвездным поглощением. Этот эффект был учтен Шаровым [21], который производил подсчет скоплений, спроектированных на галактическую плоскость, внутри галактоцентрического сектора с раствором  $30^\circ$  и биссектрисой, направленной в сторону

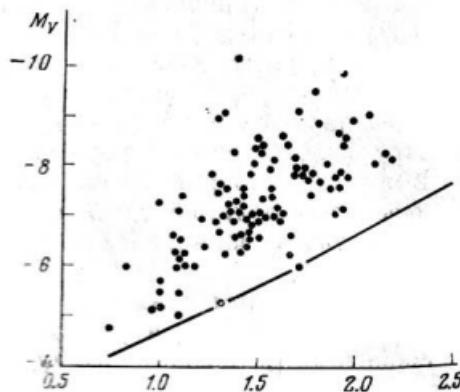


Рис. 4

Рис. 4. Распределение шаровых скоплений на плоскости «абсолютная звездная величина – степень концентрации». Линией показана теоретическая нижняя граница распределения (уравнение (7))

Рис. 5. а – схематичное повторение рис. 1. Выделены области изменения функции масс и пространственной плотности скоплений; б – функция масс, исправленная за эффект приливного разрушения скоплений; в – пространственная плотность шаровых скоплений

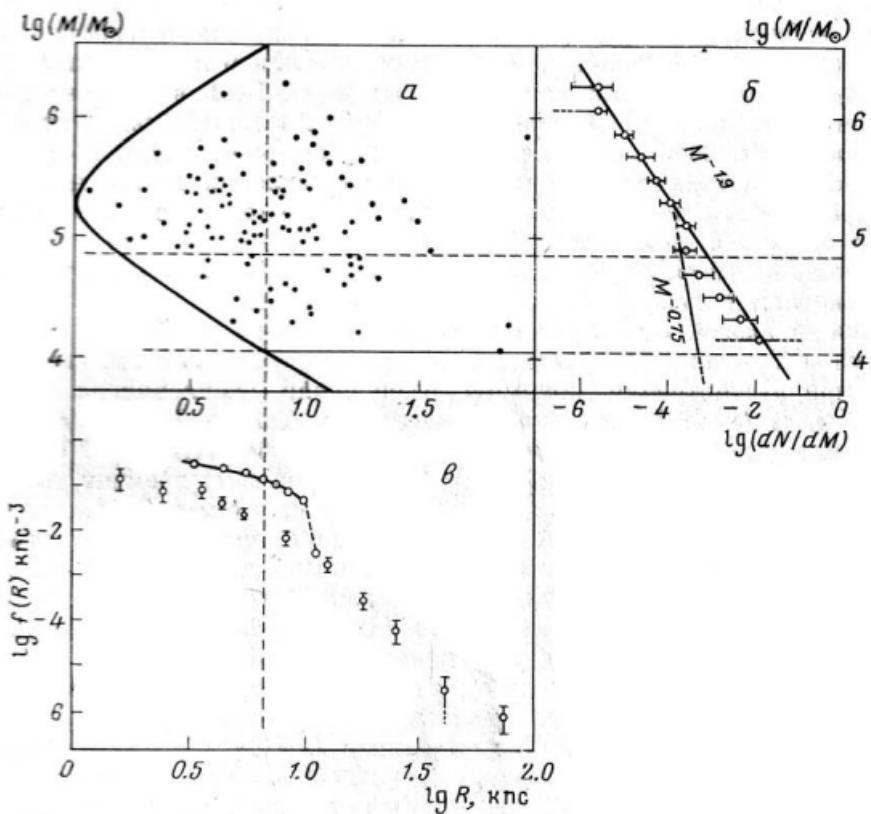


Рис. 5

ну Солнца. Взятые из этой работы значения  $f(R)$  мы аппроксимировали двумя степенными зависимостями:  $f(R) \propto R^{-2.4}$  при  $R \geq 6.5$  кпс и  $f(R) \propto R^{-1}$  при  $R < 6.5$  кпс (рис. 5, в). Отличие показателей степени от значений, полученных в [19], отчасти вызвано различием в принятой шкале расстояний до скоплений и до центра Галактики. Расстояние, на котором происходит излом функции пространственной плотности скоплений ( $R =$

$=6.5$  кпс), точно совпадает со значением, полученным выше из теории разрушения скоплений. Точное совпадение чисел, конечно, случайность. Но само наличие излома функции  $f(R)$  кажется достоверным. На этом же рис. 5, в показаны значения  $f(R)$  без учета селекции (отдельные точки, отмечены среднеквадратичная ошибка). Излом функции в районе  $R=6\div 7$  кпс также заметен.

Подсчет скоплений — наиболее прямой способ определения их пространственной плотности, но, применяемый в направлении центра Галактики, он, вероятно, приводит к систематическим ошибкам. Другой, косвенный метод определения функции  $f(R)$  применил Оорт [22]. Исходя из того, что распределение в пространстве шаровых скоплений подобно распределению звезд поля II типа населения (хороший пример — распределение шаровых скоплений в эллиптической галактике M87 [23]), Оорт экстраполировал функцию  $f(R)$  к центру Галактики на основе подсчета переменных звезд типа RR Лиг поля в области  $1 \text{ кпс} \leq R \leq 5$  кпс и далее, в область  $R < 1$  кпс, используя динамическую модель центральной части Галактики и дисперсию скоростей планетарных туманностей как представителей II типа населения.

Полученную таким образом функцию  $f(R)$  Оорт считает начальной функцией распределения скоплений. На основе этой функции Оорт предсказывает наличие 58 шаровых скоплений в области радиусом  $3^\circ$  вокруг центра Галактики. Однако учитывая, что самые массивные из этих скоплений должны были из-за динамического трения приблизиться к центру Галактики и разрушиться, Оорт считает, что в этой области должно наблюдаться примерно 20 скоплений. В действительности наблюдается лишь одно. Видимо, нельзя считать виновным в этом только межзвездное поглощение, как это делает сам Оорт. Ведь в этой же работе [22] он показал, что в эквивалентной области в центре галактики M 31 наблюдаются только 4 скопления (а не 20, как ожидалось), хотя поглощение света там намного меньше, чем в направлении центра нашей Галактики. Заметим, что эти 4 скопления, и даже те 10, которые наблюдаются в области с радиусом  $4.4$  ( $R \approx 1$  кпс), легко можно объяснить эффектом проекции. За пределом этой области ( $R > 1$  кпс) рассчитанное число скоплений хорошо согласуется с наблюдаемым.

Таким образом, наблюдения шаровых скоплений в центре нашей Галактики и Туманности Андромеды не противоречат выводам, сделанным выше при рассмотрении динамики разрушения скоплений, а именно: 1) в области  $R < 6\div 7$  кпс возрастание пространственной плотности скоплений по направлению к центру Галактики должно быть менее быстрым, чем во внешней области ( $R > 7$  кпс); 2) к настоящему времени разрушились все шаровые скопления, движущиеся по орбитам с  $R \leq 1$  кпс.

Предположив, что начальное распределение шаровых скоплений по степени концентрации  $C$  не зависело от их массы, мы попытались построить начальную функцию масс для маломассивных скоплений ( $10^5 \geq M/M_\odot \geq 10^4$ ), используя для этого функцию  $dN/dC$ , полученную для скоплений, не затронутых сильно каким-либо механизмом разрушения ( $R > 4.5$  кпс;  $M > 10^5 M_\odot$ ). Результат этой попытки представлен на рис. 5, б. С некоторой натяжкой можно предположить, что начальный спектр масс шаровых скоплений был единым степенным ( $dN/dM \propto M^{-1.9}$ ). Интегрируя полученное распределение в пределах  $10^6 \geq M/M_\odot \geq 10^4$  и учитывая, что наблюдаемое число скоплений в 2–3 раза меньше имеющегося в Галактике [21], можно найти, что полное число скоплений, существующих и разрушенных рассмотренными выше механизмами, было около 2000, а их суммарная масса не превышала  $3 \cdot 10^8 M_\odot$ . Это составляет не более 10% массы гало Галактики [3].

Возможно, стоит обратить внимание на то, что показатель степени в полученном распределении близок к значению  $n = 2 \div 2.4$  для функции масс звезд главной последовательности [24–25], а также к показателю

степени  $n \approx 1.7 \div 2.3$  функции масс метеоритов и астероидов в Солнечной системе [26]. Не претендуя на какое-либо теоретическое истолкование такого совпадения (если оно вообще есть!), хочется все же отметить, что процесс эволюции шаровых скоплений в начальной своей фазе напоминает звездообразование (гравитационная неустойчивость, сжатие с фрагментацией, возможность сброса массы после образования ядра), а потом становится похожим на эволюцию астероидных тел, важным фактором которой являются взаимные соударения (легко можно показать, что за время эволюции шаровые скопления много раз пролетали друг сквозь друга, испытывая при этом гравитационные приливные «удары» и теряя звезды; правда, эффективность этого процесса не столь высока, как при соударении сплошных тел).

Несмотря на то что популяция шаровых скоплений значительно изменилась после своего возникновения, можно надеяться, что при правильном учете основных механизмов разрушения скоплений существует реальная возможность восстановить начальный спектр масс и начальное распределение шаровых скоплений в галактиках. А это, в свою очередь, может послужить хорошим тестом для проверки различных теорий образования шаровых скоплений, а возможно, и галактик.

Автор благодарен за внимание к работе и полезные замечания Н. Н. Самусю, А. В. Тутукову, А. С. Шарову.

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

Поступила в редакцию  
23 июня 1978 г.

### Литература

1. G. Illingworth, *Astrophys. J.*, **204**, 73, 1976.
2. В. Г. Сурдин, А. В. Чариков, *Астрон. ж.*, **54**, 24, 1977.
3. В. Г. Сурдин, *Астрон. ж.*, **55**, 702, 1978.
4. Б. В. Кукаркин, *Шаровые звездные скопления*, «Наука», М., 1974.
5. Б. В. Кукаркин, Н. Н. Киреева, *Астрон. ж.*, **56**, 465, 1979.
6. R. E. White, *Astrophys. J. Suppl.*, **19**, 343, 1970.
7. L. Woltjer, *Astron. and Astrophys.*, **42**, 109, 1975.
8. P. J. E. Peebles, R. H. Dicke, *Astrophys. J.*, **154**, 891, 1968.
9. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, Кн. *Происхождение и эволюция галактик и звезд*, ред. С. Б. Пикельнер, «Наука», М., 1976.
10. А. Г. Дорошкевич, С. Ф. Шандарин, *Астрон. ж.*, **51**, 41, 1974.
11. S. van den Bergh, *Astron. and Astrophys.*, **44**, 231, 1975.
12. L. Spitzer, In: *Dynamics of stellar systems*, ed. A. Hayli, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht Holland, 1974, p. 3.
13. I. R. King, *Astron. J.*, **67**, 471, 1962.
14. I. R. King, *Astron. J.*, **63**, 109, 1958.
15. J. Einasto, M. Joeveer/A. Kaasik, *Tartu Teated*, **54**, Tartu, 1976.
16. А. С. Растворгусев, В. Г. Сурдин, *Астрон. циркуляр*, № 1016, 1978.
17. R. Wielen, in: *Dynamics of stellar systems*, ed. A. Hayli, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht Holland, 1974, p. 119.
18. А. В. Миронов, А. С. Растворгусев, Н. Н. Самусь, *Астрон. ж.*, **53**, 1164, 1976.
19. W. E. Harris, *Astron. J.*, **81**, 1095, 1976.
20. G. de Vaucouleurs, *Astron. J.*, **82**, 456, 1977.
21. А. С. Шаров, *Астрон. ж.*, **53**, 702, 1976.
22. J. H. Oort, *Astrophys. J. Lett.*, **218**, L97, 1977.
23. W. E. Harris, M. G. Smith, *Astrophys. J.*, **207**, 1036, 1976.
24. А. Э. Пискунов, *Научные информационные Астрон. совета АН СССР*, **37**, 47, 1977.
25. B. M. Tinsley, J. E. Gunn, *Astrophys. J.*, **203**, 52, 1976.
26. В. А. Шор, Кн. *Малые планеты*, ред. Самойлова-Яхонтова Н. С., «Наука», М., 1973, с. 283.