

Spatial structure of some globular and open star clusters:

II. Discussion about the results*

Zvezdelin I. Peykov

University of Architecture, Civil Engineering and Geodesy, Sofia

E-mail: peykov_fhe@uacg.bg

(Research report. Accepted on 02.08.2007)

Abstract. Discussion of the results obtained by the authors from the investigation of the spatial structure of seven globular and four open clusters in our Galaxy, described in the first article of this cycle, is presented. The article gives possible hypotheses explaining the different aspects of the observational effect of systematical variation of the cluster structure with the transition to the star subsystems containing increasingly fainter stars. The proposed explanations concern: (1) Observable selection explaining the absence of the systematical change of the structure for the subsystems containing bright stars over the main sequence turn-off; (2) Physical sense of the structural parameters describing the observational change; (3) Connection with the average mass of the stars from main sequence and the logarithmic range of the densities in the cluster; (4) Possible reason about the observational change of the structure of the clusters; (5) Influence over the cluster structure from the external galactic tidal forces in connection with the processes occurring during the time of cluster formation, with the following dynamical and stellar cluster evolution, with the cluster location in the Galaxy and the conditions of its visibility.

Key words: star cluster - structure

Пространствена структура на някои сферични и разсеяни звездни купове: II. Обсъждане на резултатите

Звезделин И. Пейков

Приведено е обсъждане на резултатите, получени от авторите по изследването на пространствената структура на седем сферични и четири разсеяни звездни купа от нашата Галактика, които са разгледани в първата работа от този цикъл. Дадени са възможни хипотези, обясняващи различни страни на наблюдавания ефект на систематическо изменение на структурата на куповете с прехода към подсистеми, съдържащи все по-слаби и по-слаби звезди. Предложените обяснения обхващат: (1) Наблюдателната селекция, обясняваща отсъствието на систематическо изменение на структурата за подсистеми от купа, съдържащи ярки звезди над точката на обръщане на главната последователност; (2) Физическия смисъл на структурните параметри, описващи наблюдаваното изменение; (3) Връзката със средната маса на звездите от главната последователност и логаритмичния диапазон на плътностите в купа; (4) Възможните причини за наблюдаваното изменение на структурата на куповете; (5) Влиянието на външните приливни сили от страна на Галактиката върху структурата на купа, във връзка с процесите, протичащи по време на формирането на самия куп, с неговата по-късна динамическа и звездна еволюция, с местонахождението му в Галактиката и с условията на неговата видимост.

Пространственная структура некоторых шаровых и рассеянных скоплений: II. Обсуждение результатов

Звезделин И. Пейков

Приведено обсуждение результатов, полученных авторами по исследованиям пространственной структуры семи шаровых и четырех рассеянных скоплений нашей Галактики, которые рассмотрены в первой работе этого цикла. Даны возможные гипотезы, объясняющие различные стороны наблюдаемого эффекта систематического изменения структуры скоплений с переходом к подсистемам, содержащих более и более слабых звезд. Предложенные объяснения охватывают: (1)

* Based on observations obtained at the Rozhen National Astronomical Observatory, operated by the Institute of Astronomy of the Bulgarian Academy of Sciences.

Наблюдательная селекция, объясняющая отсутствие систематического изменения структуры подсистем скопления, содержащих яркие его звезды выше точки поворота главной последовательности; (2) Физический смысл структурных параметров, описывающих наблюдаемого изменения; (3) Связь со средней массой звезд главной последовательности и логарифмическим диапазоном плотностей в скоплении; (4) Возможные причины для наблюдаемого изменения структуры скоплений; (5) Влияние внешних приливных сил со стороны Галактики на структуру скопления, в связи с процессами, протекающими во время формирования самого скопления, с его последующей динамической и звездной эволюцией, с местонахождением скопления в Галактике и условиями его видимости.

1 Введение

В первой работе из этого цикла приведены основные результаты нашей программы по исследованию глубокой пространственной структуры семи шаровых (M56, M12, NGC6535, NGC6171, NGC5466, M92 и M15) и четырех рассеянных (Плеяды, Ясли, Волосы Вероники и NGC 2420) скоплений нашей Галактики.

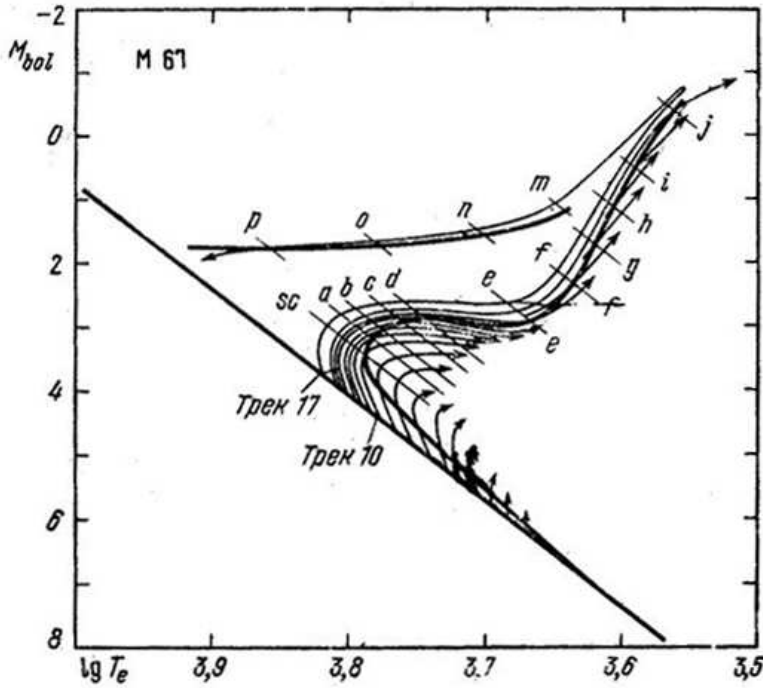
В данной работе мы приступим к обсуждению полученных результатов и рассмотрим возможные гипотезы, связанные с их объяснением.

2 Обсуждение отсутствия систематического изменения структуры скоплений для ярких звезд выше точки поворота главной последовательности

Обе систематические изменения в пространственной структуре рассматриваемых скоплений - нарастание радиусов зон $R_i(B)$ по линейной зависимости и увеличение средних логарифмических наклонов $\frac{\partial}{\partial B} \left(\ln \frac{\Delta f_i}{\Delta B} \right)$ функции светимости скопления на границах пространственных зон по мере перехода к более внешним зонам (с увеличением расстояния r) - наблюдаются при B -величинах выше определенной предельной B_{lim} , которая соответствует переходной области между ветвью субгигантов и точкой поворота главной последовательности (ГП) для шаровых и самой точке поворота ГП для рассеянных скоплений.

При $B < B_{lim}$ систематические изменения в структуре скоплений не наблюдаются, т.е. $R_i(B) = const$ и средние логарифмические наклоны распределения плотностей не зависят от r .

Отсутствие наблюдаемого изменения структуры при $B < B_{lim}$ можно объяснить следующим образом. На рис. 1 (взятая из монографии Холопова (1981)) жирными линиями схематически показана диаграмма „ $M_{bol}, \lg T_{eff}$ “ старого скопления M67, а тонкими линиями показаны эволюционные треки звезд, начинающиеся с начальной ГП и экстраполированные выше предела Шенберга-Чандрасекара (SC). Скорость эволюции тем больше, чем звезда массивнее, соответственно и ее трек длиннее. Видно, что все звезды, наблюдаемые понастоящему в скоплении выше предела SC, произошли из звезд малой области на начальной ГП между треками 10 и 17. Те звезды, которые находились на начальной ГП ниже трека 10 не достигли предела SC и образуют нынешнюю наблюдаемую ГП ниже ее точки поворота, а все звезды, которые находились на начальной ГП выше трека 17, давно проэволюционировали в область белых карликов и нейтронных звезд и сейчас не наблюдаются в скоплении. Другими словами, все звезды, наблюдаемые в скоплении выше предела SC, имеют массы, различающиеся не более чем в 1.1 раза от масс звезд около точки поворота. Поэтому, если пренебречь потерей массы в стадиях красного гиганта, эти звезды сохраняют свое пространственное распределение, подобное распределению тех звезд около точки поворота, из которых они произошли. (Потеря массы в стадиях красного гиганта не влияет на их пространственное распределение, так как время релаксации τ скопления, определяющее скорость его динамической эволюции вследствие звездно-звездных сближений, заметно больше чем время жизни этих звезд в стадиях



Фиг. 1. Эволюционные треки звезд рассеянного скопления M67

красных гигантов, сверхгигантов и горизонтальной ветви). Вот почему в скоплении не наблюдаются изменения в его структуре при $B < B_{lim}$. Другими словами, отсутствие систематического изменения в структуре при $B < B_{lim}$ объясняется наблюдательной селекцией.

В пользу этого говорит также тот факт, что в Плеядах, которые представляют собой молодое рассеянное скопление с почти полной наблюдаемой ГП, систематическое изменение структуры происходит вплоть до самых ярких звезд скопления (см. рис. 3 первой работы). В течении эволюции скопления на полученную нами зависимость: $R_i(B) = a_i(B - B_{0i})$ накладывается излом: $R_i(B) = const$, который скользит вверх по шкале звездных величин вместе с B_{lim} (см. диаграммы „цвет-величина“ рис. 1-4 первой работы в порядке Плеяды, Ясли, NGC2420 и шаровые скопления, которые выстроены по возрасту). То же самое относится и к средним логарифмическим наклонам $\frac{\partial}{\partial B} \left(\ln \frac{\Delta f_i}{\Delta B} \right)$ для шаровых скоплений.

Прямым подтверждением этого объяснения на основе наблюдательной селекции было бы исследование по той же методике пространственной структуры „голубых“ шаровых скоплений в Магеллановых облаках, в которых наблюдается большая часть их главной последовательности.

3 Физический смысл параметра B_0

В зависимости: $R_i(B) = a_i(B - B_{0i})$, $B > B_{lim}$ параметр B_{0i} представляет формально ту звездную величину, при которой радиусы разных зон ($i = 1, 2, \dots$) становятся равными нулю при экстраполяции зависимости при $B < B_{lim}$ (см. рис. 1 – 4 первой

работ,). Для гомологического скопления $B_{0i} = B_0$ и это происходит одновременно для всех зон, т.е. скопление сжимается в "точку" при единой величине B_0 .

Каков физический смысл параметра B_0 ? В абсолютных звездных величинах значения B_0 заключены в пределах: $-8 < M_{Bo} < -3^m$ для разных скоплений. Каждое из этих значений меньше абсолютной величины самых ярких звезд в соответствующем скоплении (см. рис. 1 – 4 из первой статьи). Имея ввиду, что отсутствие зависимости при $B < B_{lim}$ можем объяснить с помощью наблюдательной селекции звезд, а также учитывая медленность динамической эволюции скопления (большое время релаксации τ , табл. 1), можно предположить, что зависимость: $R_i = a_i(B - B_0)$ имеет такой же вид и для распределения всех звезд бывшей верхней части ГП выше точки поворота, которой в настоящее время не может наблюдаться из-за эффектов звездной эволюции. Или, другими словами, небольшая скорость динамической эволюции скопления после его формирования приводит к сохранению зависимости и для его бывших ярких, массивных звезд, вплоть до самого яркого конца начальной ГП, которые сейчас не наблюдаются.

Из всего сказанного следует, что B_0 (соответственно M_{Bo}) является звездной величиной наиболее ярких звезд скопления, непосредственно после его формирования. Это также та величина, при которой $R_i(B)$ стремятся к нулю, т.е. подсистема бывших самых ярких звезд скопления сжимается в "точку". Конечно, это надо понимать в статистическом смысле - при этой величине подсистема звезд имеет минимальные размеры, ниже которых ее нельзя рассматривать как систему. (Напр. из рис. 3 первой работы для Плеяд видно, что для самых ярких звезд разные пространственные зоны начинают теряться (возможно, они сливаются), а статистика - максимально бедная).

В поддержку этой гипотезы можно привести значения M_{Bo} , которые очень хорошо соответствуют абсолютным звездным величинам самых ярких звезд из верхнего конца начальной ГП в скоплениях - шаровых и рассеянных. Кроме того, для Плеяд, в которых наблюдается почти вся ГП, зависимость $R_i(V)$ имеет место по всей шкале звездных величин, а соответствующая V_0 совпадает со звездной величиной самых ярких звезд ГП (рис. 2 а из первой работы).

4 Связь между изменением пространственной структуры скоплений и разницей в массах звезд разных подсистем

Оба направления систематического изменения структуры исследуемых скоплений - изменение $R_i(B)$ с B и изменение средних логарифмических наклонов $\frac{\partial}{\partial B} \left(\ln \frac{\Delta f_i}{\Delta B} \right)$ с B , наблюдаются при $B > B_{lim}$ и /наверно/ связаны между собою. Иными словами, с постоянным возрастанием радиусов зон нарастает и относительная скорость увеличения числа слабых звезд в короне относительно этих звезд в ядре скопления.

Логично связать эти явления с изменением средних масс звезд разных подсистем по мере перехода к все большему и большему B -величинам при $B > B_{lim}$ в соответствии с зависимостью „масса - светимость“ для звезд ГП. Как уже упомянуто, при $B < B_{lim}$ наблюдаемые звезды имеют приблизительно равные массы и там описанные эффекты отсутствуют. Или, другими словами, в скоплениях наблюдается структурно-массовая сегрегация звезд.

Поддержкой этой гипотезы являются исследования Холопова (1981) о логарифмическом диапазоне плотностей и параметров D_f для скоплений, которые коррелируют со средними массами звезд ГП. Полученные им результаты о преимущественном содержании слабых звезд в короне рассеянных скоплений хорошо согласуются со средними логарифмическими наклонами при $B > B_{lim}$. Кроме того, давно используется разными авторами метод определения относительных масс звезд разных подсистем скоплений по степени их относительной концентрации к центру системы, что тоже указывает на массовую сегрегацию звезд.

В связи со сделанным здесь предположением, можно получить интересное эмпирическое соотношение. Полагая, что для данного скопления: $B \sim k \lg \bar{m}$, где: $k =$

$const, \bar{m}$ - средняя масса звезд с величиной B (для звезд ГП), из зависимости для систематического нарастания радиусов зон гомологического скопления получаем: $R_i = a_i(B - B_0) \sim a_i k(lg \bar{m}_0 - lg \bar{m})$, где: $\bar{m}_0$ - средняя масса звезд с $B = B_0$ (см. выше о физическом смысле параметра B_0).

С другой стороны, Холопов (1981) получил зависимость между $\bar{m}$ и D_f в виде: $lg \bar{m} = -0.70 + 0.37 D_f$ или: $lg \bar{m} \sim c D_f$, где: $c = const, D_f = lg |(f_c/f_0)|$, f_c - звездная плотность короны, f_0 - центральная плотность ядра скопления. Тогда: $R_i = a_i k c (D_{f_0} - D_f) + const$. (Естественно, постоянные k и c вряд ли остаются одинаковыми во всем диапазоне масс зависимости „масса-светимость“).

Полученная зависимость дает эмпирическую связь между радиусом данной зоны (или радиусом скопления) и разницей между начальным для подсистемы бывших самых ярких звезд D_{f_0} (при $B = B_0$) и наблюдаемым диапазоном плотности D_f данной подсистемы скопления. По мере перехода к более слабым звездам ГП, D_f уменьшается в соответствии с их массой, а D_{f_0} - постоянная величина, определяемая распределением наиболее массивных звезд, существующих в скоплении после его формирования. Видно, что с уменьшением D_f , R_i должны возрастать, что и наблюдается в действительности.

Если в верхней формуле заменим D_f его эквивалентом, получаем:

$$R_i = a_i k c \lg \left(\frac{f_c/f_0}{(f_c/f_0)_0} \right) + const,$$

где f_c и f_0 зависят от B . Средние логарифмические наклоны: $\frac{\partial}{\partial B} \left(\ln \frac{\Delta f_i}{\Delta B} \right)$ показывают, что $f_c(B)$ в короне растет быстрее, чем $f_0(B)$ в ядре, что приводит к возрастанию (f_c/f_0) и, соответственно, R_i с увеличением при $B > B_{lim}$.

5 Возможные причины изменения пространственной структуры скоплений

5.1 Где нужно искать причину?

Прежде чем попробуем ответить на сложный вопрос - почему изменяется пространственная структура рассматриваемых скоплений при $B > B_{lim}$, мы приведем некоторые соображения о том, где нужно искать причины этого изменения.

Логично выглядят следующие две гипотезы:

1. Изменение пространственной структуры является результатом процессов, протекающих во время самого формирования скопления из межзвездной среды, т.е. во время нестационарности системы по отношению к регулярным и иррегулярным силам и быстрой динамической эволюции (начальный коллапс).

2. Наблюдаемые изменения обусловлены динамическими эффектами эволюции скопления после его окончательного формирования.

Оба предположения в корне различны. Чтобы отдать предпочтение какой-либо гипотезе, мы попробовали определить время релаксации τ скопления вследствие звездно-звездных сближений, которое ответственно за скорость динамической эволюции системы после ее формирования. Мы воспользовались формулой Кинга:

$$\tau = 0.35 \sqrt{N \bar{R}^3 / G \bar{m}} / \ln(N/2),$$

где: N - общее число звезд скопления, $\bar{R}$ - его эффективный радиус, содержащий в проекции на плоскость половину массы скопления, $\bar{m}$ - средняя масса звезд скопления. Используя данные о полных массах $lg(m_c/m_\odot)$ и радиусах полумассы $\bar{R}$ для исследуемых шаровых скоплений, которые приведены в Mandushev, Spassova, Staneva (1991) и приняв за среднюю массу звезд $\bar{m} = 0.38 m_\odot$, мы определили значения τ , которые приведены в табл. 1. Соответствующие значения τ для исследуемых рассеянных скоплений получены по данным Холопова (1981) для Плеяд, Яслей и Волосы Вероники и Рараго (1982) для NGC2420. В таблице приведен также предполагаемый возраст скопления t .

Таблица 1. Время релаксации исследуемых звездных скоплений

Шаровые скопления					
Скопление	$\log(m_c/m_\odot)$	R [pc]	N	τ [year]	t [year]
NGC5466	4.85	15.00	$1.86 \cdot 10^5$	$1.85 \cdot 10^{10}$	$\sim 10^{10}$
M15	5.85	13.30	$1.86 \cdot 10^6$	$4.07 \cdot 10^{10}$	$\sim 10^{10}$
M92	5.34	3.20	$5.76 \cdot 10^5$	$2.92 \cdot 10^9$	$\sim 10^{10}$
M12	5.07	4.38	$3.09 \cdot 10^5$	$3.61 \cdot 10^9$	$\sim 10^{10}$
M56	4.98	4.10	$2.51 \cdot 10^5$	$3.00 \cdot 10^9$	$\sim 10^{10}$
NGC6535	3.81	2.04	$1.70 \cdot 10^4$	$3.55 \cdot 10^8$	$\sim 10^{10}$
NGC6171	4.80	3.73	$1.66 \cdot 10^5$	$2.19 \cdot 10^9$	$\sim 10^{10}$
Рассеянные скопления					
Скопления	$\log(m_c/m_\odot)$	R [pc]	N	τ [year]	t [year]
Плеяды	≥ 2.6	1.5	1050	$8 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^7$
Ясли	> 2.5	1.3	> 832	$6 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^8$
Волосы Вероники	> 2.0	1.0	> 262	$3 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^8$
NGC2420	> 2.5	2.1	> 789	$1.2 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^9$

Какие выводы можно сделать из табл. 1? Видно, что для всех скоплений τ сравнимо (немного меньше) с возрастом самого скопления, при этом для NGC5466, M15 и Плеяд оно больше их возраста. Все это говорит о медленной скорости динамической эволюции скопления после его формирования. Вот почему мы отдаем предпочтение первой гипотезе о „начальной“ причине наблюдаемых явлений. Это подтверждается еще следующими соображениями:

а) Ни одно скопление не релаксировало вполне по всему своему объему, особенно в короне.

б) Время релаксации ядра значительно меньше времени релаксации короны. Тогда, если причиной систематических изменений структуры была бы динамическая эволюция, то $R_i(B)$ изменялись бы наиболее сильно вблизи центра скопления, а меньше в короне. На самом деле наблюдается точно обратное - наиболее слабое изменение происходит в центральной зоне ядра скопления.

в) Потеря массы звездами в стадиях красного и сверхкрасного гиганта для шаровых скоплений не приводит к систематическому изменению структуры, что говорит о большом времени релаксации.

г) Наличие наблюдаемой зависимости $R_i(B)$ и $R_i(V)$ для NGC5466, M15 и Плеяд, так как для этих скоплений τ больше их возраста.

д) Наличие самых пространственных зон, гомологичность структуры и ее изменения наблюдаются при всех скоплениях - от самых молодых до самых старых.

Имея ввиду все эти аргументы, мы склонны искать причину систематических изменений структуры скоплений в процессах, протекающих во время формирования скопления. Принимая эту гипотезу, мы совсем не отрицаем влияния последующей динамической эволюции системы на наблюдаемую структуру. Однако, по нашему мнению, это влияние накладывается на действие первоначальных причин и приводит к известным отклонениям от наблюдаемых зависимостей, которые будут рассмотрены ниже.

Наконец, нужно отметить, что предположение о физическом смысле параметра B_0 (см. выше) не зависит от того, какая из двух гипотез верна.

5.2 Возможные причины изменения структуры

Поддерживая гипотезу о „начальной“ причине изменений, мы предложим некоторые возможные механизмы, которые привели бы к наблюдаемым эффектам.

а) Первой из возможных причин, которая объяснила бы зависимость $R_i(B)$ и $\frac{\partial}{\partial B} \ln \frac{\Delta f(\tilde{r}_i, \Delta B)}{\Delta B}$, является статистический характер процесса звездообразования во время начального коллапса облака межзвездного вещества, из которого образуется

само скопление и его звезды. Мы предполагаем, что во время сжатия самого облака (продолжающегося около $10^6 - 10^7$ лет - контракционная фаза) происходит его фрагментация и образуются протозвезды с дисперсией их масс $\sigma_{\bar{m}}(r)$, пропорциональной начальной плотности $\rho_0(r)$ материи в данном объеме пространства. Это означает, что во внутренних частях облака, где $\rho_0(r)$ велика, образуются звезды с большой дисперсией $\sigma_{\bar{m}}$ (маломассивные, среднемассивные и крупномассивные звезды) около их средней массы $\bar{m}$ (которая попадает в область маломассивных звезд, вероятно $\bar{m} \sim 0.4m_{\odot}$). Во внешних частях облака, где $\rho_0(r)$ мала, образуются звезды с меньшей дисперсией $\sigma_{\bar{m}}$ в их массах (преимущественно маломассивные звезды с массами около $\bar{m}$, зато звезды с большими массами - очень малочисленны).

Предполагая плавное изменение $\sigma_{\bar{m}}(r)$ с изменением расстояния r и приближительное сохранение начального распределения звездной плотности $f_0(r, \sigma_{\bar{m}}(r), \bar{m})$ с течением дальнейшей динамической эволюции скопления после его формирования, можем объяснить систематическое изменение $R_i(B)$ в зависимости от B (соответственно от m) и средние логарифмические наклоны $\frac{\partial}{\partial B} \ln \frac{\Delta f_i}{\Delta B}$ от r для звезд ГП, а также и гомологичность пространственной структуры.

Для объяснения образования самих пространственных зон в скоплении нужно дополнительно предположить, что для начала фрагментации и звездообразования во время коллапса начального облака должен существовать некий „пусковой“ механизм, например существование минимального критического значения ρ_c плотности дозвездного вещества. Во время начального коллапса, продолжающегося около $10^6 - 10^7$ лет, начальная плотность $\rho_0(r)$ постепенно, начиная от центра к периферии, достигает ρ_c и начинается процесс звездообразования. При этом уже сформированные в более внутренних областях звезды в результате их звездного ветра могут временно замедлить или остановить сжатие внешних частей начального облака и тем самым замедлить там достижение ρ_c и процесс звездообразования. Таким образом будет оформлена внутренняя зона звезд, окруженная сжимающейся областью дозвездного вещества.

Таким образом, наличие пространственных зон в скоплении говорит о поэтапном процессе звездообразования в начальном коллапсе системы с последующим сохранением полной механической энергии звезд в зоне в процессе динамической эволюции скопления после его формирования. Нужно иметь в виду, что весь процесс длится всего $10^6 - 10^7$ лет и поэтому большую разницу в возрастах звезд, образовавшихся на разные этапы, не следует ожидать.

Число полученных зон и вид слоистой структуры скопления при таком механизме должны определяться начальными размерами, общей массой и распределением плотности $\rho_0(r)$ начального облака. Радиус сформировавшегося скопления определяется тем расстоянием от его центра, где $\rho_0(r)$ всегда остается меньше критической ρ_c , а также и внешними приливными силами.

б) Волны плотности.

Следуя этой современной гипотезе, можем допустить, что во время формирования скопления из межзвездной материи, в пространстве распространяются волны плотности, дающие начало звездообразования и формирования разных пространственных зон. Тогда ширина зон отвечала бы длине этой волны. Каковы свойства этих волн пока неизвестно. В поддержку этой гипотезы можем привести описанный в первой статье факт, что в большинстве исследуемых скоплений ширина разных зон: $\Delta R_i = R_i(B) - R_{i-1}(B)$, $i = 3, 4, \dots$ сохраняется приблизительно постоянной для данной подсистемы с изменением r . Для полноты отметим еще две возможные причины в том случае, когда наблюдаемые изменения в структуре скоплений являются результатом динамической эволюции этих объектов после их формирования.

в) Динамическая структурно-массовая сегрегация звезд с разными массами.

Для релаксированного скопления можно ожидать равновесное распределение кинетической энергии между его звездами с разными массами:

$$m_1 V^2(m_1) = m_2 V^2(m_2).$$

Это привело бы к известной сегрегации звезд по массам, причем более массивные из них в среднем расположились бы ближе к центру скопления, чем звезды с малой массой. При этом, видимо, маломассивные звезды будут выброшены из внутренности зон к их внешним границам и, возможно, даже будут переходить во внешние области системы.

г) Резонансные явления при движениях звезд в общем гравитационном поле скопления.

В результате разной степени гравитационного взаимодействия в ядре и в разреженной короне скопления могли бы возникнуть силы, имеющие резонансный характер. Эти силы перераспределили бы звездные орбиты в пространстве, выбросив мало-массивные звезды к периферии скопления.

В заключение отметим, что все предложенные варианты являются качественными, умозрительными и могут перетерпеть существенные изменения или быть отвергнутыми вообще.

6 Динамические эффекты, влияющие на структуру скоплений

Принимая гипотезу о „начальной“ причине наблюдаемых изменений в структуре рассматриваемых скоплений, нельзя пренебрегать и действие возможных динамических эффектов на структуру в результате эволюции этих объектов после их формирования. Как мы уже предположили, эти влияния накладываются во втором приближении на начальное, уже сформированное строение скопления. Каковы могут быть эти влияния?

Следуя идеям, модельным и численным расчетам многих авторов (см. Лузан, 1987), можно принять, что в процессе динамической эволюции ядро скопления медленно сжимается, а корона расширяется. Это сопровождается увеличением дисперсии в скоростях звезд и их диссипации из скопления.

По нашему мнению, с точки зрения структуры скопления, эти процессы могут быть двух видов:

а) Пропорциональное (гомологическое) сжатие ядра и расширение короны для всех рассматриваемых подсистем скопления.

При таких процессах радиус ядра уменьшается, а короны увеличиваются аналогичным образом для всех подсистем. При этом наблюдаемая гомологичность в структуре сохраняется с течением времени. Можно ожидать, что все эти явления могут привести к изменениям относительных радиусов $\tilde{r}_i$ разных зон относительно $\tilde{r}_4$ и значений параметра a_i наклона зависимости: $R_i(B) = a_i(B - B_0) = A\tilde{r}_i(B - B_0)$, но не должны отразиться на значение B_0 . Одно из наших соображений для нормировки $\tilde{r}_i = R_i(B)/R_4(B)$ к $R_4(B)$ опиралось именно на возможное влияние таких процессов. Можно ожидать, что $R_4(B)$ наиболее слабо изменяется при сжатии ядра и расширении короны с течением динамической эволюции.

Так как указанные процессы не изменяют гомологичность структуры, их влияние возможно было бы обнаружить, сравнивая относительные радиусы $\tilde{r}_i$ и параметри a_i для разных по возрасту, но сходных по другим параметрам объектов (см. третью статью этого цикла). Здесь отметим только то, что наблюдаемое эмпирическое правило о ширине зон ΔR нарушается при NGC6535 для центральной и внутренней зоны ядра (из табл.1 видно, что это скопление имеет и наименьшее время релаксации τ среди шаровых скоплений).

б) Непропорциональное изменение радиуса ядра и короны.

Такие динамические процессы нарушают гомологичность в структуре скоплений и влияют на $\tilde{r}_i, a_i, B_0$. При сильном воздействии невозможно даже вообще определить единые $\tilde{r}_i$ и B_0 для всех подсистем скопления. Влияние этих процессов можно заметить по систематическому отклонению данных от полученных нами зависимостей: $R_i = a_i(B - B_0); b_i = B_0 a_i; \tilde{r}_i(B) = const; a_i = A\tilde{r}_i$. Здесь отметим только, что

гомологичность между ядром и короной слегка нарушается для NGC5466 и M92 (см. первую статью).

Описанные динамические эффекты влияют как на радиусы пространственных зон, так и на значения видимой и пространственной плотности звезд в скоплении. Во время сжатия ядра его плотность должна возрастать с течением времени. Кроме того, звезды, диссипирующие из ядра в корону и из короны за пределами скопления меняют значения пространственной плотности $f(r)$. Эти влияния должны отразиться на наблюдаемые значения $\Delta f(\tilde{r}_i, \Delta B)$ на границах пространственных зон и на средние логарифмические наклоны $\frac{\partial}{\partial B} \ln \frac{\Delta f_i}{\Delta B}$. Сравнение скоплений по этим параметрам сделано в третьей статье этого цикла. Понастоящем отметим только аномально высокую плотность в ядре для ярких звезд скопления NGC6535 по сравнению с другими скоплениями, а также сглаживание кривых $f(r)$ и $\Delta f(r)$ и „замыкание“ деталей в их ходе для разных подсистем слабых звезд исследуемых скоплений.

7 Влияние внешних приливных сил на структуру скоплений

Внешние приливные силы со стороны гравитационного поля Галактики определяют приливный радиус r_t скопления и влияют на его структуру. Кроме того, при своем движении в Галактике скопление испытывает сильное гравитационное воздействие, когда оно проходит через галактическую плоскость или вблизи центра Галактики.

В связи с этим отметим наблюдаемый факт, что часть короны в данном направлении от центра скопления для некоторых его подсистем звезд не наблюдается при NGC6171, NGC5466 и M15. Возможно, что этот эффект обусловлен указанным выше сильным гравитационным воздействием, которое эти скопления испытывают.

Использував формулу Кинга для приливного радиуса скопления:

$r_t = R_p \sqrt[3]{m_c / 3.5 m_g}$, данных о полных массах скоплений m_c (см. выше), нынешних расстояний этих объектов от центра Галактики R_g и приняв для массы Галактики: $m_g = 2.10^{11} m_\odot$, мы привели в табл. 2 ориентировочные значения r_t для рассматриваемых скоплений. Приведены также радиус скопления $R_c(M_B = 5)$ для шаровых скоплений при $M_B = 5^m$ и радиус скопления $R_c(M_V = 5)$ для рассеянных скоплений при $M_V = 5^m$ для сравнения. Из таблицы видно, что для всех шаровых скоплений наблюдаемые размеры $R_c(M_B = 5)$ значительно меньше их приливных радиусов. В случае рассеянных скоплений их предельные размеры $R_c(M_V = 5)$ сравнимы с соответствующими значениями r_t .

Таблица 2. Приливные радиусы исследуемых скоплений

Шаровые скопления			
Скопление	R_g [pc]	r_t [pc]	$R_c(M_B = 5^m)$ [pc]
NGC5466	15600	72.9	68.5
M15	11100	111.1	44.0
M92	10500	71.2	22.4
M12	6100	33.4	21.0
M56	9900	51.0	24.4
NGC6535	4800	10.2	10.2
NGC6171	5600	25.2	14.2
Рассеянные скопления			
Скопление	R_g [pc]	r_t [pc]	$R_c(M_V = 5^m)$ [pc]
Плеяды	10000	10.0	9
Ясли	10000	> 9.0	8
Волосы Вероники	10000	> 6.5	8
NGC2420	8600	> 8.2	12

В связи с этим интерес представляет вопрос когда происходит прекращение возрастания радиусов пространственных зон $R_i(B)$ и самого скопления $R_c(B)$ со звездной величиной?

Из анализа данных для Плеяд (единственное скопление, в котором исследована пространственная структура вплоть до самых его слабых звезд с $M_V = 10^m$) было получено, что возрастание радиусов зон и скопления $R_i(V)$ (см. рис. 3 первой работы) прекращается при достижении $R_c(V)$ близкого к приливному радиусу r_t . Другими словами, логично выглядит предположение, что систематическое возрастание размеров скопления прекращается при достижении его видимого радиуса близкого к приливному радиусу скопления. К сожалению, этот вывод подкреплён только одним скоплением, так как у всех других такие большие предельные величины не достигнуты.

8 Заключение

Из настоящего обсуждения полученных результатов для пространственной структуры рассматриваемых скоплений можно сделать следующий основной вывод: пространственное строение скопления содержит информацию о его динамической и звездной эволюции, о процессах, протекающих во время его формирования и об его местонахождении и движении в Галактике. Важней задачей является получение этой информации.

Автор выражает благодарность Цветану Георгиеву, Орлину Станчеву и Василию Попову за внимание к этой работе и помощь при ее оформлении.

Литература

- Холопов П. Н. 1981, „Звездные скопления“, М., Наука.
 Lyman Sp. Ir. 1987, „Dynamical evolution of globular clusters“, Princeton, New Jersey, Princeton Univ. Press
 Mandushev G., Spassova N., Staneva A. 1991, A&A, 252, 94.
 Paparo M. 1982, Commun. Konkoly Obs. Hungarian Acad. of Sci., No81, p.103.