

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«УРАЛЬСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ ПЕРВОГО ПРЕЗИДЕНТА РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ Б.Н.ЕЛЬЦИНА»**

**На правах рукописи  
УДК 524.4**

**Селезнев Антон Федорович**

**ИССЛЕДОВАНИЯ НАСЕЛЕНИЯ, СТРУКТУРЫ И ДИНАМИКИ  
ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ**

**01.03.02 – астрофизика и звездная астрономия**

**Диссертация на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук**

**Екатеринбург – 2021**

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>Глава 1. Фотометрия и звездные подсчеты в областях малоизученных рассеянных звездных скоплений</b>	<b>40</b>
1.1 Методика построения радиальных профилей плотности . . . . .	41
1.1.1 Метод дифференцирования кумулятивного распределения . . . . .	41
1.1.2 Получение радиального профиля поверхностной плотности с KDE . . . . .	44
1.1.3 Получение радиального профиля пространственной плотности с KDE . . . . .	49
1.1.4 Использование KDE для построения других функций распределения . . . . .	51
1.2 Результаты исследования малоизученных рассеянных скоплений . . . . .	52
1.3 Исследование искривления и расширения Галактического диска в третьем Галактическом квадранте . . . . .	65
1.4 Обсуждение и выводы . . . . .	68
1.5 Положения, выносимые на защиту . . . . .	70
<b>Глава 2. Профили плотности, короны и близкие окрестности звездных скоплений</b>	<b>72</b>
2.1 Профили поверхностной плотности семи рассеянных звездных скоплений на основе данных 2MASS . . . . .	74

2.2 Исследования близких рассеянных скоплений по данным Gaia DR2 . . . . .	89
2.3 Исследование рассеянного скопления Ruprecht 147 . . . . .	93
2.4 Структура, кинематика и динамика рассеянного скопления Плеяды . . . . .	99
2.4.1 Формирование выборок и статистические исследования	99
2.4.2 Исследование кинематики скопления Плеяды . . . . .	114
2.5 Рассеянное скопление $\alpha$ Per и звездный поток в его окрестности	115
2.6 Исследование динамики корон рассеянных звездных скоплений	134
2.7 Новый атлас рассеянных звездных скоплений . . . . .	151
2.8 Обсуждение и выводы . . . . .	159
2.9 Положения, выносимые на защиту . . . . .	163
<b>Глава 3. Исследование населения шаровых скоплений</b>	<b>165</b>
3.1 Пространственное распределение звезд разных населений в шаровом скоплении $\omega$ Centauri . . . . .	165
3.2 Анализ населения голубых бродяг в шаровом скоплении Arp 2179	179
3.3 Обсуждение и выводы . . . . .	187
3.4 Положения, выносимые на защиту . . . . .	189
<b>Глава 4. Экстремально молодые звездные скопления в областях звездообразования</b>	<b>191</b>
4.1 Структура звездного скопления NGC 2070 в Большом Магеллановом Облаке . . . . .	192
4.2 Звездные скопления в области звездообразования G174+2.5	209
4.3 Обсуждение и выводы . . . . .	214
4.4 Положения, выносимые на защиту . . . . .	216
<b>Глава 5. Функции светимости, функции масс и оценки массы рассеянных звездных скоплений</b>	<b>218</b>

5.1	Функции светимости рассеянных звездных скоплений . . . . .	220
5.2	Функции масс рассеянных звездных скоплений . . . . .	229
5.3	Рассеянное скопление NGC 4337, сравнение динамических и фотометрических оценок массы . . . . .	237
5.4	Влияние неразрешенных двойных и кратных систем на оцен- ки массы звездных скоплений . . . . .	249
5.5	Обсуждение и выводы . . . . .	274
5.6	Положения, выносимые на защиту . . . . .	276
<b>Заключение</b>		<b>277</b>
<b>Литература</b>		<b>282</b>

## Введение

Звездные скопления — это гравитационно-связанные группы звезд, имеющих общее происхождение, входящие в состав галактик и выделяющиеся на окружающем их звездном фоне как области повышенной звездной плотности. Звездные скопления содержат от нескольких десятков до нескольких миллионов звезд. С одной стороны, скопления надо отличать от кратных звездных систем (отличительным признаком которых является строгая иерархическая структура), а с другой — от карликовых галактик. Кроме этого, скопления надо отличать от звездных ассоциаций и звездных потоков.

Относительно недавно звездные скопления делили исключительно на шаровые скопления и рассеянные скопления [1]. Шаровые звездные скопления являются типичными объектами гало Галактики. Это очень старые скопления, их возраст ненамного отличается от возраста Вселенной. При этом, шаровые скопления (ШС) очень населенные, типичное количество звезд в них —  $10^5$ . В нашей Галактике известно 157 шаровых скоплений ([2], 2010 edition), и это не менее 80% от их полного числа. Рассеянные звездные скопления (РЗС) принадлежат к диску нашей Галактики, они гораздо моложе шаровых скоплений, их возраст не превышает нескольких миллиардов лет (подавляющее большинство намного моложе). Количество звезд в самых богатых из них не превышает нескольких десятков тысяч. На сегодня известно порядка 3000 рассеянных скоплений ([3]; [4], 2014 edition), и это не более чем 20% от их общего числа. Причина в том, что рассеянные скопления находятся в диске Галактики, в котором много облаков газа и пыли, поглощающих видимое излучение. Поэтому в видимом диапазоне нам доступна для наблюдений только относительно небольшая часть диска

вокруг Солнца. Рост количества известных РЗС в последние годы связан исключительно со значительным прогрессом в инфракрасных наблюдениях.

Изучение звездных скоплений имеет большое значение для астрономии в целом и для астрофизики в частности.

1. В настоящее время звезды образуются в газо-пылевых областях в диске Галактики. При этом, в подавляющем большинстве, звезды рождаются группами. В результате этого процесса образуется либо гравитационно-связанное скопление, либо несвязанная ассоциация [5]. Поэтому изучение скоплений, особенно молодых, дает ключ к пониманию процессов звездообразования.

2. Исследование рассеянных звездных скоплений позволило открыть межзвездное поглощение света. В 1930 году Роберт Трюмплер [6] обнаружил, что линейные диаметры скоплений зависят от расстояния — чем дальше скопление от Солнца, тем больше, в среднем, его линейный диаметр. Он сделал вывод, что существует межзвездное поглощение, что оно не учитывалось при определении расстояний, и это привело к существованию такой зависимости.

3. Изучение звездных скоплений сыграло очень важную роль в понимании эволюции звезд. Диаграмма «звездная величина–показатель цвета» звездного скопления представляет собой изохрону, то есть линию, вдоль которой на диаграмме расположены звезды одного возраста. Различия диаграмм для разных скоплений, в первую очередь, объясняются различиями в возрастах этих скоплений. Поэтому диаграммы «звездная величина–показатель цвета» стали основным «пробным камнем» для теории звездной эволюции [7]. И на сегодня эта роль скоплениями не утрачена.

4. Звездные скопления являются одним из основных средств для измерения расстояний в нашей Галактике и в ее ближайших окрестностях [1]. Именно по расстояниям до рассеянных скоплений были уточнены коэффи-

циенты зависимости «период-светимость» для цефеид, которая, в свою очередь, дала возможность определять расстояния до относительно близких галактик.

5. Звездные скопления дают нам информацию о строении нашей Галактики. Шаровые скопления показывают структуру гало, показывают направление на центр Галактики. Рассеянные скопления, в первую очередь молодые, показывают положение спиральных рукавов Галактики в ближайших окрестностях Солнца [8]. По РЗС определяют параметры вращения диска Галактики [9]. Звездные скопления дают нам информацию об истории формирования Галактики, так как возраст скоплений определяется достаточно надежно. Скопления несут в себе также информацию по истории обогащения Галактики тяжелыми элементами [10].

6. Звездные скопления содержат уникальные астрофизические объекты («голубые бродяги» [11], миллисекундные пульсары [12], катализмические переменные звезды [13], мало-массивные рентгеновские двойные системы [14]). Звездные скопления позволяют исследовать гравитационное взаимодействие многих тел на самых разных масштабах [15, 16]. Таким образом, звездные скопления представляют собой уникальные лаборатории по изучению астрофизики, звездной динамики и фундаментальной физики.

За последние 30 лет в исследовании звездных скоплений было получено очень много нового, что значительно расширило и изменило наши представления как о самих скоплениях, так и о нашей Галактике, и о ближайших галактиках [17].

Очень населенные молодые скопления с массами, как у шаровых скоплений, и возрастами, как у рассеянных скоплений были обнаружены вначале в Магеллановых Облаках (ближайших спутниках нашей Галактики). Среди скоплений Магеллановых Облаков особо выделяется скопление NGC 2070, ионизующее туманность Тарантул, центр самой крупной и активной

области звездообразования в Местной группе галактик [18]. Примечательно, что природу центрального объекта в скоплении NGC 2070, R136a, удалось объяснить только тогда, когда его удалось разрешить на отдельные звезды. Оказалось, что это ядро звездного скопления, содержащее большое количество звезд спектрального класса O и звезд типа WR [19].

Благодаря значительному развитию техники наблюдений в инфракрасном диапазоне (ИК), такие скопления открыты сейчас и в нашей Галактике [20]. В первую очередь, это скопления в окрестности центра Галактики — скопление Центральное (Nuclear Star Cluster), в самом центре которого находится сверхмассивная черная дыра (смотри, например, [21]), и скопления Quintuplet (смотри, например, [22]) и Arches (смотри, например, [23]). Центральное скопление, безусловно, является самым массивным звездным скоплением нашей Галактики и обладает исключительными свойствами. Масса скопления Arches оценивается в  $2 \cdot 10^4 M_{\odot}$ , масса скопления Quintuplet  $\sim 10^4 M_{\odot}$  [23]. Очень вероятно, что эти оценки могут быть пересмотрены в большую сторону после получения надежных данных о межзвездном поглощении в направлении этих скоплений, о функции масс этих скоплений и о дисперсии скоростей звезд в них. Скопление Arches является наиболее компактным из всех известных скоплений нашей Галактики, оно содержит около сотни массивных молодых звезд в сфере диаметром  $\sim 0.3$  пк.

Звездные скопления Westerlund 1 (Wd1) и Westerlund 2 (Wd2) были открыты еще в 1961 году, но изучить их звездный состав удалось только недавно с помощью наблюдений в инфракрасном диапазоне. Было обнаружено, что скопление Wd1 содержит более 70 сверхгигантов спектральных классов от O до M [24, 25]. Прямая экстраполяция количества обнаруженных массивных звезд дает массу скопления  $M_{cl} \sim 10^5 M_{\odot}$  для стандартной начальной функции масс (НФМ). Прямые звездные подсчеты в инфракрасном диапазоне дают нижний предел массы  $5 \cdot 10^4 M_{\odot}$  [26]. Предполагается,

что это скопление образовалось в едином акте звездообразования, продолжавшемся менее 0.4 миллиона лет [27].

Многие скопления попали в список массивных скоплений за последнее десятилетие. Часть из них уже были известны, но их массы были пересмотрены в большую сторону. Например, Trumpler 14 с массой  $M_{cl} \sim 10^4 M_{\odot}$  [28], или NGC 3603, для которого в [29] было получено значение массы в интервале  $M_{cl} = (1 - 1.6) \cdot 10^4 M_{\odot}$ . Эти оценки массы сильно зависят от принятого расстояния до скопления и, следовательно, от закона поглощения. Эта проблема стоит особенно остро для скоплений вблизи центра Галактики, испытывающих очень сильное и переменное поглощение, причем закон поглощения сильно отличается от среднего по Галактике [30]. Например, масса скопления Arches является предметом жаркой дискуссии. Но даже и гораздо менее «покрасневшие» скопления подвержены подобным неопределенностям. Экстремальный случай — это Wd2, для которого оценка расстояния колеблется от  $\sim 3$  до  $\sim 8$  кпк [31], из-за очень разных оценок закона поглощения.

Современные наблюдения в ближнем и среднем инфракрасном диапазонах, в рентгеновском диапазоне показывают очень богатую и сложную картину областей образования массивных звезд в диске Галактики. Типичная конфигурация может быть проиллюстрирована областью звездообразования G305. Массивные звезды в двух умеренно-массивных молодых звездных скоплениях Danks 1 и Danks 2 раздувают своим звездным ветром гигантский пузырь, внешний край которого изобилует участками звездообразования, где погруженные маломассивные протоскопления образуются прямо сейчас. Рассеянное население протозвезд разбросано по всей области [32]. Результатом такого процесса является классическая ОВ ассоциация с массивными центральными скоплениями, как Per OB1 или Cas OB8.

Серьезный кандидат на самую массивную область звездообразования

в Галактике — это комплекс W43 [33, 34], расположенный близко к точке, где бар Галактики соединяется со спиральным рукавом Щита — Южного Креста. Интенсивность звездообразования в этой области, вероятно, связана с этим местоположением, поскольку имеются указания на втекающие потоки газа в направлении самых плотных областей [35]. Недалеко от W43 и примерно на том же расстоянии от Солнца были обнаружены несколько скоплений, богатых красными сверхгигантами [36, 37]. Это скопления RSGC 1, 2, 3 и 4 (RSGC = Red Super Giant Cluster), они имеют возрасты в диапазоне 10–20 миллионов лет и оценки массы в интервале  $M_{cl} = (2–5) \cdot 10^4 M_\odot$ . По крайней мере две больших ассоциации с массами  $> 10^5 M_\odot$  были обнаружены вокруг этих скоплений [38, 39]. Присутствие такого большого количества экстремальных примеров современного или недавнего звездообразования в пределах такого маленького участка галактической плоскости ( $\sim 6$  градусов) свидетельствует о том, что эта область очень особенная. Доказательством такой интерпретации могло бы служить обнаружение подобного большого комплекса на противоположном конце бара, в области галактической долготы 345 градусов. В настоящее время проводятся интенсивные наблюдения в том направлении, в частности, с помощью Gran Telescopio Canarias.

В последние двадцать лет возобновился интерес к ШС Галактики, оказалось, что они являются намного более сложными и интригующими объектами, чем считались в прошлом. Основная причина заключается в том, что спектроскопические, а позже и фотометрические наблюдения показали, что в шаровых скоплениях имеется несколько населений (или поколений) звезд разного возраста. Недавние обзоры можно найти, например, в [40–42].

Содержание легких элементов в звездах ШС показывает большой разброс от звезды к звезде, с вариациями, характерными для большинства звезд поля Галактики; эти вариации анти-коррелированы (С и N, O и

Na, Mg и Al, соответственно, ослаблены и усилены). Эти, так называемые, «аномалии» по легким элементам были обнаружены, первоначально, только в звездах гигантах. После первых пионерских работ, анти-корреляции по легким элементам были, как и ожидалось, обнаружены и среди звезд главной последовательности.

В ряде ШС были обнаружены различия в содержании железа и других тяжелых элементов, в том числе элементов, образующихся путем захвата нейтронов. Это скопления  $\omega$  Cen, M54, NGC 1851, NGC 2808, M22 и другие. Различные населения в  $\omega$  Сен и других скоплениях видны как разделяющиеся последовательности на диаграмме «звездная величина–показатель цвета». Это открытие стало возможным благодаря тому, что были получены точные данные фотометрии для нескольких десятков тысяч звезд в скоплениях. Особенно хорошо видно такое разделение на диаграммах, полученных по наблюдениям на телескопе Хаббла в ультрафиолетовом диапазоне. Кроме того, было показано, что звезды разных населений в  $\omega$  Сен различаются и по пространственному распределению в скоплении [43].

Такие различия в химсоставе означают, что звезды разных населений образовывались последовательно, причем каждое последующее поколение образовывалось из межзвездного газа, обогащенного тяжелыми элементами из звезд предыдущего поколения. Это очень трудно объяснить, поскольку уже массивные звезды первого поколения, вспыхнувшие как сверхновые, должны были выдуть весь оставшийся газ из скопления, так как его масса недостаточна, чтобы удержать газ гравитационным полем. При этом никакого второго поколения звезд образоваться не могло (уже не говоря о третьем). Единственное объяснение - скопление изначально имело гораздо большую массу, чтобы удерживать газ. В настоящее время предполагается, что  $\omega$  Cen и M54 — это остатки ядер карликовых галактик, поглощенных Млечным Путем на начальной стадии формирования [44, 45]. Остальные скопления из этой группы также могут быть конечным продуктом образо-

вания скопления в среде карликовой галактики [46]. Проблема построения согласованной модели образования ШС с несколькими населениями звезд разного возраста в настоящее время далека от своего разрешения.

Предпринимались также попытки обнаружить по спектроскопическим признакам звезды, ушедшие из ШС. Необходимо отметить ряд работ, в которых были обнаружены приливные хвосты или потоки, связанные с породившими их ШС в результате ухода звезд из скопления (например, NGC 288 [47], Pal 14 [48], Pal 5 [49]).

В последние годы открылось новое направление исследований — изучение центральных (ядерных) скоплений галактик. Основное внимание, конечно уделяется Центральному скоплению нашей Галактики [21] и ближайших галактик. К числу основных особенностей этих скоплений относится то, что они включают населения звезд с очень большим разбросом возрастов. Это наиболее плотные звездные скопления во Вселенной, в их центрах плотность достигает  $10^7 \text{ пк}^{-3}$ . С точки зрения динамики это тоже уникальные скопления, так как они, как правило, включают в себя сверхмассивную черную дыру. Существует два сценария формирования центральных скоплений галактик. Первый заключается в том, что звезды таких скоплений формируются на месте в центре галактики из вещества молекулярных облаков, падающих на центр. Второй сценарий заключается в том, что центральные скопления формируются из звездных скоплений, падающих на центр галактики в результате динамического трения. Не исключено, что могут работать оба этих сценария [50].

Значительное внимание в последние годы уделяется изучению систем звездных скоплений (в первую очередь, шаровых скоплений) других галактик [51]. Эти исследования должны помочь пониманию процесса формирования шаровых скоплений [52]. Одно из наиболее интересных открытий в этой области - это открытие «темных» скоплений, с большим отношением масса/светимость [53]. Одно из предположений заключается в том,

что это скопления с аномально большим числом объектов — продуктов звездной эволюции (нейтронных звезд и черных дыр звездной массы). Не исключается также, что такие скопления могут содержать черные дыры промежуточной массы.

Благодаря обзорам неба, проведенным в инфракрасном диапазоне (2MASS [54], UKIDSS GPS [55], VVV-VISTA [56], WISE [57], GLIMPSE [58] и др.), появилась возможность изучать области с очень большим поглощением, в том числе и области звездообразования. Эти обзоры дали начало новой волне интереса к открытию новых и исследованию уже известных рассеянных скоплений. Величайшее внимание было вызвано обзором 2MASS, который предоставил данные фотометрии в трех полосах ближнего ИК диапазона. Поиски скоплений проводились или визуально, по изображениям, записанным в какой-нибудь полосе, или по Каталогу Точечных Источников с использованием автоматических процедур (см., например, [59–61]). В результате было обнаружено около 2000 кандидатов, видимых только в инфракрасном диапазоне. Еще одна тысяча кандидатов в скопления была открыта в других обзорах: DENIS [62], GLIMPSE (см., например, [63]), UKIDSS GPS [64], VVV (см., например, [65]), WISE [66].

Многие из этих скоплений — это маломассивные звездные группы, все еще погруженные в свои родительские облака и находящиеся на самой ранней стадии эволюции. В связи с этим появился новый термин — «погруженные скопления» ('embedded clusters'). Другие — это более массивные молодые скопления с массивными звездами. Наконец, значительное число — это просто старые рассеянные скопления, скрытые сильным межзвездным поглощением. Решить, к какому типу относится скопление, часто не так легко без более детального исследования.

Так как 2MASS является однородным каталогом всего неба, было сделано много попыток получить однородный список точных физических параметров РЗС из данных фотометрии этого каталога. Однако, сравнение

параметров, полученных в этих исследованиях, по отношению к самому большому каталогу Н.В.Харченко с соавторами [3], дает средние стандартные отклонения для расстояния, возраста и покраснения, равные соответственно 1.2 кпк, 0.5 порядка и 0.27 звездной величины [67], что совершенно недостаточно для всеобъемлющего исследования структуры Галактического диска.

Исследование погруженных скоплений дает богатейшую информацию для теории звездообразования (см., например, [68, 69]).

Приведем краткий (и неполный) перечень наблюдательных программ, нацеленных на исследование РЗС. Во-первых, необходимо отметить обзор MASGOMAS – MAssive Stars in Galactic Obscured MASSive Clusters [70]. Современные спектроскопические обзоры Галактики высокого разрешения включают РЗС в числе своих целей: это APOGEE – Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment, GES – обзор GAIA-ESO [71], GALAH – GALactic Archaeology with HERMES’ [72]. Эти обзоры предоставляют точные лучевые скорости и детальный химический состав. Обзор IN-SYNC – INfrared Survey of Young Nebulous Clusters [73] использует спектрограф APOGEE для получения спектров высокого разрешения в ближнем ИК и для изучения динамики и истории звездообразования молодых скоплений. Некоторые проекты нацелены специально на исследования РЗС и получение их точных и однородных физических параметров: BOCCE – Bologna Open Clusters Chemical Evolution [74], OCCASO – Open Clusters Chemical Abundances from Spanish Observatories [75], SOS – Sejong Open Cluster Survey [76], OPD – фотометрический обзор южных РЗС в полосах UBVRI [77], который является дополнительным к UBVRI обзору OAN-SPM 406 северных скоплений. Длящийся более 20 лет, проект WOCS – WIYN (Wisconsin, Illinois, Yale, National Astronomical Observatory) Open Cluster Study [78] нацелен на всесторонние фотометрические, астрометрические и спектроскопические исследования выбранных

РЗС.

Активность исследования звездных скоплений Галактики, особенно рассеянных скоплений, в самые последние годы значительно выросла благодаря успешной работе космической миссии Gaia [79]. В 2018 году появился каталог Gaia DR2 [80], содержащий высокоточные координаты, тригонометрические параллаксы, собственные движения и результаты фотометрии для примерно 1.3 миллиарда звезд. В 2021 году появился каталог Gaia EDR3 [81], содержащий астрометрические и фотометрические данные для 1.8 миллиарда звезд. Эти данные позволяют исследовать трехмерную структуру и, ограниченно (из-за недостатка данных о лучевых скоростях), трехмерное поле скоростей в ближайших рассеянных скоплениях, до расстояний примерно 200 пк (смотри ниже). В первую очередь, внимание исследователей было обращено на скопление Гиады. Для него был получен список вероятных членов [82] и были обнаружены приливные хвосты [83]. Затем, были получены списки вероятных членов для скоплений Плеяды, Ясли и Альфа Персея [84]. Для остальных скоплений возможен отбор звезд вероятных членов скоплений по тригонометрическим параллаксам, собственным движениям и по положению звезд на диаграмме «звездная величина–показатель цвета», что позволяет решать большой круг задач. Так, в работе [85] были получены списки вероятных членов и фундаментальные параметры для 1229 рассеянных скоплений.

Еще одно направление исследований с использованием каталогов Gaia — это выделение движущихся скоплений и других гравитационно-несвязанных структур, которые могут иметь общее происхождение с областями звездообразования или известными рассеянными скоплениями. Так, в работе Жерабковой с соавторами [86] было обнаружена реликтовая волокно-подобная структура из звезд в области звездообразования в Орионе, связанная по мнению авторов с первым этапом звездообразования в этой области. Звездное волокно было также обнаружено в области Vela

OB2 [87]. Это волокно включает в себя рассеянные скопления NGC 2547, NGC 2451B, Collinder 132 и несколько вновь открытых скоплений.

Важное направление исследования скоплений — это поиск и исследование так называемых «приливных хвостов». Приливные хвосты формируются звездами, покинувшими скопление в результате его динамической эволюции. Эти звезды располагаются вдоль Галактической орбиты скопления и за время порядка нескольких миллиардов лет заполняют тор вокруг орбиты скопления в Галактике [88]. Исследование приливных хвостов играет важную роль для изучения разрушения скоплений, для понимания структуры Галактического диска, в значительной степени формирующегося из разрушенных звездных скоплений, OB ассоциаций и аккреционированных карликовых спутников Галактики [88].

В данной диссертационной работе соискателем был поставлен ряд целей, достижение которых позволило углубить понимание структуры звездных скоплений, их динамической эволюции и звездного состава. Также, целями работы было определить фундаментальные характеристики для ряда малоизученных рассеянных звездных скоплений и исследовать их структуру, исследовать свойства Галактического диска по данным фотометрии в полях специально отобранных РЗС, выяснить особенности формирования звездных скоплений на примере области звездообразования G174+2.5.

## **Структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Число страниц в диссертации 318, рисунков 81, таблиц 23. Список литературы содержит 299 наименований.

**Во Введении** представлен краткий обзор современного состояния в исследованиях звездных скоплений. Кроме этого, кратко приведено содержание диссертации, описана актуальность диссертационной работы, ее цели и задачи, новизна полученных результатов, их научная и практическая

значимость. Представлена информация по аprobации результатов, научным публикациям по результатам исследований соискателя и его вкладе.

**Глава 1:** Описана методика построения радиальных профилей плотности звездных скоплений через дифференцирование полинома наилучшего среднеквадратичного приближения для функции  $N(r)$  (числа звезд в пределах круга радиуса  $r$ ). Рассмотрено применение метода Kernel Density Estimator (KDE) для получения распределений поверхностной плотности числа звезд и радиальных профилей поверхностной и пространственной плотности. Представлены результаты проведения звездных подсчетов и фотометрических исследований в областях 25 мало изученных РЗС. Также, представлены результаты исследования структуры Галактического диска на основе фотометрического исследования в полях специально отобранных РЗС.

**Глава 2:** Представлены результаты исследования радиальных профилей плотности нескольких РЗС, подтверждающие наличие протяженных корон скоплений. Рассказывается о создании нового атласа звездных скоплений. Представлены результаты исследования динамики корон численных моделей РЗС, построенных в рамках задачи N тел. Описана методика выделения звезд, формирующих корону. Динамическая эволюция короны скопления иллюстрируется картами поверхностной плотности и радиальными профилями пространственной плотности числа звезд. Обсуждаются причины формирования корон, признаки гравитационной связности звезд короны, темп диссипации звезд из короны. Показаны результаты исследования близких рассеянных скоплений (Плеяды, Альфа Персея, Ruprecht 147) на основе каталога Gaia DR2: внутренняя кинематика звезд в Плеядах (вращение, распределение дисперсии скоростей и компонент скоростей в зависимости от расстояния от центра скопления, динамическая неустойчивость ядра скопления); выделение звездного потока в окрестностях скопления Альфа Персея; приливные хвосты скопления Ruprecht 147.

**Глава 3:** Представлены результаты исследования звездного состава и структуры шаровых скоплений  $\omega$  Cen и Arp 2. Показано, что пространственное распределение звезд разных населений в скоплении  $\omega$  Cen значительно различается; в частности, это выражается в различных параметрах эллиптичности для этих населений. Обсуждается распределение звезд голубых бродяг в шаровом скоплении Arp 2, которое сравнивается с распределением звезд других населений (звезд главной последовательности, красных гигантов и звезд горизонтальной ветви). Высказываются аргументы в пользу того, что голубые бродяги в скоплении Arp 2 сформировались в результате эволюции тесных двойных систем.

**Глава 4:** Представлены результаты исследования экстремально молодых звездных скоплений: молодого населенного скопления NGC 2070 в Большом Магеллановом Облаке и погруженных скоплений в области звездообразования G174+2.5. Демонстрируется сложная структура гало скопления NGC 2070,дается оценка его массы. Обсуждается возможность учета неоднородного межзвездного поглощения при проведении звездных подсчетов в областях звездообразования. Приведены карты поверхностной плотности и списки звездных скоплений в области звездообразования G174+2.5, среди которых есть неизвестное ранее скопление.

**Глава 5:** Приведены результаты построения функций светимости и функций масс нескольких звездных скоплений (Palomar 1, NGC 4337, NGC 4815, Ruprecht 147, Плеяды). Проводится сравнение оценок массы скоплений, полученных динамическими методами (по измеренной дисперсии скоростей) и с помощью звездных подсчетов. Исследуется влияние неразрешенных двойных и кратных систем на оценку массы, получаемую по функции масс, при различных предположениях о доле двойных и кратных систем в скоплении, а также о характере распределения по массе компонент этих систем.

В **Заключении** представлены основные результаты диссертационной

работы, а также намечены направления дальнейшего развития исследований.

### **Цели диссертационной работы**

1. Определить фундаментальные характеристики (возраст, гелиоцентрическое расстояние, избыток цвета) для мало изученных рассеянных звездных скоплений; получить оценки их размеров и количества звезд в них.
2. Получить новые данные о коронах звездных скоплений на основе архивных наблюдательных данных. Определить динамические причины формирования долгоживущих корон рассеянных скоплений и их динамические свойства на основе анализа результатов численных экспериментов в рамках задачи N тел.
3. Выявить различия в пространственном распределении звезд различных населений в шаровом скоплении  $\omega$  Сен.
4. Установить наиболее вероятный механизм формирования звезд голубых бродяг в шаровом скоплении Arp 2.
5. Исследовать возможность изучения крупномасштабной структуры диска Галактики по данным фотометрии в площадках рассеянных звездных скоплений. Получить свидетельства об искривлении и расширении диска Галактики.
6. Определить свойства поля скоростей, получить структурные характеристики и характеристики звездного состава ближайших к Солнцу рассеянных скоплений по данным Gaia DR2.
7. Разработать новый подход к исследованию структуры и населения звездных скоплений на основе метода KDE, в том числе к получе-

нию функции светимости и функции масс звездных скоплений, оценок массы звездных скоплений.

8. Получить поправочные коэффициенты к массе звездного скопления, определенной по его функции светимости, учитывающие наличие в скоплении неразрешенных двойных и кратных систем.
9. Исследовать особенности формирования звездных скоплений в областях звездообразования.

### **Задачи**

1. Получить формулы для построения радиального профиля пространственной плотности числа звезд.
2. Разработать программное обеспечение (ПО) для применения метода KDE с целью построения функций распределения, характеризующих звездное скопление(линейная, поверхностная и пространственная плотность числа звезд; радиальные профили поверхностной и пространственной плотности; функция светимости и функция масс; распределение скоростей; диаграмма Хесса). ПО должно включать в себя расчет доверительного интервала для определяемой функции распределения.
3. Разработать методику и ПО для аппроксимации изолиний поверхностной плотности эллипсами.
4. Проанализировать результаты численных экспериментов в рамках задачи N тел и выработать критерий для выделения корон численных моделей рассеянных скоплений.
5. Получить и проанализировать карты поверхностной плотности, радиальные профили пространственной и поверхностной плотности для

численных моделей рассеянных скоплений, полученных в рамках задачи N тел.

6. Исследовать методы определения вероятности принадлежности звезды к скоплению и их применимость к данным каталога Gaia DR2. Получить выборки звезд вероятных членов для нескольких ближайших к Солнцу РЗС и проанализировать полноту и засоренность этих выборок.
7. Разработать методику и получить формулы для определения масс компонентов неразрешенной двойной системы по ее светимости.

### **Научная новизна**

Впервые проведено подробное исследование 25 мало изученных РЗС. Показано, что 5 из них, скорее всего, не являются звездными скоплениями, а представляют собой группы звезд, случайно оказавшихся рядом в проекции на небесную сферу. Получены свидетельства искривления и расширения диска Галактики на больших расстояниях от Солнца по данным фотометрии в полях рассеянных скоплений.

На основе данных каталога Gaia DR2 проведено исследование близких рассеянных скоплений Плеяды, Альфа Персея и Ruprecht 147, в результате которого были получены новые данные о структуре, кинематике и динамике этих скоплений. В частности, показано, что ядро скопления Плеяды гравитационно неустойчиво и обладает вращением в «прямом» направлении. Выяснена структура звездного потока, связанного со скоплением Альфа Персея; показано, что поток имеет возраст около 5 миллиардов лет, обладает заметным населением белых карликов и расположен в среднем в 90 парсеках дальше скопления. Обнаружены приливные хвосты скоплений Ruprecht 147 и Альфа Персея.

Предложен «метод равномерного фона» для оценки вероятности при-

надлежности группы звезд к скоплению. Получена выборка вероятных членов скопления Плеяды, существенно полная (10% потерянных звезд) и существенно «чистая» (5% звезд поля).

Подтверждено существование протяженных корон рассеянных звездных скоплений. Рассмотрена динамика корон рассеянных звездных скоплений и выяснена причина их формирования: существование периодических орбит звезд с энергиями больше критической и периодами, сравнимыми с временем жизни скоплений, и большого числа близких к таким орбитам обратных незамкнутых траекторий звезд.

Разработан комплексный подход к определению параметров звездных скоплений методом KDE. Отработана методика получения функций блеска (функций светимости) и функций масс звездных скоплений, показаны преимущества метода KDE перед методом гистограмм.

Для рассеянного скопления NGC 4337 проведено сравнение оценок массы по его функции блеска (фотометрическая оценка) и по дисперсии скоростей, полученной по данным о лучевых скоростях звезд вероятных членов скопления (динамическая оценка). Показано, что динамическая оценка в несколько раз больше фотометрической оценки массы. Выдвинуто предположение о том, что значение дисперсии скоростей завышено, и одна из возможных причин — это наличие неразрешенных двойных звезд в выборке.

Исследовано влияние неразрешенных кратных звезд на фотометрическую оценку массы скопления. Получены поправочные коэффициенты к массе скопления, найденной в предположении, что все звезды в скоплении одиночные. С этой целью предложен метод «составления пары с ограничением по светимости» ('luminosity-limited pairing') и доказано, что именно этот метод должен использоваться при уточнении массы скопления за счет наличия неразрешенных кратных звезд.

Впервые показано существование значимых различий в простран-

ственном распределении звезд разных населений в шаровом скоплении  $\omega$  Cen.

Получены аргументы в пользу того, что голубые бродяги в шаровом скоплении Arp 2 образовались в результате переноса вещества между компонентами первичных тесных двойных систем в скоплении.

Впервые обнаружена и исследована сложная структура гало звездного скопления NGC 2070 в Большом Магеллановом облаке.

Обнаружено новое, не известное ранее звездное скопление S232IR в области звездообразования G174+2.5.

Полученные в диссертации результаты важны для понимания процессов, происходящих в звездных скоплениях, а также для понимания «экологии» подсистемы рассеянных звездных скоплений в диске Галактики. Основные результаты используются для сравнения теоретических исследований динамики звездных скоплений с полученными наблюдательными данными.

### **Научная и практическая значимость**

За последние 20 лет, благодаря развитию техники инфракрасных наблюдений и появлению больших фотометрических и спектроскопических обзоров, представления о звездных скоплениях существенным образом изменились. В Галактике были обнаружены молодые населенные скопления. Оказалось, что шаровые скопления содержат несколько населений звезд разного химсостава и возраста. Значительно увеличилось количество известных рассеянных скоплений. Были открыты «погруженные» скопления — скопления на самой ранней стадии формирования. Открыты и активно изучаются «центральные» («ядерные») звездные скопления в ядрах галактик. Интерес к звездным скоплениям особенно усилился в связи с успешной работой космической миссии Gaia, что привело к значительному увеличению числа публикаций по этой тематике.

Изучение звездных скоплений имеет большое значение для астрономии в целом и для астрофизики в частности. Изучение «погруженных» скоплений дает ключ к пониманию процессов звездообразования. Диаграммы «звездная величина–показатель цвета» скоплений являются основным «пробным камнем» для теории звездной эволюции. Изучение скоплений дает возможность делать выводы о структуре и кинематике Галактики, ее динамической и химической эволюции. Звездные скопления содержат уникальные астрофизические объекты («голубые бродяги», миллисекундные пульсары, катализмические переменные звезды). Звездные скопления позволяют исследовать гравитационное взаимодействие многих тел на самых разных масштабах. Таким образом, звездные скопления представляют собой уникальные лаборатории по изучению астрофизики, звездной динамики и фундаментальной физики.

Представленная работа включает в себя исследования по многим из перечисленных выше направлений. Разработанные автором методы, программное обеспечение могут применяться другими исследователями в этой области звездной астрономии. Полученные результаты (выборки звезд, списки скоплений и их характеристики) способны стать отправной точкой для новых исследований. Выводы о существовании протяженных корон рассеянных скоплений и о причинах их формирования могут использоваться для дальнейшего развития теоретических представлений о динамике звездных скоплений.

## **Методология и методы исследования**

Задачи диссертации решались при помощи анализа архивных наблюдательных данных (обзор неба в инфракрасном диапазоне 2MASS, каталог Gaia DR2), а также оригинальных наблюдательных данных по фотометрии и спектроскопии в полях звездных скоплений, полученных соавторами соискателя. Данные загружались из соответствующих каталогов и анализи-

ровались при помощи авторского программного обеспечения, написанного на языке программирования FORTRAN, а также различных специализированных пакетов программ (например, Aladin, TopCat и других). Для получения и анализа функций распределения, характеризующих скопление, соискатель широко использует метод Kernel Density Estimator (KDE).

## **Достоверность представленных результатов**

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов исследования структуры, звездного состава и динамики звездных скоплений подтверждается сравнением с теоретическими и наблюдательными данными других авторов и обсуждением полученных результатов на конференциях и семинарах. Результаты опубликованы в ведущих мировых рецензируемых журналах.

## **Личный вклад соискателя**

Соискатель в равной степени с другими соавторами участвовал в постановке задач. Им разработано оригинальное программное обеспечение для анализа наблюдательных данных, проведено необходимое тестирование. Соискателем выполнены расчеты, проанализированы полученные результаты, сформулированы выводы. В необходимых случаях, вклад соискателя конкретизируется при описании отдельных полученных результатов.

В частности, соискателем:

1. Показано, что большие полуоси эллипсов, аппроксимирующих изолинии поверхностной плотности распределения звезд разных населений в скоплении  $\omega$  Сен, ортогональны в центральной части скопления.
2. Обнаружена более сильная концентрация звезд населения богатого металлами к центру скопления  $\omega$  Сен по сравнению с малометаллическими звездами.

3. Исследована эволюция распределения звездной плотности в численных моделях корон рассеянных звездных скоплений; с этой целью были получены формулы для построения радиального профиля пространственной плотности методом KDE.
4. Разработана новая методика для оценки радиуса скопления по радиальному профилю плотности, позволяющая минимизировать субъективный фактор и обеспечивающая более высокую точность, чем другие методики.
5. Разработана методика для определения центра скопления с помощью линейной плотности, полученной методом KDE. При этом показано, что центр скопления в значительной степени условное понятие и что положение центра различается для звезд разных населений, разной звездной величины.
6. Разработан метод оценки вероятности принадлежности группы звезд к скоплению («метод равномерного фона»).
7. Разработан метод определения массы компонент неразрешенной двойной системы по ее светимости (метод «составления пары с ограничением по светимости»; ‘luminosity-limited pairing’).
8. Разработан комплексный подход к определению параметров звездных скоплений методом KDE.

### **Положения, выносимые на защиту по результатам диссертационной работы**

- Впервые проведено детальное исследование 25 мало изученных рассеянных скоплений. Получены их структурные и фотометрические характеристики (радиусы, гелиоцентрические расстояния, избытки цвета, возрасты).

- Показано, что крупномасштабную структуру диска Галактики можно изучать по данным фотометрии в полях рассеянных звездных скоплений. Исследовано искривление и расширение диска Галактики в направлении третьего галактического квадранта.
- Подтверждено существование протяженных корон рассеянных звездных скоплений. Исследована эволюция распределения звездной плотности в численных моделях корон рассеянных звездных скоплений; с этой целью были получены формулы для построения радиально-го профиля пространственной плотности методом KDE. Исследова-на динамика корон численных моделей скоплений, выяснена причина формирования корон скоплений: существование периодических орбит звезд с энергиями больше критической и периодами, сравнимыми с временем жизни скоплений, и большого числа близких к таким ор-битам обратных незамкнутых траекторий звезд.
- Показано, что функцией Кинга нельзя описывать распределение по-верхностной плотности звезд во внешних областях рассеянных звезд-ных скоплений. Необходимо использовать комбинированную функ-цию, состоящую из функции Кинга для области ядра скопления и функции плотности пространственно-однородной короны.
- Создан новый Атлас звездных скоплений Галактики на основе дан-ных о положениях и размерах 3291 скопления. Онлайн-версия атласа предназначена для отождествления скоплений в площадках произ-вольного размера.
- Обнаружены приливные хвосты Rup 147 и Альфа Персея, полу-чена выборка вероятных членов скопления Плеяды и исследована его кинематика и динамика, определены структура и возраст звездно-го потока в окрестности скопления Альфа Персея. Предложен метод

оценки вероятности принадлежности группы звезд к скоплению («метод равномерного фона»).

- Выявлены различия в распределении звезд разных населений в шаровом скоплении Омега Центавра (ортогональность больших полуосей эллипсов, аппроксимирующих изолинии поверхностной плотности, и более сильная концентрация звезд населения богатого металлами к центру скопления), свидетельствующие о том, что это скопление было ядерным скоплением карликовой галактики, аккрецированной Млечным Путем. Показано, что наиболее вероятным механизмом образования голубых бродяг в шаровом скоплении Arp 2 является эволюция первичных двойных систем.
- Обнаружено, что гало экстремально молодого звездного скопления NGC 2070 в Большом Магеллановом Облаке состоит из большого числа подгрупп, совпадающих с волокнами туманности Тарантул и имеющих форму дуг или оболочек. Исследовано распределение погруженных скоплений в области звездообразования G174+2.5, обнаружено неизвестное ранее скопление S232IR, расположенное на западной стороне области ионизованного водорода Sh2-232.
- Показано, что из-за наличия неразрешенных двойных и кратных систем в звездном скоплении оценка его массы, получаемая по функции светимости, будет занижена. Предложен метод «составления пары с ограничением по светимости» для определения масс компонент неразрешенной кратной системы. Получены поправочные коэффициенты к оценке массы скопления в зависимости от доли неразрешенных двойных и кратных звезд и вида распределения отношения масс их компонент.

## **Апробация**

Основные результаты опубликованы в рецензируемых журналах и представлены как на российских, так и на зарубежных конференциях и семинарах.

**Основные результаты диссертации представлены в устных и стендо-вых докладах на следующих мероприятиях:**

1. Всероссийская конференция по звездной динамике и небесной механике, Косалма, Карелия, Россия, 15–18 июня 1993 г.
2. 24-я студенческая научная конференция “Физика Космоса”, г. Екатеринбург, Россия, 30 января – 03 февраля 1995 г.
3. Международная конференция “Structure and Evolution of Stellar Systems”, г. Петрозаводск, Карелия, Россия, 13–17 августа 1995 г.
4. JENAM-2000, 9-th European and 5-th Euro-Asian Astronomical Society Conference, г. Москва, Россия, 29 мая – 3 июня 2000 г.
5. 30-я студенческая научная конференция “Физика Космоса”, г. Екатеринбург, Россия, 29 января – 02 февраля 2001 г.
6. Международная конференция “New horizons in globular cluster astronomy”, г. Падуя, Италия, 24–28 июня 2002 г.
7. 39-я студенческая научная конференция “Физика Космоса”, г. Екатеринбург, Россия, 01–05 февраля 2010 г.
8. 40-я студенческая научная конференция “Физика Космоса”, г. Екатеринбург, Россия, 31 января – 04 февраля 2011 г.
9. 41-я студенческая научная конференция “Физика Космоса”, г. Екатеринбург, Россия, 30 января – 03 февраля 2012 г.

10. Всероссийская конференция “Современная звездная астрономия 2013”, г. Санкт-Петербург, Россия, 10–12 июня 2013 г.
11. 44-я студенческая научная конференция “Физика Космоса”, г. Екатеринбург, Россия, 02–06 февраля 2015 г.
12. 45-я студенческая научная конференция “Физика Космоса”, г. Екатеринбург, Россия, 01–05 февраля 2016 г.
13. Международная конференция “COSMIC-LAB: Star Clusters as Cosmic Laboratories for Astrophysics, Dynamics and Fundamental Physics” (MODEST 16), г. Болонья, Италия, 18–22 апреля 2016 г.
14. Всероссийская конференция “Современная звездная астрономия 2016”, г. Кисловодск, Россия, 08–10 июня 2016 г.
15. Международная конференция “Stellar aggregates over mass and spatial scales”, г. Бад-Хоннеф, Германия, 05–09 декабря 2016 г.
16. 46-я студенческая научная конференция “Физика Космоса”, г. Екатеринбург, Россия, 30 января – 03 февраля 2017 г.
17. Всероссийская конференция “Современная звездная астрономия 2017”, г. Екатеринбург, Россия, 14–16 июня 2017 г.
18. Международная конференция MODEST 17 “Under Prague’s Starry Skies”, г. Прага, Чешская республика, 18–22 сентября 2017 г.
19. 47-я студенческая научная конференция “Физика Космоса”, г. Екатеринбург, Россия, 29 января – 02 февраля 2018 г.
20. Совещание международной рабочей группы “Open cluster study with Gaia data”, г. Брно, Чешская республика, 08–10 июня 2018 г.
21. Всероссийская конференция “Современная звездная астрономия 2018”, г. Москва, Россия, 22–26 октября 2018 г.

22. 48-я студенческая научная конференция “Физика Космоса”, г. Екатеринбург, Россия, 28 января – 01 февраля 2019 г.
23. IAU Symposium No. 351, MODEST 19 “Star Clusters: From the Milky Way to the Early Universe”, г. Болонья, Италия, 27–31 мая 2019 г.
24. Всероссийская конференция “Современная звездная астрономия 2019”, п. Нижний Архыз, Россия, 07–11 октября 2019 г.
25. 49-я студенческая научная конференция “Физика Космоса”, г. Екатеринбург, Россия, 27–31 января 2020 г.
26. Всероссийская с международным участием научная конференция студентов и молодых ученых «Астрономия и исследование космического пространства», г. Екатеринбург, Россия, 1–5 февраля 2021 г.

### **Публикации по теме диссертации**

#### **Статьи в журналах, рекомендованных ВАК:**

1. Seleznev A. F. Stellar surface density distributions in ten open clusters // Astronomical and Astrophysical Transactions. — 1994. — Vol. 4, Is. 3. — P. 167-177.
2. Danilov V. M., Seleznev A. F. The catalogue of structural and dynamical characteristics of 103 open star clusters and the first results of its investigation // Astronomical and Astrophysical Transactions. — 1994. — Vol. 6, Is. 2. — P. 85-156.
3. Селезнев А. Ф. Структура гало звездного скопления NGC 2070 // Письма в Астрономический журнал. — 1995. — Т. 21, № 10. — С. 743-749.
4. Селезнев А. Ф. Звездные подсчеты в скоплении NGC 2070 // Астрономический журнал. — 1997. — Т. 74, № 6. — С. 837-844.

5. Селезнев А. Ф. О методике оценивания функции масс и функции светимости звездного скопления // Астрономический журнал. — 1998. — Т. 75, № 2. — С. 180-187.
6. Селезнев А. Ф., Карраро Д., Пиотто Дж., Розенберг А. Функция светимости скопления Palomar 1 – испытание новой методики // Астрономический журнал. — 2000. — Т. 77, № 1. — С. 15-20.
7. Prisinzano L., Carraro G., Piotto G., Seleznev A. F., Stetson P. B., Saviane I. Luminosity and mass function of galactic open clusters I. NGC 4815 // Astronomy and Astrophysics — 2001. — Vol. 369, Is. 3. — P. 851-861.
8. Pancino E., Seleznev A. F., Ferraro F. R., Bellazzini M., Piotto G. The multiple stellar population in  $\omega$  Centauri: spatial distribution and structural properties // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2003. — Vol. 345, Is. 2. — P. 683-690.
9. Kirsanova M. S., Sobolev A. M., Thomasson M., Wiebe D. S., Johansson L. E. B., Seleznev A. F. Star formation around the HII region Sh2-235 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2008. — Vol. 388, Is. 2. — P. 729-736.
10. Seleznev A. F., Carraro G., Costa E., Loktin A. V. Homogeneous photometry and star counts in the field of 9 Galactic star clusters // New Astronomy — 2010. — Vol. 15, Is. 1. — P. 61-75.
11. Carraro G., Seleznev A. F. An analysis of the blue straggler population in the Sgr dSph globular cluster Arp 2 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2011. — Vol. 412, Is. 2. — P. 1361-1366.
12. Carraro G., Seleznev A. F. UBVI CCD photometry and star counts in nine inner disc Galactic star clusters // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2012. — Vol. 419, Is. 4. — P. 3608-3623.

13. Данилов В. М., Путков С. И., Селезнев А. Ф. Динамика корон рассеянных звездных скоплений // Астрономический журнал. — 2014. — Т. 91, № 12. — С. 1019-1035.
14. Carraro G., Seleznev A. F., Baume G., Turner D. G. The complex stellar populations in the background of open clusters in the third Galactic quadrant // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2016. — Vol. 455, Is. 4. — P. 4031-4045.
15. Seleznev A. F. Open-cluster density profiles derived using a kernel estimator // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2016. — Vol. 456, Is. 4. — P. 3757-3773.
16. Seleznev A. F. Kernel density estimation in the study of star clusters // Baltic Astronomy — 2016. — Vol. 25, Is. 3. — P. 267-274.
17. Seleznev A. F., Carraro G., Capuzzo Dolcetta R., Monaco L., Baume G. On the mass of the Galactic star cluster NGC 4337 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2017. — Vol. 467, Is. 3. — P. 2517-2528.
18. Carraro G., Baume G., Seleznev A. F., Costa E. On the assessment of the nature of open star clusters and the determination of their basic parameters with limited data // Astrophysics and Space Science — 2017. — Vol. 362 , article id. 128.
19. Seleznev A. F., Avvakumova E., Kulesh M., Filina J., Tsaregorodtseva P., Kvashnina A. New atlas of open star clusters // Open Astronomy — 2017. — Vol. 26, Is. 1. — P. 80-87.
20. Yeh F. C., Carraro G., Montalto M., Seleznev A. F. Ruprecht 147: A Paradigm of Dissolving Star Cluster // The Astronomical Journal — 2019. — Vol. 157, Is. 3 , article id. 115.

21. Borodina O. I., Seleznev A. F., Carraro G., Danilov V. M. Unresolved Binaries and Galactic Clusters' Mass Estimates // The Astrophysical Journal — 2019. — Vol. 874, Is. 2, article id. 127.
22. Nikiforova V. V., Kulesh M. V., Seleznev A. F., Carraro G. The relation of the Alpha Persei star cluster with the nearby stellar stream // The Astronomical Journal — 2020. — Vol. 160, Is. 3 , article id. 142.
23. Danilov V. M., Seleznev A. F. On the motion of stars in the Pleiades according to Gaia DR2 data // Astrophysical Bulletin — 2020. — Vol. 75, Is. 4. — P. 407-424.
24. Borodina O. I., Carraro G., Seleznev A. F., Danilov V. M. Unresolved multiple stars and Galactic clusters' mass estimate // The Astrophysical Journal — 2021. — Vol. 908, Is. 1, article id. 60.

### **Другие публикации автора по теме диссертации**

1. Селезнев А. Ф. Структура звездного скопления NGC 2070 в Большом Магеллановом облаке // Физика Космоса: труды 24-ой студенческой научной конференции (Екатеринбург, 30 янв. – 03 февр. 1995 г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 1995. — С. 48.
2. Seleznev A. F. Star counts in LMC cluster NGC 2070 and structure of its halo // Structure and Evolution of Stellar Systems. Proceedings of International Conference (Petrozavodsk, Aug. 13–17 1995). — St.Petersburg: St.Pb.Univ. Press. — 1997. — P. 127-130.
3. Seleznev A. F., Prisinzano L., Carraro G., Piotto G., Saviane I. Investigation of the luminosity function of open cluster NGC 4815 // JENAM-2000. Abstracts of 9-th European and 5-th Euro-Asian Astronomical Society Conference (Moscow, May 29-June 3, 2000). — P.60.

4. Селезнев А. Ф., Ferraro F., Bellazzini M., Pancino E., Piotto G. Статистическое исследование видимого распределения звезд различных населений в шаровом скоплении  $\omega$  Cen // Физика Космоса: труды 30-ой студенческой научной конференции (Екатеринбург, 29 янв. – 02 февр. 2001 г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2001. — С. 207.
5. Seleznev A. F., Pancino E., Piotto G., Ferraro F. R., Bellazzini M. Statistical Investigation of Apparent Distributions of Different Population RGB Stars in  $\omega$  Cen // Astronomical Society of the Pacific Conference Proceedings — 2003. — Vol. 296. — P. 311-312.
6. Селезнев А. Ф., Carraro G., Sarajedini A., Kinemuchi K. Исследование структуры рассеянного скопления M35 // Физика Космоса: труды 39-ой студенческой научной конференции (Екатеринбург, 01–05 февр. 2010 г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2010. — С. 249.
7. Селезнев А. Ф., Carraro G. ПЗС фотометрия и исследование структуры четырех рассеянных скоплений // Физика Космоса: труды 40-ой студенческой научной конференции (Екатеринбург, 31 янв. – 04 февр. 2011 г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2011. — С. 330.
8. Селезнев А. Ф. Короны рассеянных звездных скоплений // Физика Космоса: труды 41-ой студенческой научной конференции (Екатеринбург, 30 янв. – 03 февр. 2012 г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2012. — С. 252.
9. Селезнев А. Ф. Построение профилей плотности рассеянных звездных скоплений с помощью метода функции-ядра // Физика Космоса: труды 44-ой студенческой научной конференции (Екатеринбург, 02–06 февр. 2015 г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2015. — С. 195.
10. Селезнев А. Ф. Звездные скопления Галактики: современный взгляд

- // Физика Космоса: труды 45-ой студенческой научной конференции (Екатеринбург, 01–05 февр. 2016 г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2016. — С. 125-139.
11. Seleznev A. F., Capuzzo Dolcetta R., Carraro G. The Galactic star cluster NGC 4337: estimates of its photometric and dynamical mass // Memorie della Societa Astronomica Italiana — 2016. — Vol. 87. — P. 699-700.
  12. Селезнев А. Ф. Звезды – голубые бродяги // Физика Космоса: труды 46-ой студенческой научной конференции (Екатеринбург, 30 янв. – 03 февр. 2017г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2017. — С. 93-99.
  13. Бородина О. И., Селезнев А. Ф. Исследование рассеянных звездных скоплений NGC 4052, NGC 5715 и NGC 6834 // Физика Космоса: труды 46-ой студенческой научной конференции (Екатеринбург, 30 янв. – 03 февр. 2017г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2017. — С. 176.
  14. Кулеш М. В., Селезнев А. Ф. Исследование рассеянных звездных скоплений NGC 1912, NGC 7142 и IC 2714 // Физика Космоса: труды 46-ой студенческой научной конференции (Екатеринбург, 30 янв. – 03 февр. 2017г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2017. — С. 182.
  15. Никифорова В. В., Селезнев А. Ф. Исследование рассеянных звездных скоплений NGC 2099, NGC 6268 и Czernik 38 // Физика Космоса: труды 46-ой студенческой научной конференции (Екатеринбург, 30 янв. – 03 февр. 2017г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2017. — С. 186.
  16. Филина Ю. И., Царегородцева П. М., Селезнев А. Ф. Атлас рассеянных звездных скоплений // Физика Космоса: труды 46-ой студенческой научной конференции (Екатеринбург, 30 янв. – 03 февр. 2017г.).

- Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2017. — С. 200.
17. Бородина О. И., Селезнев А. Ф., Данилов В. М. Учет неразрешенных двойных систем при оценивании массы звездного скопления // Физика Космоса: труды 47-й студенческой научной конференции (Екатеринбург, 29 янв. – 02 февр. 2018г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2018. — С. 157-158.
18. Кулеш М. В., Бородина О. И., Никифорова В. В., Селезнев А. Ф. Сравнение результатов звездных подсчетов в девяти рассеянных звездных скоплениях по данным 2MASS и Gaia DR1 // Физика Космоса: труды 47-й студенческой научной конференции (Екатеринбург, 29 янв. – 02 февр. 2018г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2018. — С. 167-168.
19. Филина Ю. И., Селезнев А. Ф., Аввакумова Е. А., Квашнина А. В., Онлайн-атлас рассеянных звездных скоплений // Физика Космоса: труды 47-й студенческой научной конференции (Екатеринбург, 29 янв. – 02 февр. 2018г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2018. — С. 190-191.
20. Никифорова В. В., Кулеш М. В., Бородина О. И., Селезнев А. Ф. Структурные и динамические характеристики девяти рассеянных звездных скоплений // Физика Космоса: труды 47-й студенческой научной конференции (Екатеринбург, 29 янв. – 02 февр. 2018г.). — Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. — 2018. — С. 175-176.
21. Селезнев А. Ф., Бородина О. И., Данилов В. М., Каррапо Дж. Влияние неразрешенных двойных на оценку массы рассеянного звездного скопления // Астрономия-2018. Том 1. Современная звездная астрономия 2018 — Москва: Тровант. — 2018. — С.270-273.
22. Бородина О. И., Селезнев А. Ф. Исследование населения двойных

- звезд в рассеянных звездных скоплениях // Физика Космоса: труды 48-й студенческой научной конференции (Екатеринбург, 28 янв. – 01 февр. 2019 г.). – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. – 2019. – С. 149.
23. Кулеш М. В., Селезнев А. Ф. Сравнение функций блеска рассеянных звездных скоплений по данным 2MASS и Gaia DR2 // Физика Космоса: труды 48-й студенческой научной конференции (Екатеринбург, 28 янв. – 01 февр. 2019 г.). – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. – 2019. – С. 159-160.
24. Никифорова В. В., Селезнев А. Ф. Исследование близких к Солнцу рассеянных звездных скоплений в Линдбладовской системе координат // Физика Космоса: труды 48-й студенческой научной конференции (Екатеринбург, 28 янв. – 01 февр. 2019 г.). – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. – 2019. – С. 161.
25. Seleznev A. F., Danilov V. M., Carraro G. Investigation of the nearby open clusters with Gaia DR2 data // Star Clusters: From the Milky Way to the Early Universe, Proceedings IAU Symposium No. 351 – Cambridge Univ. Press. – 2020. – P. 502-506.
26. Никифорова В. В., Кулеш М. В., Селезнев А. Ф. Структура и кинематика широких окрестностей рассеянного скопления Альфа Персея // Физика Космоса: труды 49-й студенческой научной конференции (Екатеринбург, 27–31 янв. 2020 г.). – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та. – 2020. – С. 95-96.
27. Кулеш М. В., Селезнев А. Ф. Метод определения радиуса скопления по радиальному профилю плотности // Астрономия и исследование космического пространства: труды Всероссийской с международным участием научной конференции студентов и молодых ученых (Екатеринбург, 01 – 05 февр. 2021 г.). – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та.

— 2021. — C. 42-45.

## Глава 1. Фотометрия и звездные подсчеты в областях малоизученных рассеянных звездных скоплений

В данной главе описывается методика построения радиальных профилей поверхностной и пространственной плотности с помощью метода, основанного на дифференцировании полинома наилучшего среднеквадратичного приближения для функции  $N(r)$  (число звезд в пределах круга радиуса  $r$ ), и метода KDE. Рассказывается о применении KDE для оценивания различных функций распределения, характеризующих звездное скопление. Представлены результаты звездных подсчетов и многоцветной фотометрии в областях малоизученных РЗС. Обсуждается преимущество детальных индивидуальных исследований РЗС по сравнению с автоматическими процедурами определения их параметров. В главе, также, представлены результаты исследования структуры Галактического диска с помощью фотометрии в площадках специально отобранных РЗС.

В разделе 1.1 описываются методики построения радиальных профилей плотности, а также рассказывается об использовании KDE для построения различных функций распределения. Результатам исследования малоизученных РЗС посвящен раздел 1.2, в этом разделе также демонстрируется преимущество детального подхода к исследованию скоплений. В разделе 1.3 представлены результаты исследования искривления и расширения Галактического диска в третьем Галактическом квадранте. Выводы и обсуждение представлены в разделе 1.4, положения, выносимые на защиту — в разделе 1.5. Результаты исследования опубликованы в статьях:

- Seleznev A. F. Stellar surface density distributions in ten open clusters // Astronomical and Astrophysical Transactions. — 1994. — Vol. 4, Is. 3.

- P. 167–177;
- Seleznev A. F., Carraro G., Costa E., Loktin A. V. Homogeneous photometry and star counts in the field of 9 Galactic star clusters // New Astronomy — 2010. — Vol. 15, Is. 1. — P. 61–75;
- Carraro G., Seleznev A. F. UBV CCD photometry and star counts in nine inner disc Galactic star clusters // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2012. — Vol. 419, Is. 4. — P. 3608–3623;
- Seleznev A. F. Open-cluster density profiles derived using a kernel estimator // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2016. — Vol. 456, Is. 4. — P. 3757–3773;
- Seleznev A. F. Kernel density estimation in the study of star clusters // Baltic Astronomy — 2016. — Vol. 25, Is. 3. — P. 267–274;
- Carraro G., Seleznev A. F., Baume G., Turner D. G. The complex stellar populations in the background of open clusters in the third Galactic quadrant // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2016. — Vol. 455, Is. 4. — P. 4031–4045;
- Carraro G., Baume G., Seleznev A. F., Costa E. On the assessment of the nature of open star clusters and the determination of their basic parameters with limited data // Astrophysics and Space Science — 2017. — Vol. 362, article id. 128.

## **1.1. Методика построения радиальных профилей плотности**

### **1.1.1. Метод дифференцирования кумулятивного распределения**

Поверхностная плотность числа звезд — это количество звезд на единицу площади небесной сферы. Традиционно, для построения радиальных профилей поверхностной плотности используется метод гистограмм.

При этом проекция участка небесной сферы на картинную (тангенциальную) плоскость разбивается на концентрические кольца окружностями с центром, совпадающим с центром скопления. Подсчитывается количество звезд, попадающих в кольца, и это количество делится на площадь кольца. Такой метод является очень простым и очень быстрым, но обладает рядом важных недостатков. Во-первых, возникает так называемая «ошибка интервала» [1], связанная с трудностью определения абсциссы для получаемой таким образом точки профиля плотности. П.Н.Холопов [1] разработал итерационный метод устранения «ошибки интервала». Он, также, предложил использовать кольца различной ширины для более подробного прорисовывания профиля. Во-вторых, профиль поверхностной плотности, полученный таким образом, не является непрерывной и дифференцируемой функцией, что необходимо, например, при получении профиля пространственной плотности через решение интегрального уравнения Абеля с помощью метода Цейпеля [1, 89].

В книге А.Е.Василевского [90] для получения профиля поверхностной плотности было предложено использовать дифференцирование полинома наилучшего среднеквадратичного приближения для функции  $N(r)$ . Функция  $N(r)$  — это число звезд в пределах круга радиуса  $r$ , то есть кумулятивная функция для радиального распределения числа звезд. На использовании этой функции основан метод определения размеров, числа звезд и реальности звездных скоплений Данилова, Маткина и Пыльской [91], применявшийся при создании «Каталога структурных и динамических характеристик 103 рассеянных звездных скоплений» [92]. При дифференцировании использовались формулы из [93].

С помощью этого метода в [94] было исследовано распределение плотности в десяти РЗС. В качестве примера на Рис. 1.1 показан профиль поверхностной плотности скопления NGC 7235. Следуя методике П.Н.Холопова, подсчеты проводились в кольцах разной ширины, от 0.55

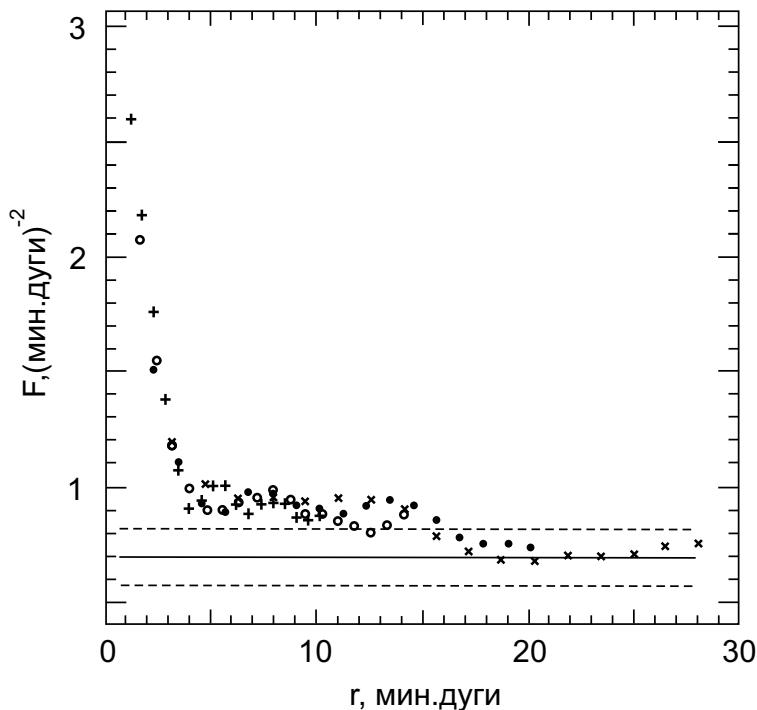


Рис. 1.1. Профиль плотности для рассеянного скопления NGC 7235. Разные значки соответствуют кольцам разной ширины: крест — 0.55 угловой минуты, открытый кружок — 0.77 угловой минуты, сплошной кружок — 1.11 угловой минуты, косой крест — 1.55 угловой минуты. Сплошная прямая линия показывает среднее значение плотности звезд фона, определенное по нескольким площадкам поля вблизи скопления. Пунктирные прямые линии показывают среднеквадратичную дисперсию плотности фона.

до 1.55 угловой минуты. В отличие от метода гистограммы, метод дифференцирования кумулятивного распределения не подвержен ошибке интервала, так как кумулятивное распределение определено не на интервале, а в точках. В то же время, дифференцируемость профиля плотности на Рис. 1.1 может быть обеспечена только его аппроксимацией дифференцируемой функцией.

### 1.1.2. Получение радиального профиля поверхностной плотности с KDE

Методика оценивания плотности вероятности с помощью KDE описана в книге Сильвермана [95]. Принцип метода KDE заключается в том, что каждая точка данных заменяется некоторой функцией («кернелом» или «ядром»), нормированной на единицу. Результирующая оценка плотности вероятности получается как сумма всех кернелов, деленная на количество точек выборки. Если оценивается не плотность вероятности, а функция распределения, то делить на объем выборки не надо. В таком случае, интеграл от функции распределения будет равен объему выборки. Получаемая оценка наследует свойства функции кернела, в том числе непрерывность и дифференцируемость.

$$K(x) = \begin{cases} \frac{3}{4h} \left(1 - \frac{x^2}{h^2}\right) & , \quad |x| \leq h \\ 0 & , \quad |x| > h \end{cases}, \quad (1.1)$$

$$K(x) = \begin{cases} \frac{15}{16h} \left(1 - \frac{x^2}{h^2}\right)^2 & , \quad |x| \leq h \\ 0 & , \quad |x| > h \end{cases}, \quad (1.2)$$

$$K(x) = \frac{1}{h\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2h^2}} \quad (1.3)$$

Наиболее популярными функциями, используемыми в качестве кер-

нелов, являются функция Епанечникова (квадратичный кернел), биквадратичный кернел и Гауссов кернел [96]. Эти функции для одномерного случая приведены в формулах (1.1, 1.2, 1.3), соответственно. Величина  $x$  в этих формулах означает расстояние от точки данных. Первые два кернела характеризуются конечной полушириной кернела  $h$ . Благодаря этому, численные схемы с квадратичным и биквадратичным кернелами являются более эффективными (в смысле экономии машинного времени), так как эти ядра вносят вклад только в точки аргумента внутри сферы с радиусом  $h$ . Гауссов кернел вносит вклад во все точки аргумента, но зато обладает дифференцируемостью в более высокой степени. Биквадратичный кернел дает более гладкую оценку функции распределения, чем квадратичный кернел.

В ряде случаев значительный интерес может представлять так называемый адаптивный метод KDE. Адаптивный KDE использует кернел с переменной полушириной, величина которой зависит от значения плотности. Метод состоит из двух шагов. На первом шаге получается пилотная оценка плотности, это обычная оценка с кернелом с фиксированной полушириной. На втором шаге определяется окончательная оценка. При этом полуширина кернела для каждой точки данных определяется как произведение пилотной полуширины ядра на «лямбда-фактор», который, в свою очередь, обратно пропорционален квадратному корню из значения пилотной оценки плотности для данной точки [95, 96]. В результате, в областях с меньшей плотностью (то есть, в крыльях распределения) оценка получается при большей полуширине кернела. Это приводит к лучшему результату в случаях, когда функция распределения имеет слабые крылья.

Метод KDE может быть легко обобщен на случай многомерных функций распределения [95, 96]. Однако, здесь имеются ограничения. Проблема заключается в том, что количество точек данных, требуемое для получения оценки функции распределения с приемлемой точностью, очень быстро растет с количеством измерений [95]. Тем не менее, оценка с KDE для

случая трех измерений требует вполне разумное количество точек данных.

Для получения доверительного интервала получаемой оценки функции распределения используется алгоритм ‘smoothed bootstrap’ [96]. Этот алгоритм состоит в создании большого количества вторичных выборок, распределенных в соответствии с полученной функцией распределения и имеющих такой же объем, как и исходная выборка. Моделирование вторичных выборок производится методом Монте-Карло (Неймана) [97]. Исходная функция распределения аппроксимируется кубическим сплайнами (при этом очень важна дифференцируемость полученной оценки). Для каждой вторичной выборки получается оценка функции распределения (также с помощью KDE). Затем, для каждой точки функции распределения рассчитывается значение дисперсии по значениям плотности, полученным для всех вторичных выборок.

Для исследования структуры звездных скоплений используются двумерные карты поверхностной плотности и радиальные профили поверхностной плотности. При построении карт плотности, значения плотности рассчитываются в узлах равномерной сетки координат на картинной плоскости с помощью двумерного биквадратичного кернела. После этого линии равной плотности (изоденсы) могут быть нарисованы с помощью программ научной графики.

Необходимо отметить, что при получении оценки функции распределения методом KDE необходимо отступать от границ исследуемой области на величину  $h$ , чтобы избежать недооценивания (‘under-sampling’) вблизи границы выборки.

Карта плотности показывает общий вид изучаемой области. Она может быть использована для предварительной оценки размеров скопления, для получения представления о его структуре, для выбора областей сравнения (например, при построении функции светимости), для определения центра скопления.

Для построения радиального профиля плотности важно определить положение центра скопления по исследуемой выборке. Это можно сделать, например, определив центр симметрии изоденсы, соответствующей максимальному значению плотности. Удобнее определять центр скопления, применяя метод KDE к координатам точек выборки (звезд). При этом получается две одномерных функции (для каждой из координат), максимум которых и определяет положение центра. Такой метод, фактически, аналогичен классическому методу Пламмера, при котором подсчитываются числа звезд в полосах, параллельных координатным осям. Если координаты центра скопления определены неправильно, то при построении радиального профиля плотности можно получить уменьшение плотности вблизи центра.

В работе Мерритта и Тримбли [96] были получены формулы для функции кернела для случая радиального профиля поверхностной плотности. Авторы [96] использовали азимутальное усреднение двумерного квадратичного и биквадратичного кернелов. Соискатель в работе [98] использовал несколько отличающийся подход.

Рассмотрим плоскость  $(x, y)$  проекции небесной сферы. Эта плоскость касается сферы в точке  $O$ , центре скопления (см. Рис. 1.2). Используемая в работе проекция сферы на плоскость подробно обсуждается в разделе 2.4.1 ниже. Точка  $S$  — проекция звезды на плоскость  $(x, y)$ , круг с центром в точке  $S$  — это проекция кернела с полушириной  $h$ ,  $r_*$  — расстояние от звезды до центра скопления в проекции на плоскость  $(x, y)$ . Нам надо оценить вклад звезды  $S$  в оценку радиального профиля поверхностной плотности на расстоянии  $r_i$  от центра скопления.

Для оценивания поверхностной плотности используем двумерный биквадратичный кернел  $K_2$  ([95], уравнение 4.5). Этот кернел соответствует вкладу в поверхностную плотность

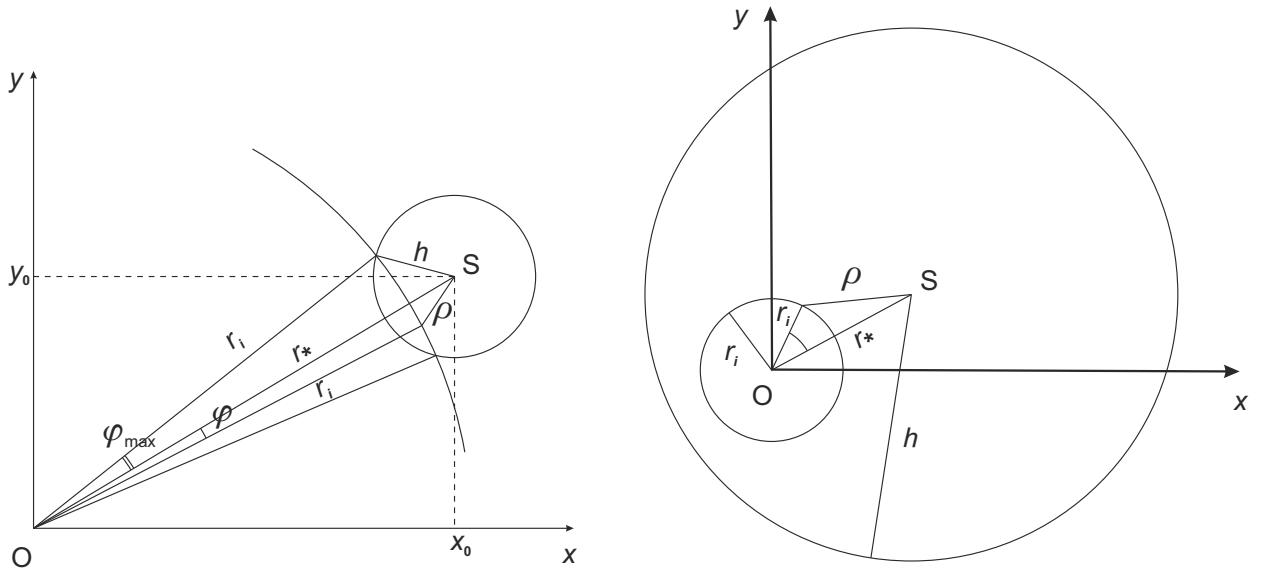


Рис. 1.2. Плоскость  $(x, y)$  — плоскость проекции небесной сферы, касательная к небесной сфере в центре скопления, точке О. Точка S — проекция звезды на плоскость  $(x, y)$ , круг с центром в точке S — это проекция кернела с полушириной  $h$ ,  $r_*$  — расстояние от звезды до центра скопления в проекции на плоскость  $(x, y)$ . Слева — случай  $|r_* - r_i| < h$ , справа — случай  $r_i < h - r_*$ .

$$\Delta F = \begin{cases} \frac{3}{\pi h^2} \left(1 - \frac{\rho^2}{h^2}\right)^2 & \text{при } \rho < h , \\ 0 & \text{при } \rho \geq h , \end{cases} \quad (1.4)$$

где  $\rho$  — расстояние от центра кернела.

Биквадратичный кернел имеет преимущество перед квадратичным с вычислительной точки зрения. Во-первых, этот кернел дает более гладкую оценку плотности по сравнению с квадратичным, что позволяет использовать более грубую сетку для построения изолиний [95]. Это особенно важно при построении карт поверхностной плотности. Гауссов кернел обладает превосходной дифференцируемостью, но требует гораздо большего объема вычислений по сравнению с кернелями конечного размера [96].

Для того, чтобы получить вклад звезды S в радиальный профиль поверхностной плотности на расстоянии  $r_i$  от центра скопления, нам надо проинтегрировать эту функцию по углу  $\varphi$  вдоль дуги окружности с радиу-

сом  $r_i$  от  $-\varphi_{max}$  до  $\varphi_{max}$  (для случая  $|r_* - r_i| < h$ ; см. Рис. 1.2). В результате получаем:

$$\begin{aligned} \Delta F(r_i) = & \frac{3}{\pi^2 h^2} \left(1 - \frac{r_i^2 + r_*^2}{h^2}\right)^2 \varphi_{max} + \frac{6r_i^2 r_*^2}{\pi^2 h^6} \varphi_{max} \\ & + \frac{12r_i r_*}{\pi^2 h^4} \left(1 - \frac{r_i^2 + r_*^2}{h^2}\right) \sin \varphi_{max} + \frac{3r_i^2 r_*^2}{\pi^2 h^6} \sin 2\varphi_{max}, \end{aligned} \quad (1.5)$$

где

$$\varphi_{max} = \cos^{-1} \left( \frac{r_i^2 + r_*^2 - h^2}{2r_i r_*} \right).$$

Возможна другая ситуация, когда окружность с радиусом  $r_i$  лежит внутри кернела (случай  $r_i < h - r_*$ ; см. Рис. 1.2). В этом случае мы должны интегрировать (1.4) по  $\varphi$  от 0 до  $2\pi$ . В результате получим:

$$\Delta F(r_i) = \frac{3}{\pi h^2} \left(1 - \frac{r_i^2 + r_*^2}{h^2}\right)^2 + \frac{6r_i^2 r_*^2}{\pi h^6}. \quad (1.6)$$

Легко показать, что выражения (1.5) и (1.6) совпадают с выражением (28b) из [96].

### 1.1.3. Получение радиального профиля пространственной плотности с KDE

Такой же подход используется для определения вклада звезды в пространственную плотность, когда известны пространственные координаты звезды  $(x, y, z)$ . Для оценивания пространственной плотности используется многомерный квадратичный кернел (кернел Епанечникова) для случая трех измерений ([95], уравнение 4.4). Он соответствует вкладу в пространственную плотность

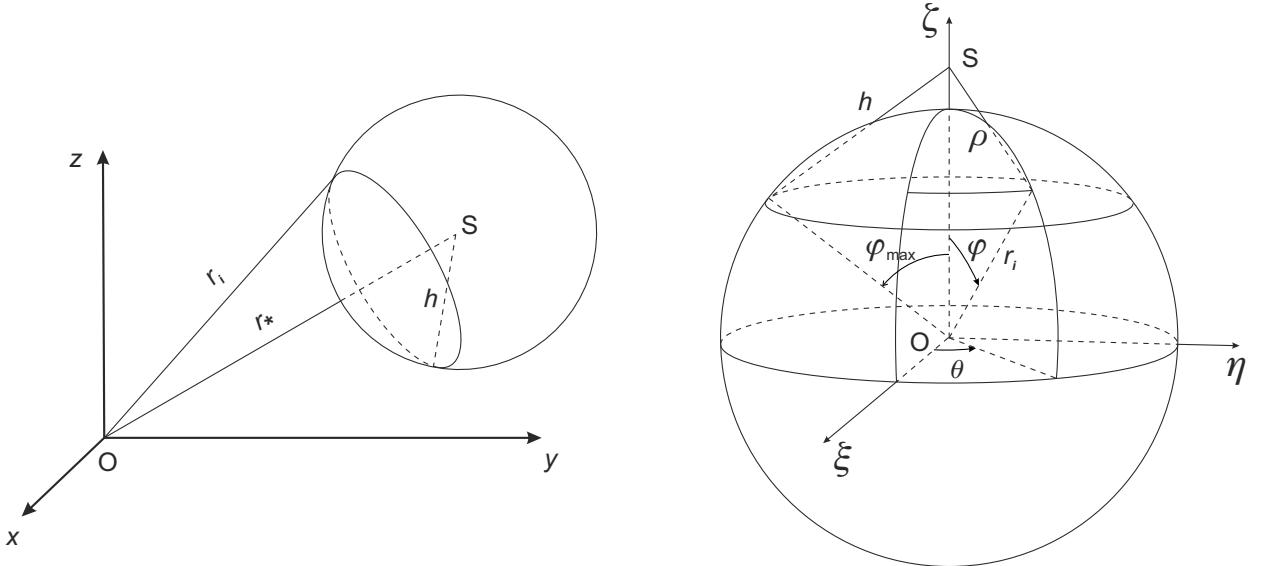


Рис. 1.3. Слева — звезда S на расстоянии  $r_*$  от центра скопления О и трехмерный кернел с полушириной  $h$ , случай  $|r_* - r_i| < h$ . Справа — сфера с радиусом  $r_i$  и центром в точке О, случай  $|r_* - r_i| < h$ .

$$\Delta f = \begin{cases} \frac{15}{8\pi h^3} \left(1 - \frac{\rho^2}{h^2}\right) & \text{при } \rho < h , \\ 0 & \text{при } \rho \geq h . \end{cases} \quad (1.7)$$

Кернел Епанечникова в случае трех измерений был также выбран с точки зрения удобства при вычислениях. Он дает более простые выражения для профиля плотности по сравнению с биквадратичным кернелом и требует меньшего объема вычислений по сравнению с Гауссовым кернелом. Кроме того, разница между квадратичным, биквадратичным и Гауссовым кернелами с многих точек зрения очень невелика [95, 96].

На Рис. 1.3 слева показана звезда S на расстоянии  $r_*$  от центра скопления О и трехмерный кернел с полушириной  $h$ . Необходимо оценить вклад этой звезды в радиальный профиль пространственной плотности на расстоянии  $r_i$  от центра скопления. Справа на Рис. 1.3 показана сфера с радиусом  $r_i$  и центром в точке О (центре скопления). Система координат на Рис. 1.3 справа преобразована в систему координат  $(\xi, \eta, \zeta)$ , в которой ось  $\zeta$  направлена от центра скопления к звезде S. Для того, чтобы получить

искомый вклад, необходимо проинтегрировать функцию (1.7) по сегменту этой сферы по  $\theta$  от 0 до  $2\pi$  и по  $\varphi$  от 0 до  $\varphi_{max}$  в случае, показанном на Рис. 1.3 ( $|r_* - r_i| < h$ ), или от 0 до  $\pi$  в случае, когда сфера радиуса  $r_i$  лежит внутри кернела ( $r_i < h - r_*$ ).

В результате, для случая  $|r_* - r_i| < h$  получаем:

$$\Delta f(r_i) = \frac{15}{16\pi h^3} \left( 1 - \frac{r_i^2 + r_*^2}{h^2} \right) (1 - \cos \varphi_{max}) \\ + \frac{15r_i r_*}{32\pi h^5} (1 - \cos 2\varphi_{max}) , \quad (1.8)$$

где  $\varphi_{max}$  определяется точно так же, как и в уравнении (1.5). Для случая  $r_i < h - r_*$  получаем:

$$\Delta f(r_i) = \frac{15}{8\pi h^3} \left( 1 - \frac{r_i^2 + r_*^2}{h^2} \right) . \quad (1.9)$$

Алгоритм, используемый для получения радиального профиля как поверхностной, так и пространственной плотности, простой. Надо перебирать выборку звезд, для каждой звезды определять номера точек профиля  $i$  (расстояния от центра скопления  $r_i$ ), в которых данная звезда вносит вклад в плотность, и суммировать эти вклады в соответствии с полученными выше формулами в ячейки массива с номерами  $i$ .

#### 1.1.4. Использование KDE для построения других функций распределения

Применение KDE при исследовании звездных скоплений не исчерпывается определением центра скопления и построением карт и радиальных профилей плотности. Этот метод может быть использован для оценивания любых функций распределения, характеризующих звездное скопление: функции светимости (функции блеска), диаграмм Хесса (распределение

ние плотности звезд на диаграмме «звездная величина–показатель цвета»), функций распределения по скоростям, по тригонометрическим параллаксам, по собственным движениям звезд и многих других [99]. KDE можно использовать и для оценивания функции фазовой плотности, когда известны пространственные координаты и пространственные компоненты скорости всех звезд (например, когда координаты и скорости получены в результате численного эксперимента). Единственное, что нужно учитывать — это необходимое минимальное количество точек. В книге Сильвермана [95] приводится таблица минимальных объемов выборки для оценивания многомерного нормального распределения, необходимых для достижения в центральной точке относительной среднеквадратичной ошибки не более 0.1. Если в случае трех измерений достаточно 67 точек, то в случае шести измерений это уже 2790 точек.

Для большого количества приложений метода KDE соискателем были написаны программы на языке FORTRAN. Результаты, полученные при его использовании, излагаются в этой и последующих главах работы.

## **1.2. Результаты исследования малоизученных рассеянных скоплений**

В работах [100–104] были проведены фотометрические исследования и звездные подсчеты в областях 29 РЗС, 25 из которых были мало изучены до этого. При этом использовались результаты наблюдений на 0.9-м телескопе Cerro Tololo Interamerican Observatory (CTIO) в полосах V и I с полем зрения 13.5x13.5 угловых минут [100], на 1.0-м телескопе Las Campanas Observatory (LCO) в полосах U, B, V и I с полем зрения 20x20 угловых минут [101] и на 1.0-м телескопе CTIO в полосах U, B, V и I с полем зрения 20x20 угловых минут [101–103]. В работах [100, 101, 104] для звездных подсчетов использовался также Каталог точечных источников 2MASS [54].

В Табл.1.1 приведены данные звездных подсчетов в этих скоплениях. В 1 столбце приведено название скопления, во 2 и 3 столбцах — галакти-

Таблица 1.1. Результаты звездных подсчетов в областях рассеянных звездных скоплений.

Cluster name	$l^\circ$	$b^\circ$	Обсерватория, телескоп	$R'$ опт.	$V_{lim},$ зв.вел.	$R'$ ИК	$R'_{core}$ ИК	$J_{lim},$ зв.вел.
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Czernik 38	37.128	2.633	CTIO, 1-м	core 3.4	19	16-18		16
ESO 131 SC09	300.09	4.873	CTIO, 1-м	core 4.3	17	$\sim 4$		14
ESO 489 SC01	232.928	-21.419	CTIO, 1-м	$\geq 6.0$	18			
Haffner 22	246.775	3.377	CTIO, 1-м	$6.7 \pm 0.2$	16			
Hogg 19	335.088	-0.302	CTIO, 0.9-м	$> 4.2$	18	14.0	3.0	16
Hogg 19	335.088	-0.302	CTIO, 1-м	$\geq 7.0$	19			
Hogg 21	337.956	-1.437	CTIO, 1-м	$3.9 \pm 0.3$	14			
IC 2714	292.40	-1.799	LCO, 1-м	core 7.3	16	19.0		15
Lynga 4	324.656	0.659	CTIO, 0.9-м	$\geq 3.1$	18	7.5	2.0	12
Lynga 6	330.369	0.323	CTIO, 1-м	$5.5 \pm 0.3$	16			
Lynga 12	335.695	-3.463	CTIO, 0.9-м	$\geq 4.3$	18	8.0	4.0	12
NGC 2215	215.993	-10.102	CTIO, 1-м	$\geq 7.6$	16			
NGC 2354	238.368	-6.792	CTIO, 1-м	$3.1 \pm 0.4$	14			
NGC 4052	297.30	-0.900	LCO, 1-м	core 5.8	16	14.0		16
NGC 4337	299.313	4.556	CTIO, 1-м	$7.0 \pm 0.2$	21	$10.0 \pm 0.8$		16
NGC 5284	309.95	2.975	CTIO, 1-м	core 5.1	17	17.0		15
NGC 5316	310.23	0.115	LCO, 1-м	core 5.8	16	9.0		15
NGC 5715	317.53	2.085	LCO, 1-м	core 4.4	16	8.0		16
NGC 6268	346.10	1.216	CTIO, 1-м	core 2.9	17	10.0		16
Pismis 10	265.429	1.960	CTIO, 1-м	$6.1 \pm 0.3$	18			
Pismis 14	275.150	-1.145	CTIO, 1-м	$\geq 5.0$	18			
Ruprecht 11	233.267	-5.981	CTIO, 1-м	$\geq 9.0$	18			
Ruprecht 128	354.778	-2.864	CTIO, 0.9-м	$\geq 3.0$	18	5.0	2.0	16
Trumpler 13	285.515	-2.353	CTIO, 0.9-м	$\geq 4.6$	18	3.5	2.5	16
Trumpler 20	301.475	2.221	CTIO, 0.9-м	$> 5.8$	18	17.0	5.0	16
Trumpler 22	314.647	-0.581	CTIO, 1-м	$6.4 \pm 0.5$	18			
Trumpler 25	339.156	-1.774	CTIO, 0.9-м	$> 5.9$	18	7.0	4.5	16
Trumpler 26	357.524	2.840	CTIO, 0.9-м	$> 5.5$	18	13.0	4.0	16
Trumpler 34	24.119	-1.264	CTIO, 0.9-м	$\geq 3.7$	18	13.0	5.0	14
VdB-Hagen 164	314.28	-6.070	CTIO, 1-м		17			

Таблица 1.2. Фундаментальные параметры рассеянных звездных скоплений по результатам фотометрии.

Cluster name	Фотометрия	Возраст, млрд. лет	E(B-V), зв. вел.	E(V-I), зв. вел.	(m - M) <sub>V</sub> , зв. вел.	$d_{\odot}$ , кпк	Ссылка
1	2	3	4	5	6	7	8
Czernik 38	UBVI	0.6±0.1	1.25±0.1	—	15.3±0.2	1.9	[101]
ESO 131 SC09	UBVI	—	—	—	—	—	[101]
ESO 489 SC01	UBVI	—	0.04±0.02	—	—	—	[102]
Haffner 22	UBVI	2.5±0.3	0.20±0.02	—	—	3.05±0.3	[102]
Hogg 19	VI	2.5±0.3	—	0.8±0.1	14.0±0.2	2.6	[100]
Hogg 19	UBVI	2.5±0.2	0.8±0.2	—	—	2.6±0.5	[103]
Hogg 21	UBVI	0.1±0.01	0.48±0.10	—	—	2.1±0.2	[103]
IC 2714	UBVI	0.3±0.02	0.33±0.05	—	11.6±0.1	1.3	[101]
Lynga 4	VI	0.3±0.1	—	1.9±0.3	12.2±0.2	1.1	[100]
Lynga 6	UBVI	0.079±0.01	1.2±0.1	—	—	2.0±0.2	[103]
Lynga 12	VI	0.2±0.1	—	1.0±0.1	13.8±0.2	1.8	[100]
NGC 2215	UBVI	0.8±0.15	0.16±0.02	—	—	0.95±0.05	[102]
NGC 2354	UBVI	1.5±0.2	0.18±0.02	—	—	1.75±0.15	[102]
NGC 4052	UBVI	0.4±0.04	0.30±0.05	—	12.7±0.2	2.2	[101]
NGC 4337	UBVI	1.5±0.1	—	0.385±0.005	12.72±0.02	2.2±0.1	[104]
NGC 5284	UBVI	—	—	—	—	—	[101]
NGC 5316	UBVI	0.1±0.01	0.25±0.05	—	11.5±0.2	1.4	[101]
NGC 5715	UBVI	0.5±0.1	0.55±0.10	—	12.75±0.2	1.6	[101]
NGC 6268	UBVI	0.15±0.01	0.40±0.03	—	11.4±0.2	1.07	[101]
Pismis 10	UBVI	0.25±0.02	1.5±0.1	—	—	2.7±0.3	[103]
Pismis 14	UBVI	—	—	—	—	—	[103]
Ruprecht 11	UBVI	1.5±0.5	0.17±0.02	—	—	1.87±0.13	[102]
Ruprecht 128	VI	0.8±0.1	—	1.0±0.2	13.5±0.2	1.6	[100]
Trumpler 13	VI	0.4±0.1	—	0.45±0.10	13.5±0.2	2.9	[100]
Trumpler 20	VI	1.5±0.3	—	0.60±0.10	13.9±0.2	3.0	[100]
Trumpler 22	UBVI	0.07±0.01	0.48±0.05	—	—	1.9±0.1	[103]
Trumpler 25	VI	0.5±0.1	—	0.90±0.10	13.8±0.2	2.0	[100]
Trumpler 26	VI	0.3±0.1	—	0.50±0.10	11.7±0.2	1.2	[100]
Trumpler 34	VI	0.2±0.1	—	1.00±0.10	12.9±0.2	1.2	[100]
VdB-Hagen 164	UBVI	—	—	—	—	—	

ческие координаты скоплений в градусах, в 4 столбце — обсерватория и телескоп, где проводились наблюдения, в 5 столбце — радиус скопления по профилям плотности, построенным по оптическим данным (“core” означает, что это оценка радиуса ядра скопления), в 6 столбце — предельная звездная величина для подсчетов при построении радиальных профилей плотности, в 7 и 8 столбцах — радиус скопления и радиус ядра скопления по профилям плотности, построенным по инфракрасным данным (2MASS), в 9 столбце — предельная звездная величина для подсчетов при построении радиальных профилей плотности по данным каталога точечных источников 2MASS.

Основная проблема при проведении звездных подсчетов по оптическим данным — это маленькое поле зрения телескопа. Для фотометрических исследований этого достаточно, а при проведении звездных подсчетов очень часто не удается выйти на окружающий скопление фон и определить радиус скопления. Из-за этого дополнительно использовались архивные данные обзора 2MASS. В работе [100] для построения радиальных профилей поверхностной плотности использовался метод дифференцирования кумулятивного распределения, в работе [101] — метод KDE. Проведение звездных подсчетов и исследование структуры скопления необходимо при его фотометрическом исследовании. Это позволяет отбирать звезды для построения фотометрических диаграмм из области максимальной концентрации звезд на карте поверхностной плотности. Кроме этого, анализ структуры скопления в разных интервалах звездных величин позволяет разбираться в сложных случаях, например, когда два скопления проецируются одно на другое.

В Табл.1.2 приведены результаты определения фундаментальных параметров скоплений по данным фотометрии. Обработка данных фотометрии была выполнена соавторами соискателя; соискатель участвовал в этой работе на стадии анализа фотометрических диаграмм, при обсуждении ре-

зультатов и в подготовке статей к публикации. В 1 столбце приведено название скопления, во 2 столбце — фотометрические полосы, в которых производились наблюдения, в 3 столбце — оценка возраста скопления в миллиардах лет, в 4 столбце — избыток цвета  $E(B-V)$ , в 5 столбце — избыток цвета  $E(V-I)$ , в 6 столбце - видимый модуль расстояния скопления в звездных величинах, в 7 столбце — гелиоцентрическое расстояние до скопления, в 8 столбце — ссылка на статью, в которой были проведены исследования. Скопление Hogg 19 было исследовано в двух работах. По результатам исследований был сделан вывод, что ESO 131 SC09, ESO 489 SC01, NGC 5284, Pismis 14 и VdB-Hagen 164 не являются звездными скоплениями, а представляют собой случайные концентрации звезд в проекции на небесную сферу (эти объекты показывают слабую концентрацию на картах и радиальных профилях звездной плотности, иррегулярную структуру, а также отсутствие четко выраженной последовательности скопления на фотометрических диаграммах).

Далее кратко приведено описание результатов звездных подсчетов для скоплений из Табл.1.1.

**Czernik 38.** Это относительно богатое скопление с угловым радиусом 16-18 угловых минут. Оно имеет симметричное ядро и слегка асимметричное гало, вытянутое в северном и западном направлениях. Радиальный профиль поверхностной плотности (РППП) показывает «ступеньку» вблизи  $r = 8$  угловых минут. На Рис. 1.4, в качестве примера, приведены карта поверхностной плотности и РППП для этого скопления. На профиле плотности тонкие сплошные линии без точек показывают доверительный интервал шириной  $\pm 1\sigma$ , построенный методом ‘smoothed bootstrap’ (см. выше).

**ESO 131 SC09.** Это маленькая группа звезд с угловым радиусом около 4 угловых минут. Карта плотности по данным 2MASS показывает две соседних флюктуаций плотности, одна в 9 угловых минутах к югу и другая при-

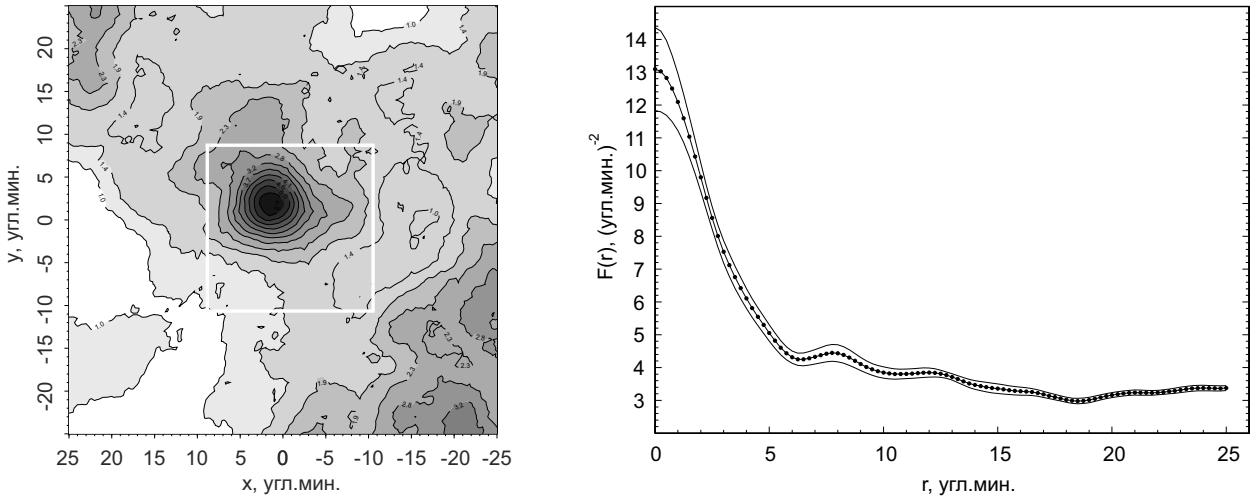


Рис. 1.4. Слева — карта поверхностной плотности для скопления Czernik 38, построенная по данным 2MASS, предельная звездная величина  $J = 15^m$ . Белый квадрат показывает поле с данными в оптическом диапазоне. Справа — радиальный профиль поверхностной плотности, построенный по данным 2MASS, предельная звездная величина  $J = 16^m$ .

мерно в 8 угловых минутах к северо-западу. Чтобы решить вопрос о том, какая из этих групп принадлежит скоплению, необходима дополнительная информация, например, собственные движения звезд. Карта плотности по оптическим данным показывает вытянутость группировки приблизительно в направлении север-юг и наличие нескольких пиков плотности. На картах плотности, построенным по данным 2MASS, уплотнение заметно до предельной величины  $J = 14^m$ . При включении более слабых звезд уплотнение пропадает на фоне флюктуаций плотности фона. Пик плотности имеет очень маленький контраст в сравнении с окружающим фоном. Фотометрические диаграммы не показывают наличие скопления в этом направлении.

**ESO 489 SC01** Группировка имеет два максимума плотности, на расстоянии примерно 5 угловых минут, в направлении восток-запад. Западный максимум более высокий. Данные 2MASS не использовались. Фотометрические диаграммы не показывают наличие скопления в этом направлении.

**Haffner 22** Скопление имеет симметричное ядро. Гало скопления, скопление всего, выходит за границы исследованной области, поэтому оценка радиуса относится, по-видимому, к ядру скопления. На РППП виден вто-

ричный максимум, на расстоянии примерно 5.5 угловых минут от центра. Данные 2MASS не использовались.

**Hogg 19.** Это скопление исследовалось в двух работах — [100] и [103], во второй работе полученные параметры были уточнены за счет большего поля зрения и большего числа фотометрических полос. Скопление показывает очень нерегулярную и асимметричную структуру. Размер скопления в обоих случаях превышает размер исследуемой области. На карте плотности, построенной по данным 2MASS, видно значительное уплотнение к западу от Hogg 19. Это скопление NGC 6134.

**Hogg 21.** Это небольшое скопление; радиус скопления по РППП равен  $3.9 \pm 0.3$  угловых минуты. Гало скопления вытянуто в направлении север-юг, в то время как ядро скопления вытянуто в перпендикулярном направлении. Данные 2MASS не использовались.

**IC 2714.** Это богатое скопление с угловым радиусом примерно 19 угловых минут. Скопление показывает относительно регулярную структуру по звездам с  $J \leq 13^m$ , которая становится более нерегулярной при включении звезд до  $J = 15^m$ . При  $J \leq 16^m$  (предел полноты каталога 2MASS) скопление исчезает на фоне флюктуаций плотности звезд поля.

**Lynga 4.** Объект выглядит как небольшое скопление с симметричным ядром и асимметричным гало, вытянутым в направлении на северо-восток. Звездные подсчеты по данным 2MASS дают радиус скопления примерно 7.5 угловых минут и радиус ядра скопления 2.0 угловых минуты.

**Lynga 6.** Скопление имеет относительно симметричное ядро, гало скопления вытянуто в направлении на северо-запад. РППП дает оценку радиуса скопления  $5.5 \pm 0.3$  угловых минуты. Данные 2MASS не использовались.

**Lynga 12.** Эта группировка звезд имеет очень асимметричную структуру на карте плотности, построенной по оптическим данным. Гало скопления вытянуто в общем направлении на север. Эта сложная структура мо-

жет быть следствием значительной неоднородности в распределении межзвездного поглощения в этом направлении. Характер неоднородности на карте, построенной по данным 2MASS, другой. Скопление проецируется на весьма неоднородный фон. РППП, построенный по данным 2MASS, дает радиус скопления примерно 8.0 угловых минут и радиус ядра скопления 4.0 угловых минуты.

**NGC 2215.** Скопление имеет весьма симметричную форму, гало скопления показывает небольшой «отросток» в направлении на запад-юго-запад. РППП дает только нижнюю оценку радиуса скопления 7.6 угловой минуты. Данные 2MASS не использовались.

**NGC 2354.** Карта поверхностной плотности показывает второй максимум на расстоянии примерно 7 угловых минут в направлении на запад-юго-запад. Если рассматривать РППП только до этого расстояния, то тогда получается оценка радиуса скопления  $3.1 \pm 0.4$  угловых минуты. Если рассматривать этот максимум как часть скопления (что вполне вероятно), то тогда радиус скопления превышает 12 угловых минут. Данные 2MASS не использовались.

**NGC 4052.** Скопление имеет угловой радиус примерно 14 угловых минут. Это хорошо видно на карте поверхностной плотности по звездам с  $J \leq 14^m$ . При включении в рассмотрение более слабых звезд скопление все еще заметно, но выглядит менее населенным, чем окружающие флюктуации плотности. Карта плотности, построенная по оптическим данным, показывает двойное ядро скопления и вытянутую форму внешней части ядра в направлении с северо-запада на юго-восток.

**NGC 5284.** Эта группа звезд имеет сложную структуру. При  $J \leq 13^m$  и  $J \leq 14^m$  карта плотности показывает двойную структуру со вторым компонентом в 8 угловых минутах к востоку. При  $J \leq 15^m$  этот компонент исчезает, но виден другой компонент в 13 угловых минутах к северо-востоку. При  $J \leq 16^m$  этот компонент становится весьма заметным. Карта плот-

ности, построенная по оптическим данным, тоже показывает несколько вторичных максимумов. РППП дает оценку радиуса примерно 17 угловых минут. Фотометрические диаграммы не показывают наличие скопления.

**NGC 5316.** Скопление четко выделяется при  $J \leq 13^m$  и  $J \leq 14^m$ . При  $J \leq 15^m$  скопление все еще заметно, но вокруг него появляются сравнимые по плотности флюктуации звезд поля. При  $J \leq 16^m$  скопление исчезает на фоне флюктуаций плотности звезд поля. РППП дает оценку радиуса скопления 9 угловых минут. Карта плотности, построенная по оптическим данным, показывает сложную асимметричную структуру, по крайней мере с двумя вторичными максимумами.

**NGC 5715.** Это скопление хорошо выделяется при любых предельных величинах звезд. При  $J \leq 14^m$  оно демонстрирует двойную структуру. Окружающие скопление флюктуации звездного фона становятся сильнее при добавлении более слабых звезд. РППП дает оценку радиуса скопления около 8 угловых минут.

**NGC 6268.** Это скопление также хорошо выделяется при любых предельных величинах звезд. Флюктуации плотности звезд поля растут с увеличением предельной величины звезд и концентрируются в северо-западном квадранте по отношению к скоплению. РППП дает оценку радиуса скопления около 10 угловых минут.

**Pismis 10.** Скопление имеет относительно симметричное ядро и асимметричное гало, вытянутое в направлении на восток. С юго-запада к скоплению примыкают сильные флюктуации плотности, выходящие за границы исследуемой области. Если считать, что эти флюктуации не являются частью скопления, то РППП дает оценку радиуса скопления  $6.1 \pm 0.3$  угловых минуты. Данные 2MASS не использовались.

**Pismis 14.** Карта плотности показывает слабую концентрацию звезд в северной части рассматриваемой области с радиусом более 5 угловых минут. При этом, в юго-восточной части изучаемой площадки расположе-

на гораздо более плотная флюктуация плотности, выходящая за пределы площадки (это рассеянное скопление NGC 2910). Данные 2MASS не использовались. В работе [103] был сделан вывод, что Pismis 14 представляет собой случайную вытянутость периферийных членов NGC 2910, усиленную неоднородным поглощением.

**Ruprecht 11.** Скопление имеет относительно симметричное ядро и асимметричное гало, вытянутое в направлении на юг, где имеется слабый вторичный максимум. РППП дает только нижнюю оценку радиуса скопления в 9 угловых минут. Данные 2MASS не использовались.

**Ruprecht 128.** Это скопление выглядит как слабая флюктуация вблизи очень плотного звездного поля, связанного, вероятно, с Галактическим балджем. РППП, построенный по оптическим данным, дает нижнюю оценку радиуса скопления 3 угловых минуты. РППП, построенный по данным 2MASS, дает оценку радиуса скопления 5 угловых минут и оценку радиуса ядра скопления 2 угловых минуты.

**Trumpler 13.** Согласно карте плотности, построенной по оптическим данным, скопление вытянуто с севера на юг и имеет «хвост» в юго-западном направлении. Этот «хвост» не виден на РППП, так как РППП является сферически-симметричным приближением, и «хвост» пропадает при усреднении по азимуту с областями низкой плотности на востоке и западе. Trumpler 13 показывает наличие так называемой «переходной зоны» [1, 92], ступенько-подобной структуры между ядром скопления и его гало. Учитывая, что гало скопления не видно из-за флюктуаций плотности, по оптическим данным принята нижняя оценка радиуса скопления 4.6 угловой минуты. На карте плотности, построенной по данным 2MASS, скопление в значительной степени теряется на фоне флюктуаций плотности и выглядит гораздо меньше. По инфракрасным данным радиус скопления оценен в 3.5 угловой минуты и радиус ядра скопления - в 2.5 угловой минуты.

**Trumpler 20.** Это большое скопление, покрывающее почти всю площадку, исследуемую по оптическим данным. РППП дает нижнюю оценку радиуса скопления 5.8 угловой минуты. Ядро скопления вытянуто в направлении с юго-востока на северо-запад и явно асимметрично. На карте плотности, построенной по данным 2MASS, видно такое же направление вытянутости ядра скопления. Гало скопления асимметрично и имеет два «хвоста» — в юго-восточном и юго-западном направлениях. По РППП, построенному по данным 2MASS, получена оценка радиуса скопления 17.0 угловых минут и радиуса ядра 5.0 угловых минут.

**Trumpler 22.** Это большое скопление с относительно симметричным ядром и асимметричным гало, вытянутым в северо-восточном и южном направлениях. По РППП получена оценка радиуса скопления  $6.4 \pm 0.5$  угловой минуты.

**Trumpler 25.** Это скопление отчетливо видно и на оптической, и на инфракрасной карте плотности. Оно имеет вытянутость в направлении с севера на юг. По РППП, построенном по оптическим данным, получена только нижняя оценка радиуса скопления 5.9 угловой минуты. По РППП, построенном по данным 2MASS, получена оценка радиуса скопления 7.0 угловых минут и радиуса ядра 4.5 угловой минуты.

**Trumpler 26.** На карте плотности, построенной по оптическим данным, скопление выглядит как часть некой более крупной структуры. РППП, построенный по оптическим данным, дает нижнюю оценку радиуса скопления 5.5 угловой минуты. На карте плотности, построенной по данным 2MASS, скопление отчетливо выделяется, его гало имеет асимметричную форму с двумя «хвостами» в юго-западном и юго-восточном направлениях. По РППП, построенном по данным 2MASS, получена оценка радиуса скопления 13.0 угловых минут и радиуса ядра 4.0 угловых минуты.

**Trumpler 34.** Карта плотности, построенная по оптическим данным, показывает очень нерегулярную и асимметричную структуру. РППП, по-

строенный по оптическим данным, дает нижнюю оценку радиуса скопления 3.7 угловой минуты. На карте плотности, построенной по данным 2MASS, скопление отчетливо выделяется, оно окружено второстепенными уплотнениями. РППП, построенный по данным 2MASS, дает оценку радиуса скопления 13.0 угловых минут и радиуса ядра 5.0 угловых минут.

**VdB-Hagen 164.** Этот объект не показывает заметного пика плотности ни на оптической, ни на инфракрасной картах плотности. Сами С. ван ден Берг и Г. Хаген [105] отмечали, что скопление видно на голубых пластинах и не видно на красных. Возможно, что это разреженная группа молодых звезд с угловым радиусом градус или больше. Фотометрические диаграммы также не показывают наличие скопления в исследуемой области.

В работе [103] полученные авторами фотометрические параметры сравниваются с параметрами, полученными в других работах с использованием полуавтоматических процедур. Обсуждаются причины, приводящие к появлению разногласий, и делается вывод, что специализированные исследования, посвященные тщательному изучению конкретных рассеянных скоплений, дают более надежные результаты, даже при отсутствии идеальных наборов данных. Это демонстрируется на примере шести специально отобранных рассеянных скоплений — Trumpler 22, Lynga 6, Hogg 19, Hogg 21, Pismis 10 и Pismis 14. Trumpler 22 и Lynga 6 были выбраны как контрольные объекты (они были хорошо изучены ранее). Для остальных четырех скоплений имелись только параметры, определенные в полуавтоматическом режиме [3]. Ниже приведена краткая сводка сравнения результатов и анализа причин их расхождения.

**Trumpler 22.** С использованием Q-метода все звезды были исправлены за индивидуальное покраснение. После этого была построена исправленная за поглощение диаграмма «звездная величина–показатель цвета» (CMD). Совмещение с изохроной [106] дало значение модуля расстояния  $(m-M)_0 = 11.4 \pm 0.2$  звездной величины и расстояния  $1.9_{-0.1}^{+0.2}$  кпк, а также возраста 70

миллионов лет в хорошем согласии с результатами работы [107].

**Lynga 6.** Это скопление характеризуется большим и неоднородным межзвездным поглощением. Звезды для построения CMD отбирались в пределах радиуса скопления, определенного с помощью звездных подсчетов. Затем, также с использованием Q-метода, звезды были исправлены за индивидуальное покраснение. По CMD, исправленной за поглощение, после совмещения с изохроной, были получены оценки расстояния  $2.0^{+0.1}_{-0.1}$  кпк и возраста 79 миллионов лет в хорошем согласии с результатами работы [108] по инфракрасным данным. Параметры, полученные в [3], согласуются с нашими оценками, за исключением возраста скопления — их оценка в два раза меньше нашей.

**Hogg 19.** Это скопление представляет собой чрезвычайно сложный случай, в частности, благодаря очень близкому соседу NGC 6134. В работах [3] и [100] были получены очень разные результаты: согласно [100] это старое скопление (2.5 миллиарда лет) на расстоянии 2.6 кпк, согласно [3] это гораздо более близкое (900 пк) и несколько более молодое (1 миллиард лет) скопление. Тщательный и объединенный анализ результатов звездных подсчетов и фотометрических диаграмм (особенно важную роль сыграли данные о звездных величинах в полосе U и анализ карт плотности для разных предельных величин) подтверждает выводы авторов [100]. Причин расхождения в данном случае две. Первая — фотометрия, использованная в [3] намного менее глубокая, чем в [100, 103], поэтому авторы [3] не смогли увидеть на фотометрических диаграммах реальное скопление. Вторая причина в том, что авторы [3] не учли результаты предыдущих исследований.

**Hogg 21.** Этот случай проще предыдущего. Оценки возраста и расстояния для этого скопления в [3] и [103] мало различаются, сильно различаются оценки покраснения. Но в таком случае (при примерно одинаковом расстоянии) должны сильно различаться полученные модули расстояний. В [103] приводится ряд ссылок на работы, в которых отмечались значи-

тельные расхождения результатов определения покраснения в сравнении с [3].

**Pismis 10.** Анализ двухиндексной диаграммы показал наличие группы звезд с большим и дифференциальным покраснением, которые могут составлять скопление за плотным и неоднородным поглощающим слоем. Случай, похожий на Lynga 6. Здесь тоже была построена CMD с индивидуальным исправлением звездных величин за покраснение. В результате, для скопления были получены оценки возраста около 250 миллионов лет и расстояния  $2.7^{+0.3}_{-0.2}$  кпк. В этом случае, наши значения возраста и среднего покраснения близки к значениям из каталога [3], но оценки расстояния очень сильно различаются. Как и в случае с Hogg 19, это различие вызвано недостаточной глубиной фотометрии, использованной авторами каталога [3].

**Pismis 14.** Анализ фотометрических диаграмм показывает, что группа звезд, формирующая уплотнение на карте плотности, соответствующее Pismis 14, имеет точно такое же покраснение, как и звезды расположенного рядом скопления NGC 2910. CMD, построенная по звездам, расположенным в пределах 5 угловых минут, от центра Pismis 14, не показывает никакой заметной последовательности. На основе этого был сделан вывод, что Pismis 14 не является самостоятельным скоплением, а представляет незначительное уплотнение звезд в гало скопления NGC 2910.

### 1.3. Исследование искривления и расширения Галактического диска в третьем Галактическом квадранте

С целью исследования глобальной структуры диска Галактики, а именно его искривления и расширения на больших расстояниях от Солнца были проанализированы результаты многоцветной фотометрии в полях пяти рассеянных звездных скоплений в работе [102]. Скопления были специально подобраны таким образом, чтобы направление луча зрения пе-

Таблица 1.3. Экваториальные и галактические координаты площадок.

Cluster	RA (2000.0) (hh:mm:ss)	Dec. (2000.0) (dd:mm:ss)	l deg.	b deg.
1	2	3	4	5
ESO 489 SC01	06:04:58	-26:44:00	232.928	-21.419
NGC 2215	06:20:49	-07:17:00	215.993	-10.102
Ruprecht 11	07:07:21	-20:48:00	233.267	-5.981
NGC 2354	07:14:10	-25:41:24	238.368	-6.792
Haffner 22	08:12:27	-27:54:00	246.775	3.377

рессекало изогнутый диск Галактики на разных галактических широтах и долготах, образуя разрез. Экваториальные и галактические координаты скоплений, расположенных в центрах площадок, приведены в Табл.1.3 согласно базе данных WEBDA (<https://webda.physics.muni.cz/>).

Поле, лежащее значительно ниже Галактической плоскости (ESO 489 SC01) и противоположное ему поле со скоплением Haffner 22 были выбраны в попытке найти направление, где вклад тонкого и толстого диска Галактики пренебрежимо мал. Остальные три поля (Ruprecht 11, NGC 2215, и NGC 2354) распределены в диапазоне Галактических широт, где можно было ожидать заметное, но при этом различное, содержание звезд, принадлежащих молодому тонкому диску, старому тонкому диску и, возможно, толстому диску. В результате, было показано, что население, характерное для тонкого и толстого диска не распределено равномерно в третьем Галактическом квадранте, а следует некоему узору, свидетельствующему о том, что тонкий диск изогнут и организован в спиральные рукава (Ориона, Персея и Внешний). Оказалось, что все площадки имеют очень сложный звездный состав. Для того, чтобы разделить различные населения и установить их параметры (расстояние, покраснение и возраст) совместно использовались анализ фотометрии и звездные подсчеты.

В направлении скоплений Ruprecht 11, NGC 2354 и Haffner 22 обнаружено молодое население звезд. В случае Haffner 22 это молодое население

распределено примерно от 1.2 до 5.5 кпк от Солнца; это свидетельствует о том, что луч зрения в направлении Haffner 22 ( $b = +3^\circ.37$ ) пересекает только рукав Ориона, а внешний тонкий диск в этом направлении отсутствует, так как начинает загибаться вниз от плоскости Галактики примерно на расстоянии 3-4 кпк от Солнца. В случае Ruprecht 11 и NGC 2354 молодое население локализовано примерно на расстоянии 8-9 кпк от Солнца и примерно на 1 кпк ниже формального положения плоскости Галактики. Это совпадает с положением Внешнего рукава. Загиб диска делает обнаружение этой особенности более легким, так как луч зрения в этом случае пересекает рукав поперек, создавая впечатление структуры, ограниченной в пространстве.

Обнаружено также старое население в полях скоплений NGC 2215, Ruprecht 11 и NGC 2354, это может быть старое население тонкого диска Галактики с возрастом 2-3 миллиарда лет. Это население присутствует в разных пропорциях для разных направлений луча зрения (для разных площадок). Оно весьма заметно в направлении NGC 2354 и Ruprecht 11, которые расположены относительно близко. Площадка Ruprecht 11 показывает гораздо более сильное поглощение, поэтому соответствующая этому населению Главная Последовательность (ГП) выглядит гораздо более слабой, чем в случае NGC 2354. С другой стороны, NGC 2215 расположено гораздо дальше от изогнутого диска Галактики, чем NGC 2354, в результате чего луч зрения в направлении этого скопления пересекает нижнюю и менее плотную часть диска. Это же население должно присутствовать и в направлении Haffner 22, но в этом случае луч зрения идет почти параллельно формальной плоскости Галактики, поэтому мы видим только северную часть диска и звезды распределены очень широко, от Солнца до скопления и дальше до расстояний порядка 5 кпк (как и молодое население в этом направлении), поэтому мы не можем увидеть четкую точку поворота ГП. За 5 кпк это население пропадает, так как луч зрения больше не пересекает

изогнутый диск.

И молодое, и старое население полностью отсутствует в площадке ESO 489 SC01.

Таким образом, молодое и старое население в полях разных скоплений на диаграмме «звездная величина–показатель цвета» показывает узор, критически зависящий от вертикального положения тонкого и/или толстого диска Галактики, и от того, пересекает ли луч зрения оба эти диска, один или ни одного. В результате, показана возможность эффективного исследования крупномасштабной структуры диска Галактики по анализу звездной плотности и фотометрических диаграмм в полях рассеянных звездных скоплений. Отмечено также, что такому исследованию недостает данных спектроскопии, чтобы иметь возможность отслеживать металличность обнаруженных населений.

#### **1.4. Обсуждение и выводы**

При исследовании звездных скоплений значительная роль принадлежит определению их структурных характеристик, в первую очередь получению карты поверхностной плотности и радиального профиля поверхностной плотности [100–104]. Радиальный профиль плотности традиционно используется для определения радиуса скопления (смотри более подробное обсуждение в следующей главе). При создании «Каталога структурных и динамических характеристик 103 рассеянных звездных скоплений» [92] соискатель (совместно с В.М.Даниловым) использовал для определения радиуса скопления метод, основанный на кумулятивной функции распределения  $N(r)$  (число звезд в пределах круга радиуса  $r$ ), предложенный в [91]. К сожалению, этот метод очень чувствителен к наличию крупномасштабных флюктуаций звездной плотности, поэтому его не удается полноценно использовать для работы с современными глубокими обзорами звездного неба, где флюктуации плотности велики (каталог [92] был создан на основе

фотографических пластинок с предельной звездной величиной  $B = 16^m$ ).

Для получения радиальных профилей поверхностной плотности соискатель первоначально использовал метод дифференцирования полинома наилучшего среднеквадратичного приближения для функции  $N(r)$  [94, 100]. Но этот метод обладал рядом недостатков. Во-первых, для получения дифференцируемой функции профиля было необходимо провести его аппроксимацию такой функцией, во-вторых, отсутствовал обоснованный метод определения доверительного интервала для профиля. Этих недостатков лишен метод KDE: сама получаемая оценка профиля является дифференцируемой функцией, а для определения доверительного интервала имеется метод ‘smoothed bootstrap’ [95, 96]. Для построения радиальных профилей поверхностной плотности и карт поверхностной плотности с помощью метода KDE были написаны программы на языке FORTRAN, которые применялись при исследовании звездных скоплений (см. выше в этой главе и далее в других главах). Кроме этого, была получена формула для построения профиля пространственной плотности звездного скопления в случае, когда известны трехмерные прямоугольные координаты звезд [98]. Параллельно с этим соискатель начал использовать метод KDE для получения оценок других функций распределения — функций светимости (блеска), распределения звезд по скоростям и других, для определения центра скопления, для получения параметров эллиптичности распределения плотности. Для всех этих приложений также были написаны программы на языке FORTRAN. Обзор использования метода KDE при исследовании звездных скоплений опубликован в работе [99].

Эффективность применения данных о структуре скоплений для их исследования была продемонстрирована в целом ряде работ [100–104]. В этих работах были получены структурные характеристики большого количества мало изученных скоплений (что было, скорее, вспомогательной задачей) и их фундаментальные характеристики (гелиоцентрическое расстоя-

ние, покраснение, возраст), основанные на исследовании фотометрических диаграмм. При этом именно комплексный подход к исследованию скоплений позволил добиться успеха. В качестве характерного примера можно упомянуть рассеянное скопление Hogg 19, где карты плотности, построенные для разных интервалов предельных величин, позволили разделить звездные населения в исследуемой площадке и определить фундаментальные характеристики скопления. В ходе проведения этих исследований было продемонстрировано преимущество индивидуального, комплексного подхода к исследованию звездных скоплений перед полуавтоматическими методами определения их параметров [103].

В работе [102] данные многоцветной фотометрии в площадках пяти РЗС были использованы для исследования крупномасштабной структуры диска Галактики в направлении третьего Галактического квадранта. Скопления были специально отобраны, так, чтобы образовать вертикальный разрез диска. В результате были получены подтверждения того, что диск Галактики изгибается в сторону отрицательных значений Галактической широты, начиная с расстояний 3-4 килопарсека от Солнца. Также, при этом была получена оценка величины расширения диска в этом направлении.

## **1.5. Положения, выносимые на защиту**

По результатам первой главы на защиту выносятся следующие положения:

- Впервые проведено детальное исследование 25 мало изученных рассеянных скоплений. Получены их структурные и фотометрические характеристики (радиусы, гелиоцентрические расстояния, избытки цвета, возрасты).
- Показано, что крупномасштабную структуру диска Галактики можно

изучать по данным фотометрии в полях рассеянных звездных скоплений. Исследовано искривление и расширение диска Галактики в направлении третьего галактического квадранта.

## Глава 2. Профили плотности, короны и близкие окрестности звездных скоплений

В этой главе приведены результаты исследований профилей поверхностной плотности нескольких рассеянных скоплений на основе данных Каталога точечных источников 2MASS, результаты исследования структуры и динамики близких к Солнцу рассеянных скоплений Плеяды, Альфа Персея и Ruprecht 147 на основе каталога Gaia DR2. Результаты проведенных исследований подтверждают наличие протяженных корон РЗС. Обнаружены приливные хвосты скопления Ruprecht 147, исследуется звездный поток, связанный со скоплением Альфа Персея. На основе изучения распределения скоростей в скоплении Плеяды делается вывод о гравитационной неустойчивости ядра этого скопления. Результаты численных экспериментов в рамках задачи N тел используются для изучения динамики корон РЗС, объясняется происхождение и длительное существование корон. Кроме этого, в главе рассказывается о современной реализации Атласа рассеянных звездных скоплений.

В разделе 2.1 описываются результаты исследования профилей поверхностной плотности семи РЗС, обсуждаются, в частности, функции, аппроксимирующие профили плотности РЗС. В разделе 2.2 обсуждаются возможности использования каталога Gaia DR2 для исследования близких рассеянных скоплений, а также два возможных подхода к исследованию скоплений. Раздел 2.3 посвящен исследованию скопления Ruprecht 147; в нем также обсуждаются два разных подхода к исследованию звездных скоплений на основе данных Gaia DR2. Исследование структуры и динамики скопления Плеяды рассмотрено в разделе 2.4; в этом разделе

описан метод «равномерного фона» для оценки вероятности принадлежности к скоплению группы звезд. В разделе 2.5 обсуждается звездный поток в окрестности скопления Альфа Персея. Об изучении динамики корон рассеянных звездных скоплений на основе численного моделирования рассказывается в разделе 2.6. Новая версия Атласа рассеянных звездных скоплений представлена в разделе 2.7. В разделе 2.8 изложены основные выводы и кратко обсуждаются результаты исследований, в разделе 2.9 перечислены результаты, выносимые на защиту.

Результаты исследований опубликованы в следующих работах:

- Danilov V.M., Seleznev A.F. The catalogue of structural and dynamical characteristics of 103 open star clusters and the first results of its investigations // Astronomical and Astrophysical Transactions. — 1994. — Vol. 6, Is. 2. — P. 85-156.
- Данилов В.М., Путков С.И., Селезнев А.Ф. Динамика корон рассеянных звездных скоплений // Астрономический Журнал. — Том 91, вып. 12. — С. 1019-1035.
- Seleznev A. F. Open-cluster density profiles derived using a kernel estimator // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2016. — Vol. 456, Is. 4. — P. 3757–3773;
- Seleznev A. F., Avvakumova E., Kulesh M., Filina J., Tsaregorodtseva P., Kvashnina A. New atlas of open star clusters // Open Astronomy. — 2017. — Vol. 26, Is. 1. — P. 80-87.
- Yeh F.C., Carraro G., Montalto M., Seleznev A.F. Ruprecht 147: A paradigm of dissolving star cluster // The Astronomical Journal. — 2019. — Vol. 157, Is. 3., article id. 115.
- Danilov V. M., Seleznev A. F. On the motion of stars in the Pleiades according to Gaia DR2 data // Astrophysical Bulletin — 2020. — Vol. 75,

No. 4. — P. 407-424.

- Nikiforova V. V., Kulesh M. V., Seleznev A. F., Carraro G. The relation of the Alpha Persei star cluster with the nearby stellar stream // The Astronomical Journal — 2020. — Vol. 160, Is. 3 , article id. 142.
- Seleznev A. F., Danilov V.M., Carraro G. Investigation of the nearby open clusters with Gaia DR2 data // Star Clusters: From the Milky Way to the Early Universe. Proceedings IAU Symposium No. 351, A. Bragaglia, M. Davies, A. Sills, and E. Vesperini, eds. — 2020. — P. 502-506.

## **2.1. Профили поверхностной плотности семи рассеянных звездных скоплений на основе данных 2MASS**

В работе [98] с помощью метода KDE были построены профили плотности семи рассеянных скоплений NGC 1502, NGC 1960, NGC 2287, NGC 2516, NGC 2682, NGC 6819 и NGC 6939 до разных предельных величин  $J_{lim}$  по данным обзора 2MASS. Были отобраны хорошо изученные скопления, для того, чтобы продемонстрировать эффективность метода KDE. Все скопления выборки, за исключением NGC 1960, расположены на больших галактических широтах; это гарантирует относительно равномерный и не очень плотный звездный фон.

Для выбора оптимальной полуширины кернела  $h$  в работе используются рекомендации из работы Мерритта и Тримбли [96]. Согласно ее результатам, процедура выбора полуширины кернела с помощью минимизации интегральной среднеквадратичной ошибки [95] приводит к получению смещенной оценки профиля плотности. При малых значениях  $h$  профиль обладает слишком большой вариацией плотности. Авторы [96] предлагают брать такую величину  $h$ , при которой получаемый профиль получается максимально гладким, но не выходящим за пределы вариативного профиля, построенного при маленьком значении  $h$ . Выбор значения полуширины

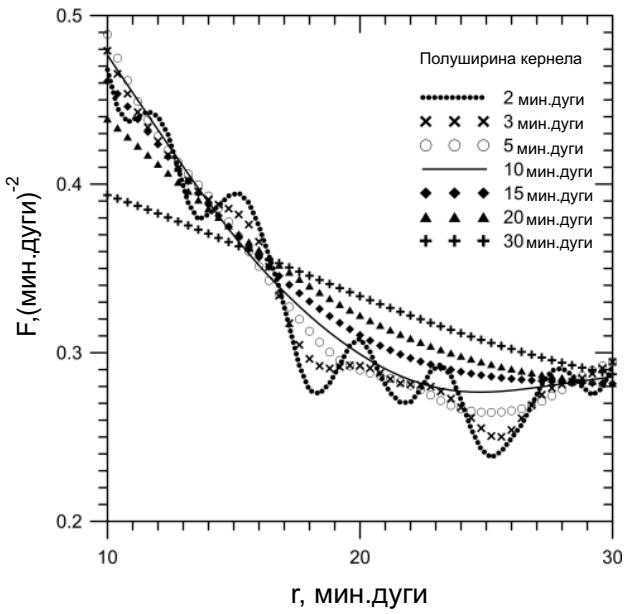


Рис. 2.1. Профили поверхностной плотности для скопления NGC 2287, построенные с разными значениями полуширины кернела при  $J_{lim} = 16^m$  в переходной зоне между ядром и гало скопления. Разные символы соответствуют разным значениям  $h$ .

кернела иллюстрируется на Рис. 2.1 для скопления NGC 2287. Там показаны профили плотности, построенные с разными  $h$  для переходной зоны между ядром и гало скопления. Эта зона наиболее чувствительна для выбора оптимальной полуширины кернела. На рисунке хорошо видно, что оптимальным значением  $h$  в данном случае будет 10 угловых минут. Такая процедура проводится для каждого скопления для каждой предельной величины, после чего для скопления выбирается одно значение  $h$  (для того, чтобы можно было сравнивать результаты для разных предельных величин).

Радиальные профили поверхностной плотности, построенные для разных предельных величин, были использованы для получения оценок радиусов скоплений, массы скоплений, а также для оценки сегрегации звезд по массе в скоплениях.

При определении радиуса скопления ключевую роль играет величина средней плотности звезд фона в окрестностях скопления  $F_b$ . Для опреде-

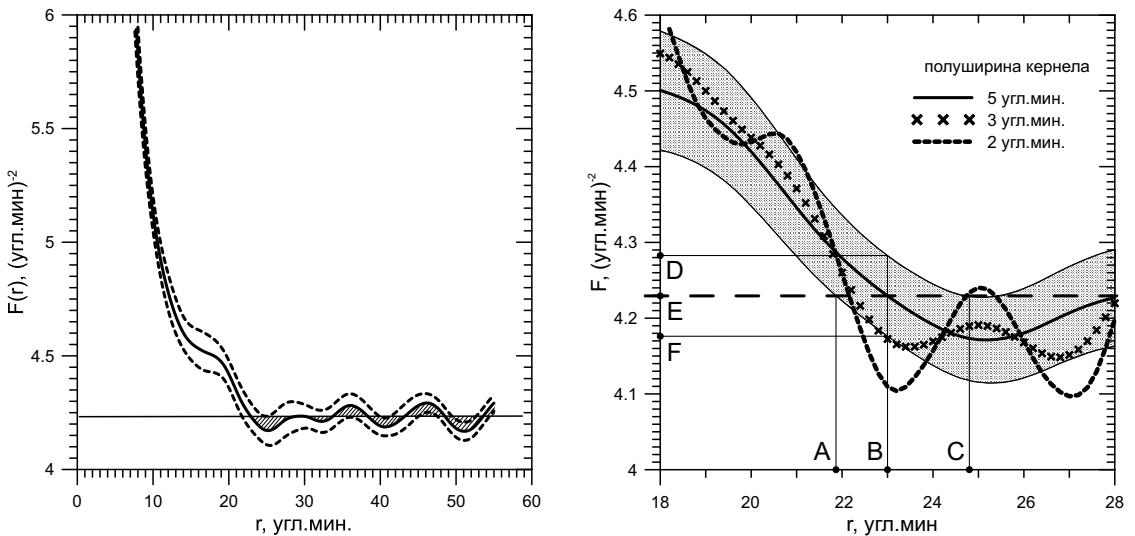


Рис. 2.2. Слева: профиль поверхностной плотности для скопления NGC 6819, построенный с  $h = 5$  угловых минут при  $J_{lim} = 16^m$ . Сплошная кривая — профиль плотности, пунктирные кривые линии показывают доверительный интервал шириной  $2\sigma$ . Сплошная прямая линия — принятное значение средней плотности фона (заштрихованные фигуры выше и ниже этой линии имеют в сумме приблизительно одинаковые площади). Справа: профиль поверхностной плотности для скопления NGC 6819, построенный с  $h = 2, 3, 5$  угловых минут при  $J_{lim} = 16^m$ . Серая полоса показывает доверительный интервал шириной  $2\sigma$  для профиля с  $h = 5$  угловых минут. Точки, обозначенные буквами, иллюстрируют определение радиуса скопления и средней плотности фона и их погрешностей.

ления этой величины соискатель использовал два метода. Первый метод — глазомерный. Он состоит в следующем. На профиле плотности скопления (на больших расстояниях от его центра) выбирается участок, на котором плотность не испытывает систематического изменения вниз. Если плотность продолжает уменьшаться до границ исследованной области, это означает, что либо скопление имеет больший размер (и тогда исследуемую область надо увеличить), либо скопление проецируется на крупномасштабную неоднородность фона большого размера (в таком случае можно попробовать ужесточить условия отбора звезд для исследования, если есть такая возможность). Если плотность начинает увеличиваться, то это тоже, обычно, связано с крупномасштабными флюктуациями плотности фона (в таком случае, область исследования ограничивается до точки начала роста; обычно, в таких случаях помогает карта поверхностной плотности). Когда участок профиля без систематических изменений плотности выбран, проводится линия, параллельная оси абсцисс, таким образом, чтобы суммарная площадь фигур между профилем и линией ниже нее приближенно равнялась суммарной площади фигур между профилем и линией выше нее. Иллюстрация этого метода показана на Рис. 2.2 слева. Второй метод состоит в аппроксимации профиля функцией, одним из параметров которой является  $F_b$ . Результаты такой аппроксимации (см. ниже) показали, что глазомерная оценка дает величину средней плотности фона, очень близкую к величине, полученной из аппроксимации (эти величины, как правило, совпадают в пределах ошибок определения).

После того, как величина  $F_b$  определена, можно определить радиус скопления  $R_c$  и погрешности этих величин. Иллюстрация на примере скопления NGC 6819 показана на Рис. 2.2 справа. Средняя плотность фона  $F_b$  — это ордината точки пересечения профиля и линии средней плотности фона. Абсцисса этой точки — радиус скопления (точка В на правой панели Рис. 2.2). Пересечение линии средней плотности фона с границами дове-

рительного интервала дает погрешность определения радиуса скопления (максимальный из отрезков AB и BC). Пересечение перпендикуляра к оси абсцисс с границами доверительного интервала дает погрешность определения средней плотности фона (максимальный из отрезков DE и EF). В примере, показанном на правой панели Рис. 2.2 для скопления NGC 6819 получены значение средней плотности фона  $F_b = 4.23 \pm 0.06$  (угл.мин.)<sup>-2</sup> и радиуса скопления  $R_c = 23 \pm 2$  угловых минуты.

На правой панели Рис. 2.2 показаны также профили плотности, построенные с полушириной кернела меньше оптимальной. Видно, что точки пересечения этих профилей с линией средней плотности фона лежат в пределах погрешности определения радиуса скопления. Таким образом, изменение полуширины кернела (меньше оптимальной) лишь незначительно влияет на оценку радиуса скопления. Это подтверждается аналогичными исследованиями для других скоплений. В работе [96] был получен противоположный результат. Причина различия в том, что авторы [96] рассматривали модельные распределения звездной плотности, в которые они не добавляли фон. Наличие фона (богатого) кардинально меняет ситуацию — возможный «прирост» радиуса скопления из-за увеличения кернела «съедается» фоном.

Профили плотности семи рассеянных скоплений до разных предельных величин, а также результаты их аппроксимации опубликованы в системе VizieR (VizieR On-line Data Catalog: J/MNRAS/456/3757). При исследовании профилей плотности соискатель в [98] обнаружил статистически значимые признаки сегрегации звезд по массе в скоплениях NGC 1502, NGC 2516 и NGC 6819, а также наличие структурных неоднородностей в профилях у всех исследованных скоплений (под неоднородностями понимаются структуры наподобие ступенек и вторичных максимумов). Подобные неоднородности являются одним из признаков нестационарности скоплений в регулярном поле.

Таблица 2.1. Сравнение оценок радиусов скоплений с данными других авторов и с результатами оценок методом ДМП (в угловых минутах).

Скопление	Оценка по профилю плотности	Каталог [114]	Данные других авторов	Ссылка	Метод ДМП по пластинкам в цвете В [92]	Оценки методом ДМП по 2MASS
1	2	3	4	5	6	7
NGC 1502	52-55 (110)	12.6	5	[115]	$24.8 \pm 2.5$ (31.08)	37 (45)
NGC 1960 (M 36)	10-23 (60)	16.2	22.9	[116]	$20.1 \pm 0.6$ (31.08)	
NGC 2287 (M 41)	37-57 (120)	30	30	[117]		46-50 (60)
NGC 2516	88-92 (110)	42	90	[117]		87 (95)
NGC 2682 (M 67)	43-57 (115)	18.6	60	[118, 119]		
NGC 6819	16-33 (55)		13	[120]	$24.8 \pm 2.6$ (31.08)	10-22 (40)
NGC 6939	42-105 (160)		85	[121]	$15.5 \pm 1.2$ (22.2)	21-26 (30)

В Табл.2.1 приведено сравнение оценок радиусов скоплений по профилям поверхностной плотности [98] с данными других авторов, а также с оценками радиусов, полученными методом Данилова, Маткина и Пыльской (ДМП) [91] в работе [92] по фотопластинкам в полосе В, и с оценками радиусов, полученными соискателем по данным 2MASS также методом ДМП. Вторая колонка Табл.2.1 содержит глазомерные оценки радиусов скоплений, полученные, как описано выше. Интервал показывает разброс оценок для разных предельных величин, число в скобках показывает угловой размер области, использованной для построения профиля плотности. Третья колонка показывает радиус скопления из каталога Н.В.Харченко с соавторами [114]. Четвертая колонка показывает данные о радиусах скоплений, взятые из литературы, а пятая — ссылки на источники этих данных. Шестая колонка показывает оценки радиусов скоплений из каталога [92]; эти оценки получены методом ДМП с помощью звездных подсчетов по фотопластинкам, полученным в цвете В на телескопе SBG Коуровской астрономической обсерватории. Седьмая колонка показывает оценки радиусов скоплений, полученные методом ДМП по данным каталога точечных ис-

точников 2MASS. В скобках в 6 и 7 колонках показаны размеры области для построения профиля, разброс значений в 7 колонке соответствует разным предельным величинам.

Оценки радиусов по профилям плотности для скоплений NGC 1502, 6819 и 6939 больше, чем оценки, полученные с помощью метода ДМП. Это объясняется меньшим размером области для звездных подсчетов по методу ДМП. Для NGC 1960, 2287 и 2516 размеры области, использованной для звездных подсчетов по методу ДМП больше размеров скопления; в этом случае разные методы приводят к сравнимым результатам. Из Табл.2.1 видно, что для скоплений NGC 1502, 2287 и 6819 в литературе приводятся сильно заниженные данные об их радиусах. Для скопления NGC 6939 полученная соискателем оценка радиуса даже больше, чем в работе Артюхиной и Холопова [121] (в этой работе производился отбор вероятных членов скопления по собственным движениям), тем самым подтверждается результат [121] о наличии протяженной короны у этого скопления. Для скопления M 67 наша оценка также согласуется с результатами, полученными с использованием отбора звезд по собственным движениям [118, 119]. В каталоге [114] также использовался отбор звезд по собственным движениям, но их оценки радиусов меньше, чем полученные соискателем. Частично это можно объяснить меньшими значениями предельной величины звезд в этом исследовании, а также тем, что авторы [114] использовали аппроксимацию профилей функцией Кинга [122], что приводит к недооценке радиуса короны скопления (смотри ниже).

В работе Нилакши с соавторами [123] опубликованы результаты звездных подсчетов в полях 38 рассеянных скоплений. В этой работе для скопления NGC 1960 была получена оценка внешнего радиуса 15.3 угловой минуты, а для скопления NGC 6939 — 12.7 угловой минуты. В случае скопления NGC 6939 заниженная оценка радиуса в [123] объясняется тем, что авторы этой работы использовали слишком маленькое поле для иссле-

дования (с радиусом 30 угловых минут). В случае скопления NGC 1960 заниженную оценку радиуса можно объяснить меньшей чувствительностью метода гистограмм по сравнению с методом KDE. Кроме того, авторы [123] не описывают методику оценивания внешнего радиуса скопления, а их профили плотности (см. рис. 1 в [123]) допускают неоднозначную интерпретацию.

Для получения оценки массы скопления используются профили плотности до разных предельных величин. Интеграл от профиля поверхностной плотности дает число звезд скопления:

$$N = 2\pi \int_0^{R_c} F(r) r dr - \pi R_c^2 F_b. \quad (2.1)$$

Получив числа звезд до разных предельных величин (обычно, с шагом в 1 звездную величину), вычисляем числа звезд в интервалах звездных величин. Умножая эти числа звезд на среднюю массу звезды для интервала, и просуммировав полученные результаты, получаем оценку массы скопления. Средние массы звезд определяются с использованием таблиц изохрон соответствующего возраста [106] и фундаментальных параметров скопления (гелиоцентрическое расстояние, возраст, избыток цвета). Для «верхнего» интервала звездных величин масса звезд скопления из этого интервала определяется в предположении, что распределение масс звезд в этом интервале соответствует спектру масс Крупы [109]. Соискатель использовал фундаментальные параметры скоплений из однородного каталога Локтина [110, 111]. Для определения величины избытка цвета и полного поглощения в необходимой спектральной полосе используются формулы из литературы. В частности, при использовании каталога 2MASS приходится пересчитывать избыток цвета  $E(B-V)$  в избыток цвета  $E(J-H)$  и вычислять полное поглощение  $A_J$ . Для этого соискатель использовал формулы из работ [112, 113]:

Таблица 2.2. Нижние оценки масс и приливных радиусов скоплений выборки

Скопление	Нижняя оценка массы скопления $M, M_{\odot}$	Нижняя оценка приливного радиуса $R_t$ , пк	$R_{c\ max},$ пк	$R_{2\ max},$ пк
1	2	3	4	5
NGC 1502	1300±140	14.1±1.2	13.3±2.2	12.9±0.2
NGC 1960 (M 36)	860±100	12.3±1.0	8.8±1.1	8.8±0.2
NGC 2287 (M 41)	880±150	12.6±1.2	11.6±1.8	9.8±0.1
NGC 2516	1820±200	15.4±1.3	11.2±0.5	10.8±0.04
NGC 2682 (M 67)	1400±110	15.1±1.2	15.1±1.3	13.8±0.2
NGC 6819	1890±140	16.7±1.3	22.7±2.7	23.3±0.7
NGC 6939	2610±420	18.3±1.7	37.6±3.6	49.0±0.7

$$E(J - H) = 0.37E(B - V), \quad (2.2)$$

$$A_J = 2.43E(J - H). \quad (2.3)$$

Такой метод оценивания массы скопления, в общем, аналогичен методу оценивания массы по функции светимости (смотри ниже), но в последнем случае относительная ошибка оценки получается меньше. Получаемая оценка массы является нижней, так как мы не учитываем звезды слабее предельной величины, неразрешенные двойные системы и возможные остатки эволюции массивных звезд (черные дыры и нейтронные звезды). Эти нижние оценки массы для скоплений выборки приведены во второй колонке Табл.2.2. В работе [98] соискатель попытался оценить полную массу скопления NGC 1502, учитывая перечисленные выше факторы. В результате, полная масса скопления получилась заключенной между 1760 и 3900 масс Солнца. Так как неопределенность такой оценки очень велика, то для остальных скоплений выборки оценка полной массы не проводилась.

На основе полученных оценок массы скоплений были определены

нижние оценки их приливных радиусов в гравитационном поле Галактики. При этом использовалась модель гравитационного потенциала Галактики Ф Кутузова и Осипкова [124] и формула из работы Кинга [122]:

$$R_t = \left( \frac{GM}{4A(A-B)} \right)^{1/3} = \left( -\frac{GM}{\alpha_1} \right)^{1/3}, \quad (2.4)$$

где  $G = 0.004535$  — гравитационная постоянная в системе единиц 1 пк для расстояния, 1 масса Солнца для массы и 1 миллион лет для времени,  $M$  — масса скопления,  $A$  и  $B$  — постоянные Оорта для Галактоцентрического расстояния скопления  $R_{cl}$ .  $\alpha_1$  здесь — это параметр, описывающий потенциал Галактики на текущем Галактоцентрическом расстоянии скопления, введенный Чандрасекаром [125]

$$\alpha_1 = R \left( \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} \right) \Big|_{R=R_{cl}}, \quad (2.5)$$

где  $R$  — расстояние от центра Галактики, и  $R_{cl}$  — расстояние скопления от центра Галактики:

$$R_{cl} = \sqrt{R_0^2 + d^2 \cos^2 b - 2R_0 d \cos l \cos b}, \quad (2.6)$$

где  $R_0$  — расстояние Солнца от центра Галактики (было принято значение  $R_0 = 8200$  пк),  $l$  и  $b$  — галактические координаты скопления, и  $d$  — гелиоцентрическое расстояние скопления. В модели Кутузова и Осипкова [124],

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= -2\Phi_0 \left( \frac{R_{cl}}{R_a^2} \right)^2 \frac{1+3e}{e^3(1+e)^3}, \text{ и} \\ e &= \sqrt{1 + \left( \frac{R_{cl}}{R_a} \right)^2}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

где  $R_a = 2000$  пк, и  $\Phi_0 = 1.841 \cdot 10^5$  пк<sup>2</sup>/(млн лет)<sup>2</sup>. Модель Кутузова и Осипкова [124] была выбрана, потому что она очень простая и удобная

для вычислений, кроме того, она очень неплохо воспроизводит современные данные о параметрах Галактического диска в окрестностях Солнца (смотри обсуждение в [98]). Нижние оценки приливных радиусов скоплений приведены в 3 колонке Табл.2.2.

Четвертая колонка Табл.2.2 содержит максимальные значения гла- зомерных оценок радиусов скоплений среди всех интервалов звездных величин. Пятая колонка Табл.2.2 содержит максимальные значения радиуса короны скопления среди всех интервалов звездных величин, полученные при аппроксимации профилей плотности комбинированной моделью (смотри ниже). Видно, что размеры скоплений NGC 6819 и NGC 6939 заметно превышают размеры их приливных поверхностей. Причем, маловероятно, чтобы это соотношение размеров изменилось при учете невидимого населения этих скоплений (благодаря зависимости приливного радиуса от массы в степени  $1/3$ ). Ниже в этой главе обсуждаются причины формирования и длительного существования корон рассеянных скоплений.

Необходимо отметить, что молодые скопления и скопления промежуточного возраста могут испытывать приливное воздействие со стороны ближайшего газо-звездного комплекса, имеющего сопутствующее движение в Галактике (то есть, комплекса, в котором это скопление родилось). Такое воздействие приводит к уменьшению приливного радиуса скопления в 1.5-2.5 раза [126, 127]. Поэтому, молодые скопления и скопления промежуточного возраста также могут иметь размеры, превышающие размер своей приливной поверхности.

Для аппроксимации радиальных профилей плотности или поверхности яркости часто используется функция Кинга [122]:

$$F(r) = \begin{cases} k \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r_t}{r_c}\right)^2}} \right]^2 & r < r_t, \\ 0 & r \geq r_t. \end{cases} \quad (2.8)$$

Эта функция была предложена Кингом для шаровых скоплений, но также широко используется и для рассеянных скоплений [3, 114]. Для того, чтобы учесть звездный фон, в эту формулу необходимо ввести величину  $F_b$  как постоянную добавку.

В работе Данилова и Путкова [128] было обнаружено, что аппроксимация распределения плотности в звездных скоплениях функцией Кинга [122] приводит к недооценке числа звезд в скоплении по сравнению с результатами звездных подсчетов. Причина этого в том, что функция Кинга [122] недооценивает значения плотности в области короны скопления. Авторы [128] предложили ввести добавку в функцию Кинга. Эта добавка соответствует представлению короны скопления в виде однородного шара. При этом, добавка в поверхностную плотность равна

$$\delta F(r) = 2 \cdot R_2 \cdot \delta f \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R_2}\right)^2}, \quad (2.9)$$

где  $R_2$  — радиус короны скопления, и  $\delta f$  — пространственная плотность короны скопления. Эта добавка должна использоваться для всех расстояний  $r < R_2$ . Модель звездного скопления, поверхностная плотность в котором представлена суммой выражений (2.8), (2.9) и величины  $F_b$ , получила название «комбинированная модель».

В работе [98] соискатель аппроксимировал радиальные профили поверхностной плотности как моделью Кинга, так и комбинированной моделью (для всех интервалов звездной величины). Для аппроксимации использовался алгоритм Марквардта [129]. Результаты аппроксимации опублико-

ваны в системе VizieR (VizieR On-line Data Catalog: J/MNRAS/456/3757). В дальнейшем обсуждении параметры функции (2.8) в случае комбинированной модели будут обозначаться верхним индексом ‘*comb*’, а в случае модели Кинга — верхним индексом ‘*King*’.

В комбинированной модели,  $r_t^{comb}$  может рассматриваться как радиус ядра скопления,  $r_c^{comb}$  имеет смысл масштабного фактора для ядра скопления, а  $R_2$  — это радиус короны скопления. С этой точки зрения, возможны ситуации, когда  $r_c^{comb} > r_t^{comb}$  (и такие ситуации имеют место). Интерпретировать это можно с точки зрения различий в профилях плотности в области перехода между ядром и короной скопления. В представленной работе (здесь и далее) под ядром скопления подразумевается его центральная плотная часть, а радиусом ядра считается расстояние от центра скопления до точки, в которой происходит резкое изменение градиента профиля поверхностной плотности. На Рис.2.3б для скопления NGC 1502 радиус ядра равен приблизительно 13 угловым минутам. Скопление может иметь так называемую промежуточную зону между ядром и короной [1, 92], которая выглядит на профиле плотности как одна или несколько ступенек между ядром и короной, или как область с градиентом плотности, промежуточным между градиентом плотности в наружной части ядра и градиентом плотности в короне. Существование промежуточной зоны является нормальным для богатых скоплений [1], а скопления выборки, скорее, относятся именно к богатым скоплениям. Когда промежуточная зона существует, соотношение между  $r_c^{comb}$  и  $r_t^{comb}$  обычное. Однако, когда переход между ядром и короной резкий, масштабный фактор для ядра скопления  $r_c^{comb}$  становится больше радиуса ядра скопления  $r_t^{comb}$ . Это имеет место в самых менее населенных скоплениях выборки — NGC 1502 и NGC 2287.

Интересно сравнить результаты аппроксимации профилей плотности двумя моделями. Параметр  $R_2$  комбинированной модели хорошо коррелирует с радиусом скопления, полученным с помощью глазомерной оцен-

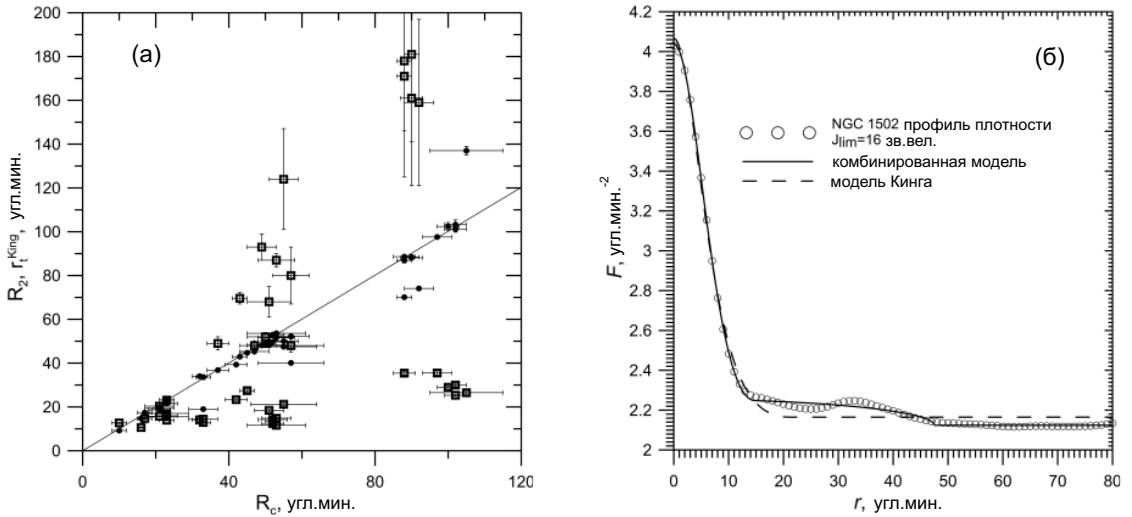


Рис. 2.3. Сравнение моделей Кинга и комбинированных моделей для скоплений выборки. (а): Сравнение радиуса короны скопления  $R_2$  (точки) и параметра модели Кинга  $r_t^{King}$  (открытые квадраты) с глазомерными оценками радиусов скоплений. (б): Сравнение профиля плотности скопления NGC 1502 с полученными для него моделью Кинга и комбинированной моделью.

ки (см. Табл.2.2 и точки на Рис.2.3а). Наоборот, параметр модели Кинга  $r_t^{King}$  плохо коррелирует с радиусом скопления  $R_c$  (открытые квадраты на Рис.2.3а).

Поверхностная плотность фона  $F_b^{King}$ , полученная в рамках модели Кинга, обычно больше, чем плотность фона  $F_b^{comb}$ , полученная в рамках комбинированной модели (последняя, обычно, очень близка к глазомерной оценке плотности фона). Причина этого в том, что модель Кинга не имеет протяженной короны и корона скопления (которая хорошо видна на Рис.2.3б) полагается алгоритмом аппроксимации частью фона, окружающего скопление. На Рис.2.3б показан профиль плотности скопления NGC 1502 и полученные для него модель Кинга и комбинированная модель. Видно, что приближение моделью Кинга дает завышенные значения поверхностной плотности на расстояниях от центра между 50 и 80 угловых минут (в области фона), в отличие от комбинированной модели.

В результате, интегрирование модели Кинга дает число звезд  $N_{King}$ ,

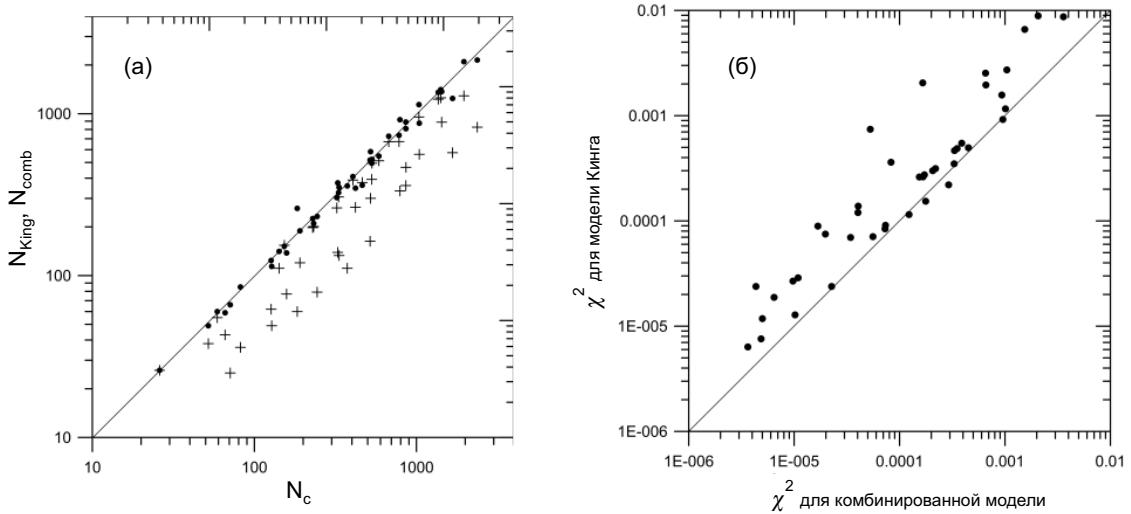


Рис. 2.4. Сравнение моделей Кинга и комбинированных моделей для скоплений выборки. (а): Сравнение чисел звезд в скоплении, полученных при интегрировании модели Кинга (крестики) и комбинированной модели (точки), с числами звезд в скоплении, полученными при численном интегрировании профиля плотности. (б): Сравнение параметров  $\chi^2$ , полученных при аппроксимации профилей плотности моделью Кинга и комбинированной моделью.

намного меньшее, чем число звезд  $N_c$ , полученное при численном интегрировании профиля плотности скопления или число звезд  $N_{comb}$ , полученное при интегрировании комбинированной модели. Обычно,  $N_{King}$  близко к числу звезд ядра комбинированной модели. В противоположность этому, числа звезд  $N_c$  и  $N_{comb}$  хорошо коррелируют. Это демонстрируется на Рис. 2.4а.

Из всего этого следует, что модель Кинга не очень хорошо воспроизводит распределение плотности в рассеянных звездных скоплениях. Эта точка зрения подтверждается также сравнением параметров  $\chi^2$ , характеризующих качество аппроксимации [129, 130]. Это иллюстрируется на Рис. 2.4б; видно, что параметр  $\chi^2$  для комбинированной модели систематически меньше параметра  $\chi^2$  для модели Кинга. Модель Кинга неплохо воспроизводит распределение плотности в ядре скопления, но не в его короне. Принимая во внимание тот факт, что корона скопления часто содержит структурные неоднородности [94, 98], воспроизвести профили плотно-

сти скоплений в области короны каким-либо аналитическим выражением трудно. Поэтому, моделирование короны скопления однородной сферой является разумным приближением и дает приемлемые результаты. Это будет продемонстрировано также в последующих разделах этой главы.

## 2.2. Исследования близких рассеянных скоплений по данным Gaia DR2

Этот раздел и три последующих посвящены исследованиям близких к Солнцу рассеянных скоплений на основе данных каталога Gaia DR2 [80] космической миссии Gaia [79]. Каталог Gaia DR2 содержит данные о координатах, тригонометрических параллаксах и собственных движениях более 1.3 миллиарда звезд, полученные с беспрецедентной точностью. В связи с этим, возникает возможность исследования трехмерной структуры и трехмерного поля скоростей рассеянных звездных скоплений. Правда, для получения трехмерной картины распределения скоростей не хватает данных о лучевых скоростях. Собственные данные Gaia о лучевых скоростях слишком малочисленны (лучевые скорости имеют немногим более 7 миллионов звезд), кроме этого, их точность невысока. Можно надеяться на рост количества данных о лучевых скоростях благодаря активной работе телескопа LAMOST [132] и проекту Gaia-ESO Survey [71].

Оценим, для каких РЗС возможно исследование трехмерной структуры и поля скоростей. Характерный радиус РЗС составляет примерно 10 пк, дисперсия скоростей — примерно 1 км/с, следовательно, дисперсия скоростей по одной координате 0.58 км/с. На Рис.2.5 показано распределение ошибок тригонометрических параллаксов  $\pi$  и собственных движений по прямому восхождению  $\mu_\alpha$  из каталога Gaia DR2 для круга радиусом 2.5 градуса вокруг центра скопления Плеяды. Белые кривые показывают положение мод распределения ошибок. Моды распределения ошибок были получены методом KDE для интервалов звездных величин  $G \in [15.9; 16.1]$ ,  $G \in [16.9; 17.1]$ ,  $G \in [17.9; 18.1]$ ,  $G \in [18.9; 19.1]$ ; они приведены в Табл.2.3.

Таблица 2.3. Моды распределений ошибок тригонометрических параллаксов и собственных движений по прямому восхождению

$G$ зв.вел	Ошибка $\pi$ мсд	Ошибка $\mu_\alpha$ мсд/год
16	0.067	0.118
17	0.108	0.192
18	0.189	0.358
19	0.368	0.655

Таблица 2.4. Ошибки гелиоцентрических расстояний, полученных из тригонометрических параллаксов (в парсеках)

$\delta\pi$ сек.дуги	Гелиоцентрическое расстояние, пк					
	10	100	200	300	400	500
$10^{-3}$	0.1	10	40	90	160	250
$4 \cdot 10^{-4}$	0.04	4	16	36	64	100
$2 \cdot 10^{-4}$	0.02	2	8	18	32	50
$10^{-4}$	0.01	1	4	9	16	25
$10^{-5}$	0.001	0.1	0.4	0.9	1.6	2.5

Гелиоцентрическое расстояние до звезды равно  $d = 1/\pi$ , отсюда для ошибки гелиоцентрического расстояния можно получить  $\delta d = \delta\pi/\pi^2 = d^2\delta\pi$ . В Табл.2.4 для разных гелиоцентрических расстояний и разных значений ошибки параллакса приведены оценки ошибок расстояний. Из Рис.2.5а и Табл.2.3 видно, что в интервале звездных величин  $G \in [16; 18]$  моды распределения ошибок параллаксов находятся в пределах  $\delta\pi \in [0.1; 0.2]$  миллисекунды дуги (белая линия на рисунке). Для таких значений ошибок параллаксов получается, что максимальное гелиоцентрическое расстояние, до которого можно изучать трехмерную структуру РЗС, не более 200 пк (то есть, когда ошибка гелиоцентрического расстояния не превышает радиуса скопления).

Аналогично получаем для ошибки линейной скорости вдоль одной координатной оси:  $V = 4.74 \cdot \mu \cdot d$  и  $\delta V = 4.74 \cdot \delta\mu \cdot d$  ( $d$  в парсеках,  $\mu$  в секундах

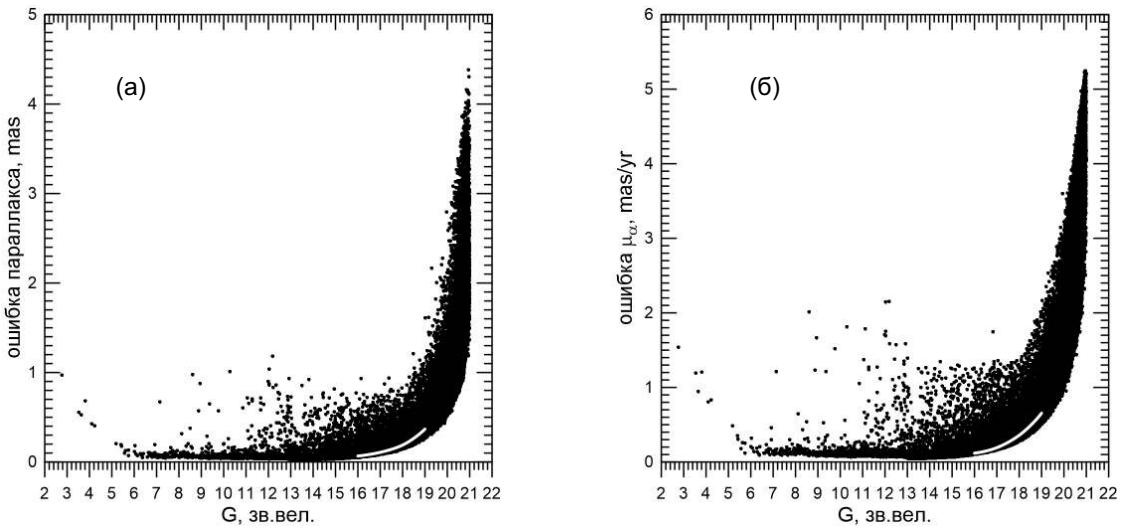


Рис. 2.5. Распределение ошибок каталога Gaia DR2 для круга радиусом 2.5 градуса, центр которого совпадает с центром скопления Плеяды, в зависимости от звездной величины. (а): Распределение ошибок тригонометрических параллаксов. (б): Распределение ошибок собственного движения по прямому восхождению. Белые линии показывают положение моды распределения ошибок для данной звездной величины.

дуги в год). В Табл.2.5 для разных гелиоцентрических расстояний и разных значений ошибки собственного движения приведены оценки ошибки линейной скорости в км/с. Из Рис.2.5б и Табл.2.5 видно, что в интервале звездных величин  $G \in [16; 18]$  моды распределения ошибок собственных движений по прямому восхождению находятся в пределах  $\delta\mu \in [0.1; 0.4]$  миллисекунды дуги в год (белая линия на рисунке). Для таких значений ошибок собственных движений получается, что максимальное гелиоцентрическое расстояние, до которого можно изучать поле скоростей РЗС, не более 200 пк для звезд с  $G < 18$ , почти 500 пк для звезд с  $G < 17$  и почти 1000 пк для звезд с  $G < 16$  (то есть, когда ошибка линейной скорости вдоль одной координатной оси не превышает 0.58 км/с).

Окончательно, можно сделать вывод, что данные каталога Gaia DR2 позволяют комплексно исследовать трехмерную структуру и поле скоростей в РЗС не далее 200 пк от Солнца. Можно надеяться, что каталог Gaia DR3 расширит эти границы за счет увеличения точности параллаксов и собственных движений. В пределах 200 пк от Солнца, согласно версии

Таблица 2.5. Ошибки линейной скорости вдоль одной координатной оси, полученной из собственного движения (в км/с)

$\delta\mu$ мсд/год	Гелиоцентрическое расстояние, пк						
	10	100	200	300	400	500	1000
1	0.047	0.47	0.94	1.41	1.88	2.35	4.7
0.4	0.019	0.19	0.38	0.56	0.75	0.94	1.9
0.2	0.0094	0.094	0.19	0.28	0.38	0.47	0.94
0.1	0.0047	0.047	0.094	0.14	0.19	0.24	0.47

Таблица 2.6. РЗС, доступные для исследования трехмерной структуры и поля скоростей по данным Gaia DR2. Данные о гелиоцентрических расстояниях скоплений взяты из версии 2014 года каталога [4]

Скопление	Расстояние, пк	Скопление	Расстояние, пк
Collinder 285	25	Mamajek 2	161
Melotte 25(Hyades)	45	Platais 9	174
Mamajek 3	92	IC 2391	175
Melotte 111 (Coma)	96	Melotte 20 ( $\alpha$ Per)	185
Mamajek 1	97	NGC 2632 (Praesepe)	187
Alessi 13	100	NGC 2451A	189
Feigelson 1	114	Platais 2	190
Platais	132	Platais 3	200
Melotte 22 (Pleiades)	133	Ruprecht 147	200
IC 2602	161		

2014 года каталога [4] находится 19 РЗС. Список этих скоплений приведен в Табл.2.6.

При исследовании звездных скоплений на основе данных космической миссии Gaia [79, 80] возможны два различных подхода. Первый заключается в отборе звезд, имеющих высокую точность определения параллаксов и собственных движений. При этом используются, в том числе, рассчитанные критерии качества данных (фильтры), опубликованные в каталоге Gaia DR2. Такой подход позволяет изучать структурные особенности скоплений (например, их приливные хвосты), внутреннюю кинематику и динамику скоплений, определять такие характеристики скоплений как возраст,

расстояние, избыток цвета. К сожалению, при таком подходе теряется значительная часть членов скопления, имеющих большие ошибки определения параметров. Такой подход всегда даст неполную выборку членов скопления.

Второй подход заключается в статистическом исследовании скоплений. Этот подход использует каталог Gaia DR2 как полный обзор всего неба (можно считать его полным до звездной величины  $G = 17^m$ ). При таком подходе не требуется тщательный отбор вероятных членов скопления. Единственная цель ограничений на параметры звезд при таком подходе — это уменьшить объем выборки и уменьшить флуктуации, вносимые звездами фона в статистически определяемые функции распределения. Необходимое условие — накладываемые ограничения не должны отбрасывать члены скопления. Полученные выборки, содержащие звезды фона и все (почти) члены скопления, обрабатываются статистическими методами, в результате получаются профиль плотности, карты поверхностной плотности, функция светимости и функция масс. Оба эти подхода были использованы при исследовании рассеянного скопления Ruprecht 147 [131].

### 2.3. Исследование рассеянного скопления Ruprecht 147

Ruprecht 147 — это старое рассеянное скопление (его возраст примерно 2.5 миллиарда лет), его звезды имеют практически солнечную металличность  $[Fe/H] = 0.08 \pm 0.07$  [133, 134]. Скопление расположено во внутренней по отношению к Солнцу части Галактического диска.

Для того, чтобы отобрать кинематические члены скопления Ruprecht 147, рассматривались звезды, расположенные не далее 20 градусов от центра скопления, имеющие измеренные лучевые скорости и гелиоцентрические расстояния не более 500 пк. Кроме этого, налагались условия на качество параметров звезд: относительная ошибка параллакса менее 20%, большое количество наблюдений ( $visibility\_periods > 8$ ), а также

выполнение соотношения для так называемых «флагов качества» каталога Gaia DR2 —  $\text{astrometric\_chi2\_al}/(\text{astrometric\_n\_good\_obs\_al}-5) < 1.44 \times \text{greatest}(1, \exp(-0.4 \times (G - 19.5)))$  в соответствии с рекомендациями [135]. Этот отбор дал 53343 звезды.

После этого, отбор был сужен до звезд, расположенных в пределах 2.5 мсд/год от среднего собственного движения скопления ( $\mu_\alpha = -1 \text{ mas/ур}$  и  $\mu_\delta = -27 \text{ мсд/год}$ ) и в пределах 7 км/с от средней лучевой скорости скопления (42 км/с). В результате, в выборке осталось 106 звезд.

Затем, были вычислены пространственные скорости в гелиоцентрической Галактической системе координат. В выборке были оставлены звезды, имеющие скорости, отличающиеся не более чем на 3 км/с от средних значений скорости для скопления. Дополнительно были отброшены звезды, положение которых на диаграмме «звездная величина–показатель цвета» несовместимо с принадлежностью к скоплению. Результаты отбора показаны на Рис. 2.6. Таким образом, окончательно были отобраны 69 вероятных членов скопления.

Выделенные вероятные члены скопления показывают наличие приливных хвостов. На Рис. 2.7 показаны различные трехмерные проекции расположения вероятных членов скопления, на которых приливные хвосты хорошо видны. На Рис. 2.8 показаны вероятные члены скопления и его галактическая орбита в проекциях на различные плоскости гелиоцентрической Галактической системы координат. Видно, что положение приливных хвостов хорошо согласуется с галактической орбитой скопления.

Для статистического исследования Ruprecht 147 первоначально были определены координаты центра скопления в системе координат каталога Gaia DR2. Для этого использовалась область с размерами приблизительно  $12 \times 12$  градусов с ограничениями по собственному движению  $\mu_\alpha \in [-6; 4] \text{ мсд/год}$ ,  $\mu_\delta \in [-31; -21] \text{ мсд/год}$  (аналогично [131]) и по звездной величине  $G \leq 18$ . Фильтры качества Gaia DR2 не использовались. Для определения

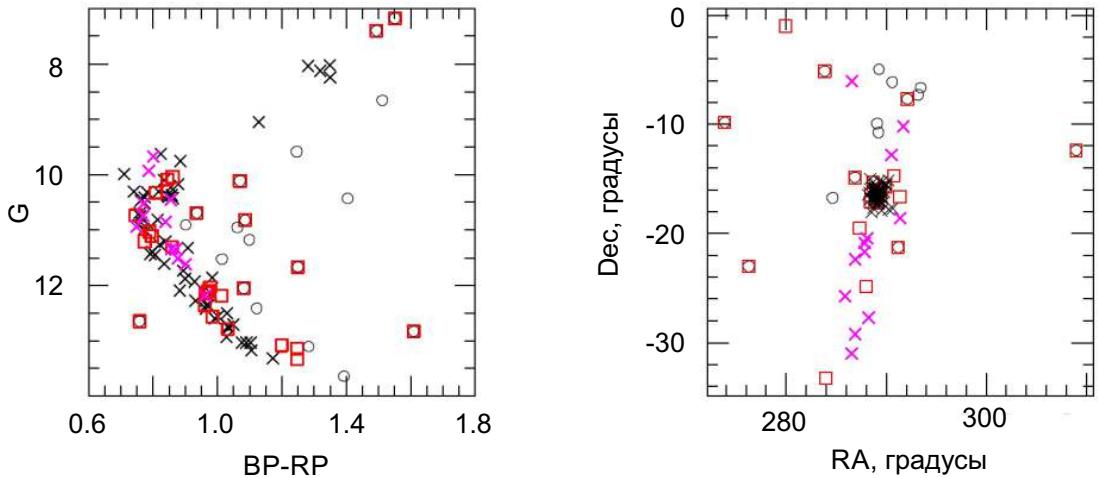


Рис. 2.6. Отбор звезд в скоплении Ruprecht 147 (из 106 звезд). Слева: диаграмма «звездная величина–показатель цвета». Крестами обозначены вероятные члены скопления, кружками — вероятные не-члены по фотометрическим признакам, квадратами — вероятные не-члены по кинематическим признакам. Розовыми крестами помечены вероятные члены скопления, расположенные далее 3 градусов от центра скопления. Справа: расположение звезд на картинной плоскости.

центра с помощью KDE были построены графики линейной плотности по экваториальным координатам (см. выше в Разделе 1.1.2). При этом были получены координаты центра  $\alpha_c = 289.111$  градуса и  $\delta_c = -16.3$  градуса.

После этого, из каталога Gaia DR2 была получена выборка звезд со следующими ограничениями:  $\alpha \in [269.111; 309.111]$ ,  $\delta \in [-36.3; 3.7]$ ,  $\mu_\alpha \in [-6; 4]$  мсд/год,  $\mu_\delta \in [-31; -21]$  мсд/год, также без использования фильтров качества. Всего в выборке оказалось 173239 звезд, из них 64564 звезды с  $G \leq 18$ . Профиль поверхностной плотности, построенный для этой выборки ( $G \leq 18$ ) показал постепенное убывание плотности до границы площадки. Карта поверхностной плотности выявила причину этого: скопление расположено на краю большой плотной области, связанной, скорее всего, с Галактическим балджем, и занимающей один квадрант.

Окончательная выборка была получена при следующих ограничениях на параметры звезд:  $\mu_\alpha \in [-3.5; 1.5]$  мсд/год,  $\mu_\delta \in [-29.5; -24.5]$  мсд/год,  $\pi \in [2; 4.5]$  мсд. Выборка содержит 3739 звезд с  $G \leq 18$ . Профиль поверх-

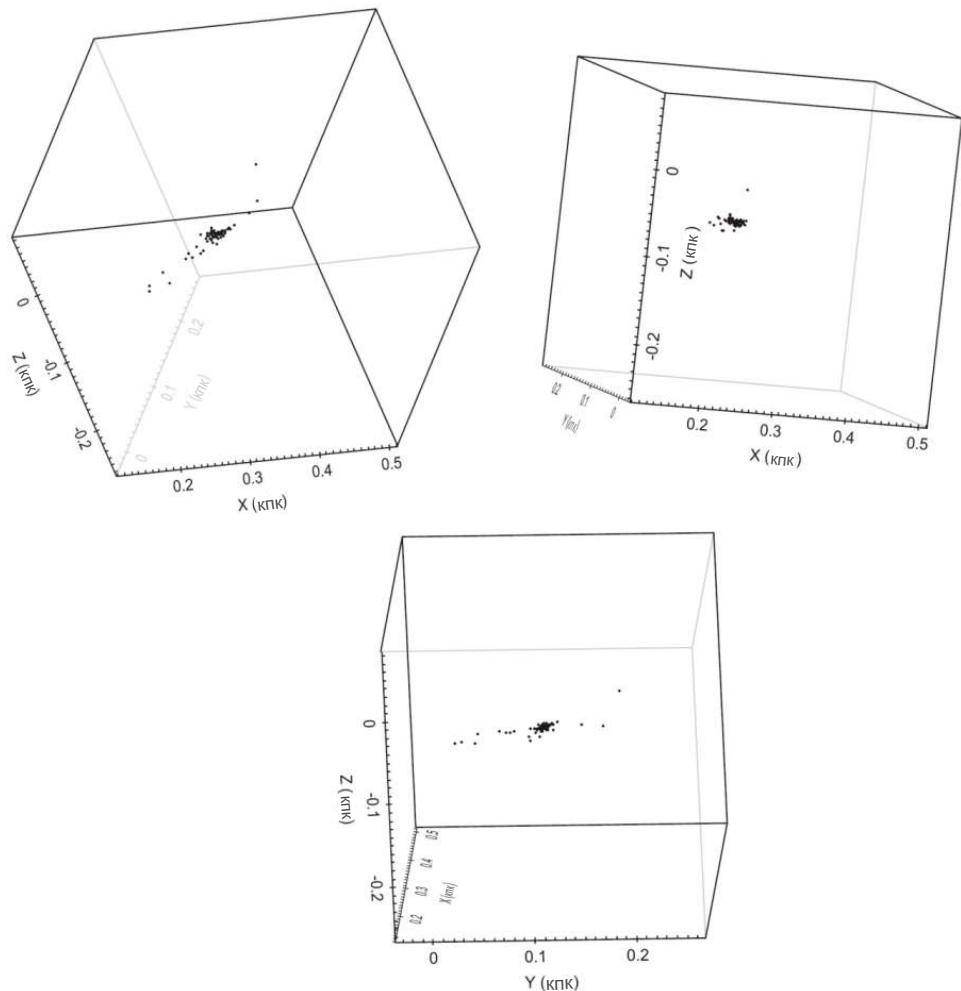


Рис. 2.7. Трехмерные проекции расположения вероятных членов скопления Ruprecht 147.

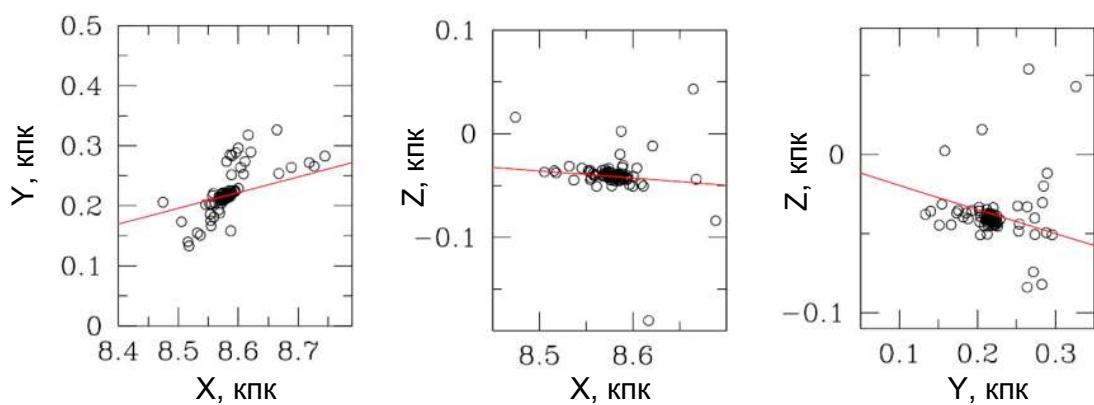


Рис. 2.8. Вероятные члены скопления (кружки) и галактическая орбита скопления (красная сплошная линия) в проекциях на различные плоскости гелиоцентрической Галактической системы координат.

Таблица 2.7. Параметры комбинированной модели и модели Кинга для профиля плотности Ruprecht 147

Параметр	Комбинированная модель	Модель Кинга
$k$ (угл.мин) $^{-2}$	$(636 \pm 6) \cdot 10^{-4}$	$(592 \pm 6) \cdot 10^{-4}$
$r_c$ угл.мин.	$33.3 \pm 0.2$	$32.3 \pm 0.2$
$r_t$ угл.мин.	$137.5 \pm 1.7$	$155.5 \pm 2.5$
$F_b$ (угл.мин) $^{-2}$	$(655 \pm 8) \cdot 10^{-6}$	$(734 \pm 8) \cdot 10^{-6}$
$R_2$ угл.мин.	$453 \pm 7$	
$\delta f$ (угл.мин) $^{-3}$	$(38 \pm 2) \cdot 10^{-6}$	

ностной плотности для этой выборки ( $h = 40$  угловых минут) показан на Рис. 2.9. На левой панели — профиль в линейных единицах. Глазомерная оценка средней плотности фона  $F_b = 0.0007 \pm 0.0001$  (угл.мин.) $^{-2}$  (красная линия) и радиуса скопления  $R_c = 446 \pm 14$  угловых минут ( $7.5 \pm 0.2$  градуса,  $35 \pm 1$  пк). На правой панели — профиль в логарифмической шкале. Сплошная розовая линия показывает комбинированную модель, пунктирная зеленая — модель Кинга. Параметры моделей приведены в Табл. 2.7. Видно, что в пределах ядра скопления обе модели практически совпадают. Но в области короны скопления различия заметны. Модель Кинга не «чувствует» корону скопления, что приводит к завышенной оценке средней плотности фона и заниженному значению радиуса скопления. При этом, значение радиуса короны и средней плотности фона в комбинированной модели очень хорошо совпадает с глазомерными оценками этих величин. Размерность параметра  $\delta f$  комбинированной модели — (угл.мин) $^{-3}$ . Это можно понимать как объем куба со стороной, видимой под углом в 1 угловую минуту, на расстоянии, равном расстоянию до скопления. В качестве радиуса ядра скопления можно приближенно принять величину  $R_{core} \approx 100$  угловых минут (8.6 пк).

По выборке 3739 звезд для скопления Ruprecht 147 были построены функция светимости (LF) и функция масс (MF). Подробное описание

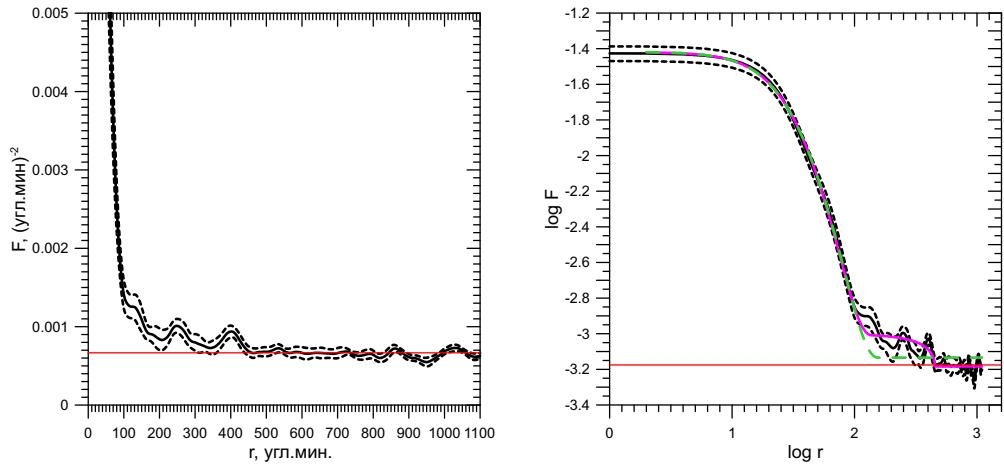


Рис. 2.9. Профиль поверхностной плотности скопления Ruprecht 147 (сплошная черная линия) и доверительный интервал шириной  $\pm 1\sigma$  (черная штриховая линия). Красная линия — глазомерная оценка средней плотности фона. Слева: профиль плотности в линейной шкале. Справа: профиль плотности в логарифмической шкале. Сплошная розовая линия показывает комбинированную модель, пунктирная зеленая — модель Кинга.

приведено в разделе 5.2 настоящей работы. Интегрирование функции масс дало оценку массы скопления  $M = 234 \pm 52$  массы Солнца и его ядра  $M_{core} = 163 \pm 28$  масс Солнца (см. раздел 5.2), а также оценку числа звезд скопления  $N = 280 \pm 66$  и числа звезд ядра скопления  $N_{core} = 159 \pm 32$ . Это нижние оценки (см. обсуждение в разделе 5.2). Тем не менее, теперь мы можем оценить полноту выборки, использованной для обнаружения приливных хвостов скопления (69 звезд). Она составляет  $0.25 \pm 0.07$ , и это верхняя оценка полноты.

Используя оценку массы, можно получить оценку приливного радиуса скопления по формуле (2.4). Поскольку скопление расположено близко к Солнцу, мы можем взять постоянные Оорта для окрестности Солнца:  $A = 16.49 \pm 0.60$  км/с/кпк и  $B = -12.37 \pm 1.12$  км/с/кпк [137]. Для нижней оценки приливного радиуса Ruprecht 147 получаем  $R_t = 8.1 \pm 1.9$  пк. Таким образом, корона скопления Ruprecht 147 простирается более чем на 4 приливных радиуса, и даже его ядро выходит за пределы приливного радиуса. Можно сделать вывод, что скопление разрушается в приливном поле Галактики, правда, для окончательного вывода требуется анализ ки-

нематики звезд.

## 2.4. Структура, кинематика и динамика рассеянного скопления Плеяды

### 2.4.1. Формирование выборок и статистические исследования

Для проведения звездных подсчетов и исследования кинематики и динамики скопления Плеяды [138] в рамках статистического подхода из каталога Gaia DR2 были выбраны данные о 47195 звездах, параметры которых удовлетворяли следующим ограничениям. Координаты звезд: прямое восхождение  $\alpha \in [23.845, 89.645]$  градуса и склонение  $\delta \in [-5.883, 54.117]$  градуса. Тригонометрические параллаксы  $\pi \in [4, 15]$  мсд, собственное движение по прямому восхождению  $\mu_\alpha \in [10, 30]$  мсд/год, собственное движение по склонению  $\mu_\delta \in [-55.5, -35.5]$  мсд/год, звездная величина  $G \leq 18$ . Фильтры качества Gaia при этом не применялись.

Отбор по координатам и параллаксам дал нам область пространства, представляющую собой фрагмент шарового слоя с размерами приблизительно  $160 \times 160 \times 160$  парсек, в центре которого расположено скопление Плеяды. Отбор по собственным движениям соответствует разбросу скоростей звезд в картинной плоскости приблизительно  $\pm 7$  км/с относительно скорости среднего движения скопления. Можно заключить, что наша выборка включает все звезды скопления Плеяды до предельной величины  $G = 18$ , за исключением, возможно, далеких частей его приливных хвостов и звезд с очень неправильными значениями параллаксов и собственных движений.

Насколько сильно могут отличаться параметры звезд от средних для скопления значений из-за ошибок Gaia DR2? Это можно оценить, например, по самым ярким звездам Плеяд. По параллаксам отличие достигает приблизительно 2.2 мсд, по собственным движениям — приблизительно 5.3 мсд/год. Полуширина интервалов для параллаксов и собственных движе-

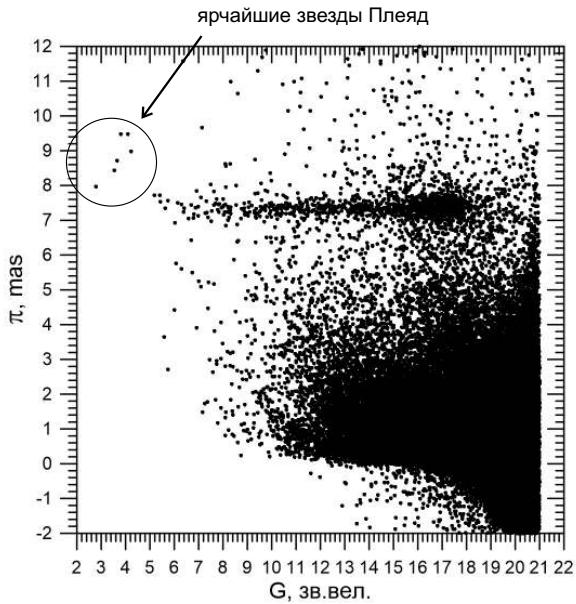


Рис. 2.10. Диаграмма  $\pi - G$  для центральной части скопления Плеяды (круг с радиусом 2.5 градуса).

ний, использованных нами для получения выборки, значительно больше этих величин. Можно сделать вывод, что наша выборка содержит все звезды Плеяд до величины  $G = 18$  даже с учетом возможных грубых ошибок в параметрах звезд.

Количество звезд в Плеядах резко уменьшается при  $G > 18$  (это соответствует приблизительно массе звезды  $m \simeq 0.16$ ) масс Солнца. Немногочисленные звезды скопления заметны до  $G = 20$ , более слабые звезды практически отсутствуют. Это хорошо видно на диаграммах  $\pi - G$ ,  $\mu_\alpha - G$  и  $\mu_\delta - G$ . Диаграмма  $\pi - G$  показана на Рис. 2.10. На этой диаграмме также видно, насколько параллаксы ярчайших звезд Плеяд отличаются от среднего значения параллакса для скопления.

Вначале, мы уточнили положение центра скопления для полученной выборки. Для звезд с  $G \leq 18$  для центра скопления были получены координаты  $\alpha_c = 56.69$  градуса и  $\delta_c = 24.17$  градуса, что отличается от значений из базы данных WEBDA ( $\alpha_c = 56.75$  и  $\delta_c = 24.117$ ). Отметим, что положение центра зависит от предельной величины звезд и может изменяться на десятки угловых минут (это хорошо видно на Рис. 2.12 в случае Плеяд).

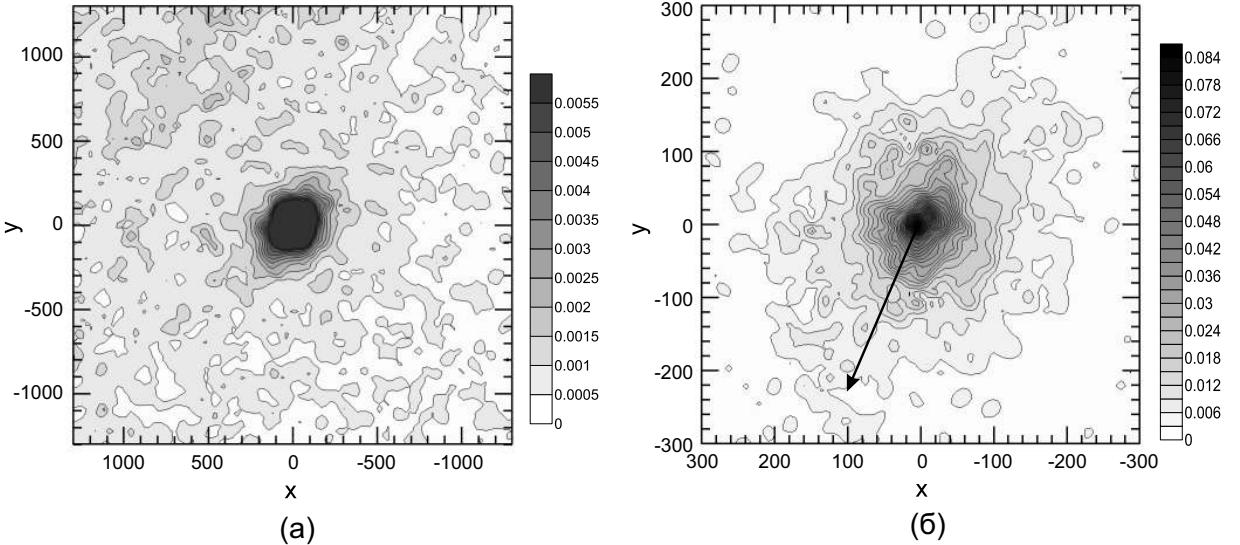


Рис. 2.11. Карты поверхностной плотности для окрестностей скопления Плеяды. Прямоугольные координаты  $x$  и  $y$  даны в угловых минутах. Значения плотности приведены в  $(\text{угл.мин.})^{-2}$ . (а) область  $43.3 \times 43.3$  градуса, полуширина кернела  $h = 60$  угловых минут; (б) область  $10 \times 10$  градусов,  $h = 20$  угловых минут; стрелка показывает направление движения скопления.

В нашем случае, уточнение центра имеет смысл для построения радиального профиля плотности (чтобы избежать уменьшения плотности в центре скопления).

Полученные координаты центра скопления были использованы для перехода к прямоугольной системе координат в проекции сферы на плоскость  $x = \rho \sin \varphi$  и  $y = \rho \cos \varphi$ , где  $\rho$  — угловое расстояние от полюса в точке  $(\alpha_c, \delta_c)$ , а  $\varphi$  — азимутальный угол, измеряемый от направления на северный полюс мира против часовой стрелки (если смотреть со стороны наблюдателя). Нулевое направление азимута подобрано таким образом, что  $x$  возрастает в направлении увеличения прямого восхождения, а  $y$  — в направлении увеличения склонения. В этой системе координат расстояние точки от полюса  $\sqrt{x^2 + y^2}$  не стремится к бесконечности при  $\rho \rightarrow \pi/2$ , в отличие от тангенциальной системы координат [139], а имеет место равенство  $\sqrt{x^2 + y^2} = \rho$ . Другими словами, расстояние точки от центра скопления получается таким же, как и в сферической экваториальной системе

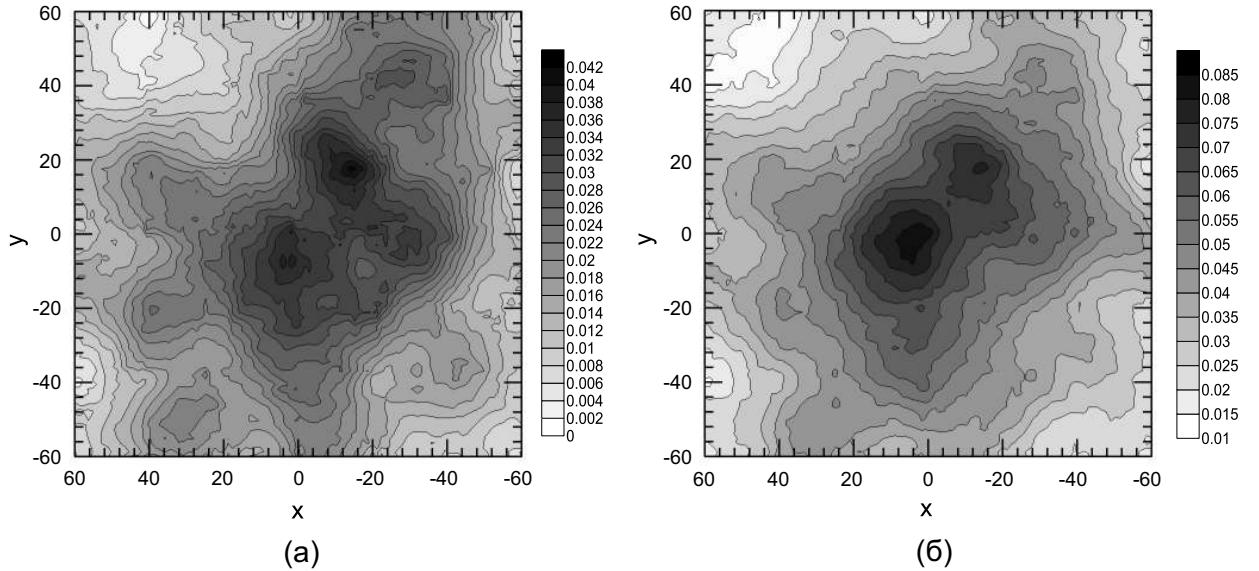


Рис. 2.12. Карты поверхности плотности для центральной части скопления Плеяды  $2 \times 2$  градуса,  $h = 20'$ . Значения плотности приведены в  $(\text{угл.мин.})^{-2}$ . (а) для звезд с  $G \leq 15$ , (б) для звезд с  $G \leq 18$ .

координат.

Эта прямоугольная система координат соответствует равнопромежуточной азимутальной (полярной) проекции сферы на плоскость [140]. Тангенциальная система координат соответствует перспективному проектированию сферы на плоскость (центр проектирования совпадает с центром шара).

Ниже приведены формулы для перехода к прямоугольной системе координат  $(x, y)$ :

$$\begin{aligned} \cos \rho &= \sin \delta \cdot \sin \delta_c + \cos \delta \cdot \cos \delta_c \cdot \cos(\alpha_c - \alpha) \\ \sin \varphi &= -\frac{\sin(\alpha_c - \alpha) \cdot \cos \delta}{\sin \rho} \\ \cos \varphi &= \frac{\sin \delta - \sin \delta_c \cdot \cos \rho}{\cos \delta_c \cdot \sin \rho} \quad (2.10) \\ x &= \rho \sin \varphi \\ y &= \rho \cos \varphi . \end{aligned}$$

В качестве исходной системы координат часто удобно использовать не экваториальную систему координат, а галактическую. В этом случае, в формулах 2.10 прямое восхождение  $\alpha$  заменяется на галактическую долготу  $l$ , а склонение  $\delta$  — на галактическую широту  $b$ . Формулы обратного преобразования:

$$\begin{aligned}\rho^2 &= x^2 + y^2 \\ \sin \varphi &= \frac{x}{\rho} \\ \cos \varphi &= \frac{y}{\rho} \\ \sin \delta &= \sin \delta_c \cdot \cos \rho + \cos \delta_c \cdot \sin \rho \cdot \cos \varphi \\ \sin(\alpha_c - \alpha) &= -\frac{\sin \varphi \cdot \sin \rho}{\cos \delta}.\end{aligned}\tag{2.11}$$

На Рис. 2.11 показаны карты поверхностной плотности для окрестностей скопления Плеяды. На Рис. 2.11а показана область  $43.3 \times 43.3$  градуса; шаг плотности выбран таким образом, чтобы лучше проявились внешние по отношению к скоплению участки и стала заметна корона скопления. Эта карта построена с использованием 2-мерного метода KDE с полушириной кернела  $h = 60'$ . Флуктуации плотности на этой карте обусловлены в основном звездами поля.

На Рис. 2.11б показана область  $10 \times 10$  градусов, это ядро скопления и внутренняя часть его короны. При построении этой карты использовался параметр  $h = 20'$ . Видно, что корона скопления вытянута приблизительно с юго-востока на северо-запад под углом, близким к 45 градусам. При переходе к более плотным участкам короны (Рис. 2.11б) общее направление вытянутости сохраняется, но угол становится несколько круче, ближе к 60 градусам. Направление вытянутости неплохо согласуется со средним направлением движения скопления, которое показано стрелкой [136]. Гра-

дация уровней плотности на этой карте подобрана таким образом, чтобы показать в основном вклад звезд скопления и ослабить влияние звезд поля.

На Рис. 2.12 показаны карты поверхностной плотности для центральной части ядра скопления, области  $2 \times 2$  градуса ( $h = 20'$ ). Рис. 2.12а соответствует распределению звезд с  $G \leq 15$  зв.вел., Рис. 2.12б учитывает и более слабые звезды до  $G \leq 18$  зв.вел. Видно, что при переходе к более ярким звездам центр скопления изменяет свое положение примерно на 20 угловых минут по  $x$  и по  $y$ . Неоднородности плотности на этих картах обусловлены исключительно звездами скопления, так как самый низкий уровень градации плотности на этих картах составляет 0.002 звезды на квадратную угловую минуту, а средняя плотность звезд фона для нашей выборки составляет 0.000562 звезды на квадратную угловую минуту (см. ниже). Отметим сложное иррегулярное строение ядра скопления (на Рис. 2.12), более сложное для подсистемы более ярких звезд с  $G \leq 15$ , что указывает на большие отклонения ядра скопления от равновесия в регулярном поле.

Для определения средней плотности числа звезд фона и радиуса скопления были построены профили поверхностной плотности. На Рис. 2.13 показаны профили поверхностной плотности, полученные при полуширине кернела  $h = 80$  угловых минут. Выбор значения  $h$  был сделан, как и выше, по методике [96]. На Рис. 2.13а профиль плотности скопления показан в логарифмическом масштабе. Сплошная кривая показывает профиль плотности, а пунктирные кривые показывают доверительный интервал шириной  $\pm 1\sigma$ . Сплошные прямые линии показывают принятые значения радиуса скопления и средней плотности звезд фона. Рис. 2.13б иллюстрирует определение радиуса скопления и средней плотности числа звезд фона, на этом рисунке показана только область вблизи границы скопления. Толстая сплошная кривая — это профиль плотности, а толстые пунктирные линии — доверительный интервал шириной  $\pm 1\sigma$ . Тонкая пунктирная ли-

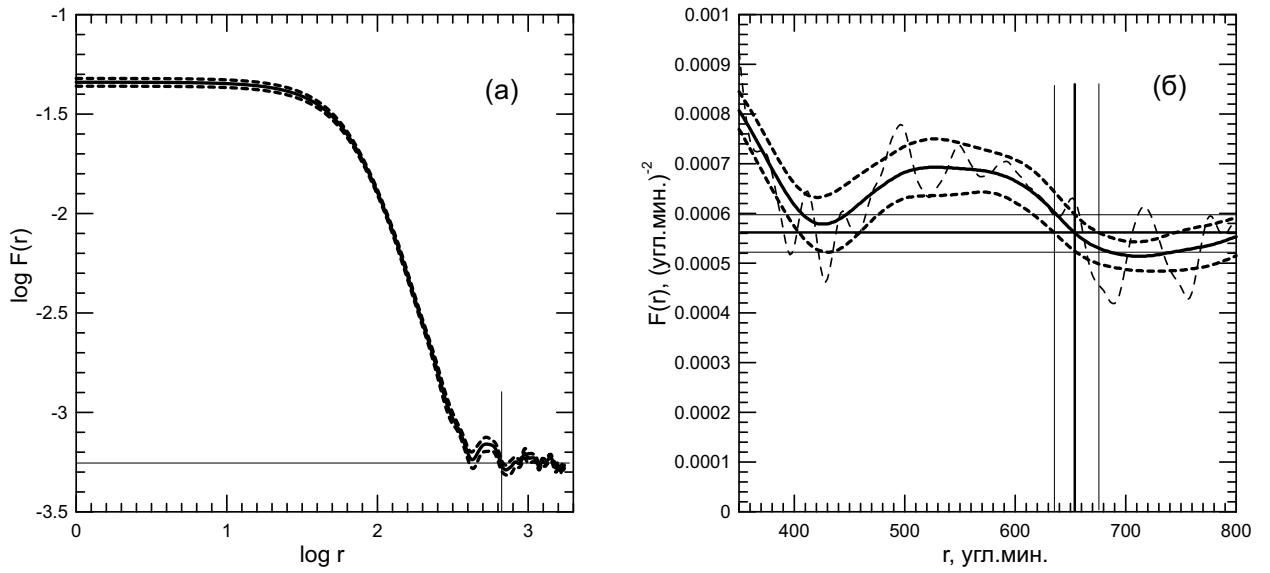


Рис. 2.13. Профили поверхностной плотности скопления Плеяды для звезд с  $G \leq 18$ , полуширина кернела  $h = 80$  угловых минут. (а) Профиль плотности в логарифмических осях — сплошная кривая линия; пунктирные кривые линии показывают доверительный интервал шириной  $\pm 1\sigma$ ; сплошные прямые линии показывают принятые значения радиуса скопления и средней плотности звезд фона. (б) Профиль плотности в линейных осях — толстая сплошная кривая линия, показан участок вблизи границы скопления; толстые пунктирные линии показывают доверительный интервал шириной  $\pm 1\sigma$ ; тонкая пунктирная линия показывает профиль плотности, построенный при  $h = 20$  угловых минут; толстые прямые линии показывают принятые значения радиуса скопления и средней плотности звезд фона; тонкие прямые линии иллюстрируют определение погрешности для значений радиуса скопления и средней плотности звезд фона.

ния показывает профиль плотности, построенный при полуширине кернела  $h = 20'$ . Он демонстрирует правильность выбора параметра  $h = 80'$ , так как профиль плотности при этом значении параметра следует среднему тренду профиля, построенного при значительно меньшем значении полуширины. При этом, изменение параметра  $h$  не приводит к заметному изменению оценки радиуса скопления (линия, соответствующая профилю с  $h = 20'$ , пересекает линию средней плотности фона на расстоянии от значения радиуса скопления меньшем, чем ошибка определения радиуса). Толстые прямые линии показывают принятые значения радиуса скопления и средней плотности звезд фона:  $R_c = 10.9 \pm 0.3$  градуса ( $26.3 \pm 0.7$  пк),  $F_b = 0.000562 \pm 0.000037$  звезд на квадратную угловую минуту. Тонкие прямые линии иллюстрируют определение погрешности для значений радиуса скопления и средней плотности звезд фона.

Мы получили также оценку радиуса ядра скопления, как внешний радиус зоны максимального по модулю градиента профиля поверхностной плотности:  $R_{core} = 2.6$  градуса (6.2 пк).

После этого были получены функция светимости и функции масс скопления (см. подробно в разделе 5.2). Интегрирование функции масс дает число звезд скопления и массу скопления  $N = 1542 \pm 121$ ,  $M_c = 855 \pm 104$  масс Солнца (для ядра скопления  $N_{core} = 1097 \pm 77$ ,  $M_{core} = 665 \pm 71$  масса Солнца). Можно рассматривать полученную оценку числа звезд скопления как полное число звезд Плеяд в пределах радиуса короны скопления  $R_c = 10.9$  градуса до предельной звездной величины  $G = 18$ . Неполнота может быть связана только с неполнотой данных Gaia или с большими ошибками параметров звезд, в результате которых звезда могла не попасть в нашу выборку. Полученное значение массы — это нижняя оценка (см. выше).

Нижняя оценка приливного радиуса Плеяд составляет  $R_t = 12.5 \pm 1.7$  пк (она получена аналогично случаю Ruprecht 147, см. раздел 2.3). В отли-

чие от Ruprecht 147, ядро скопления Плеяды расположено глубже под приливной поверхностью. Но Плеяды — значительно более молодое скопление, и оно может дополнительно испытывать приливное воздействие сопутствующего газо-звездного комплекса, в результате чего эффективное значение приливного радиуса может быть меньше (см. обсуждение в разделе 2.1).

Для исследования трехмерной структуры и кинематики скопления Плеяды на основе первоначальной выборки 47195 звезд была получена выборка звезд вероятных членов скопления. Процедура получения этой выборки была следующая. Мы сужали интервалы для параллаксов и собственных движений, контролируя вид диаграммы «звездная величина—показатель цвета». При этом, на диаграмме должно было остаться как можно меньше звезд поля при сохранении возможно большего числа звезд скопления (то есть, звезд на основных последовательностях на диаграмме). Окончательно были приняты следующие ограничения на значения тригонометрических параллаксов и компонент собственного движения звезд:  $\pi \in [4.6, 10]$  мсд, собственное движение по прямому восхождению  $\mu_\alpha \in [14, 26]$  мсд/год, собственное движение по склонению  $\mu_\delta \in [-51, -40]$  мсд/год. Ширина интервалов была выбрана таким образом, чтобы туда попали шесть самых ярких звезд Плеяд, у которых параллаксы и компоненты собственного движения значительно отличаются от средних значений (см. выше). Звезды отбирались в пределах круга с радиусом  $R_c = 10.9$  градуса при  $G \leqslant 18$ . Кроме этого, часть звезд была исключена из выборки на основании их положения на диаграмме «звездная величина—показатель цвета», ниже главной последовательности скопления (это было сделано с помощью кусочно-линейных граничных соотношений для звездной величины и показателя цвета). Результативная выборка содержит 1391 звезду. Это количество меньше оценки полного числа звезд Плеяд, полученной статистическим методом (см. выше). Вероятно, часть звезд членов скопления имеет параллаксы и собственные движения вне указанных интервалов

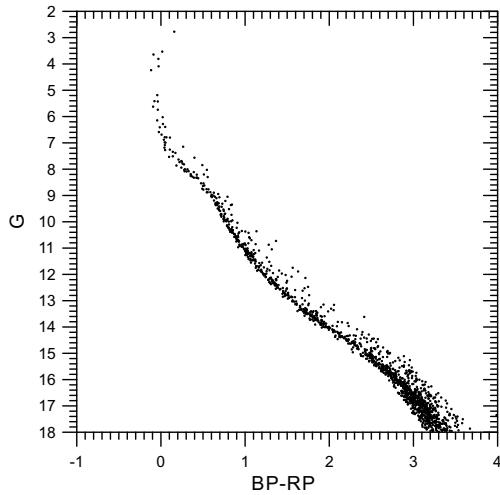


Рис. 2.14. Диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для выборки вероятных членов скопления (1391 звезда).

из-за больших ошибок. Диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для выборки 1391 звезды показана на Рис. 2.14.

Для того, чтобы оценить вероятность принадлежности отобранных звезд к скоплению, был использован метод «равномерного фона», предложенный соискателем. Смысл его заключается в том, что распределение звезд фона в окружающей скопление площадке считается равномерным и совпадающим с распределением звезд фона внутри площадки скопления. Для этого те же критерии отбора были применены ко всей исходной выборке звезд. В результате было отобрано  $N = 1965$  звезд в площадке, ограниченной значениями экваториальных координат (см. выше). Это означает, что вне круга скопления содержится  $N_{b1} = N - N_c = 1965 - 1391 = 574$  звезды, и мы считаем эти звезды звездами фона. Площадь фигуры, ограниченной исходными значениями экваториальных координат, была определена методом Монте-Карло при равномерном набрасывании точек на сферу (мы набрасывали один миллион точек) и оказалась равной  $S = 1.04815$  стерадиан.

Для того, чтобы равномерно набрасывать точки на сферу, используются две случайные величины  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ , равномерно распределенные в ин-

тервале  $[0; 1]$ . Сферические координаты (в радианах) получаются из этих случайных величин по формулам:  $\alpha = 2\pi\gamma_2$  и  $\delta = \arcsin(2\gamma_1 - 1)$ . В литературе во второй формуле приводится  $\arccos$  вместо  $\arcsin$ , но необходимо использовать именно  $\arcsin$ , чтобы получить  $\delta \in [-\pi/2; \pi/2]$ , в противном случае угол  $\delta$  окажется в интервале от  $0$  до  $\pi$ .

Площадь области, занятой скоплением, была определена как площадь поверхности сегмента сферы, она равна  $S_1 = 0.11336$  стерадиан. Таким образом, звезды вне круга скопления расположены на площади  $S_2 = S - S_1 = 0.93479$  стерадиан, что дает среднюю плотность звезд фона равной  $\overline{F_b} = N_{b1}/S_2 = 614.04$  звезд на стерадиан. Теперь мы можем оценить число звезд фона внутри круга скопления при использованных критериях отбора, оно равно  $N_{b2} = \overline{F_b} \cdot S_1 = 70$ . Теперь, оценка вероятности принадлежности к скоплению звезд, отобранных внутри круга скопления, равна:  $P = (N_c - N_{b2})/N_c = (1391 - 70)/1391 \approx 0.95$ .

Таким образом, наша выборка вероятных членов скопления содержит приблизительно 5% звезд поля. С другой стороны, в эту выборку не попали приблизительно 10% членов скопления из 1542 (см. выше). Относительное содержание звезд поля изменяется с удалением от центра скопления. В ядре оно значительно меньше, чем в короне. Интересно сравнить нашу выборку с выборкой Лодью [136], полученной также по данным Gaia DR2. Эта выборка содержит 1412 звезд в пределах круга радиусом  $R_c = 10.9^\circ$  при  $G \leqslant 18$ . Кросс-корреляция выборок, проведенная с помощью пакета TopCat [141] (<http://www.star.bris.ac.uk/mbt/topcat/>) показала, что они содержат 1243 общих звезды. Следовательно, выборки совпадают приблизительно на 90%. Различие вызвано, в основном, различными критериями отбора и разными значениями координат центра скопления. Тем не менее, наша выборка может рассматриваться как существенно полная (10% «потерянных звезд») и существенно «чистая» (5% звезд поля). В дальнейшем мы будем использовать подвыборки из этой выборки, отбирая звезды в

Таблица 2.8. Параметры выборок для исследования кинематики и динамики скопления Плеяды

Выборка	Число звезд	$G_{lim}$ зв.вел.	град.	$\sigma_{V_t,max}$ км/с	$\sigma_{d,max}$ пк	$\overline{\sigma_d}$ пк	Число звезд с $V_r$	$\sigma_{V_r,max}$ км/с
1	2	3	4	5	6	7	8	9
I	565	16.03	2.5	2.36		1.7±0.1	74	1.0
II	395	15.0	2.5	0.177	1.50	1.00±0.01		
III	550	17.0	10.9	0.177	1.51	1.00±0.01	97	1.0

меньшем объеме пространства и с более точными определениями значений скорости и расстояний до звезд в соответствии с первым подходом (см. выше в разделе 2.2). Это всегда будет приводить к сокращению абсолютного и относительного числа звезд фона в выборке.

Для дальнейшего исследования кинематики и динамики скопления Плеяды В.М.Даниловым были дополнительно сделаны три выборки (из выборки, содержащей 1391 звезду). Отбор звезд осуществлялся по точности скоростей звезд в картинной плоскости. Параметры выборок приведены в Таблице 2.8. В первой колонке приведен номер выборки, во второй колонке — число звезд, в третьей — предельная звездная величина, в четвертой — радиус области в картинной плоскости (выборки I и II — это ядро скопления; III — все скопление), пятая - предельное значение ошибки линейной скорости звезды в проекции на картинную плоскость. В шестой колонке приведена максимальная ошибка гелиоцентрического расстояния до звезды, а в седьмой колонке — ее среднее значение по выборке. Восьмая колонка содержит количество звезд выборки, имеющих данные о лучевых скоростях с точностью не хуже значения ошибки, приведенного в девятой колонке.

Для выборок I, II, и III были получены оценки принадлежности их звезд к скоплению, а также оценки полноты этих выборок [138]. При этом использовался тот же подход, что и для всей выборки вероятных членов

скопления (1391 звезда). Оказалось, что для выборки I вероятность принадлежности к скоплению приближенно 0.996 и полнота 0.59; для выборки II вероятность принадлежности к скоплению не хуже 0.99 (так как это подмножество выборки I) и полнота 0.41; для выборки III вероятность принадлежности к скоплению приближенно 0.97 и полнота 0.41.

Средняя лучевая скорость звезд ядра скопления по 74 звездам  $\bar{V}_r = 5.86 \pm 0.13$  км/с, а после исправления  $V_r$  за эффект поперечного движения скопления (см. ниже) получена равной  $\bar{V}'_r = 5.77 \pm 0.13$  км/с. Средняя лучевая скорость звезд скопления по 97 звездам  $\bar{V}_r = 5.66 \pm 0.20$  км/с, а после исправления  $V_r$  за эффект поперечного движения скопления —  $\bar{V}'_r = 5.37 \pm 0.13$  км/с. Средняя лучевая скорость всего скопления равна:  $V_{r,cl} = 5.67 \pm 0.08$  км/с. В работе [136] эта величина для практически полной выборки звезд-членов скопления Плеяды получена равной  $V_{r,cl} = 5.67 \pm 2.93$  км/с. Вероятно, большая погрешность  $V_{r,cl}$  в [136] вызвана большими погрешностями в лучевых скоростях  $V_r$  рассматриваемых звезд (т.к. выборка полная) и неучетом вклада в  $V_r$  поперечного движения скопления в картинной плоскости. Отметим, что гравитационный потенциал и уравнения движения звезд в РЗС нелинейные, а динамическая эволюция РЗС определяется различными видами неустойчивостей. Поэтому использование наиболее точных данных о координатах и скоростях звезд — единственно возможный путь получения правильных результатов о динамических механизмах, действующих в РЗС (например, неточности в определении параметров всего одной динамически активной пары звезд в РЗС могут повлиять на прогнозируемую эволюцию всего скопления, состоящего из нескольких сотен звезд; вместо расширения скопления можно получить прогноз о его сжатии [142]).

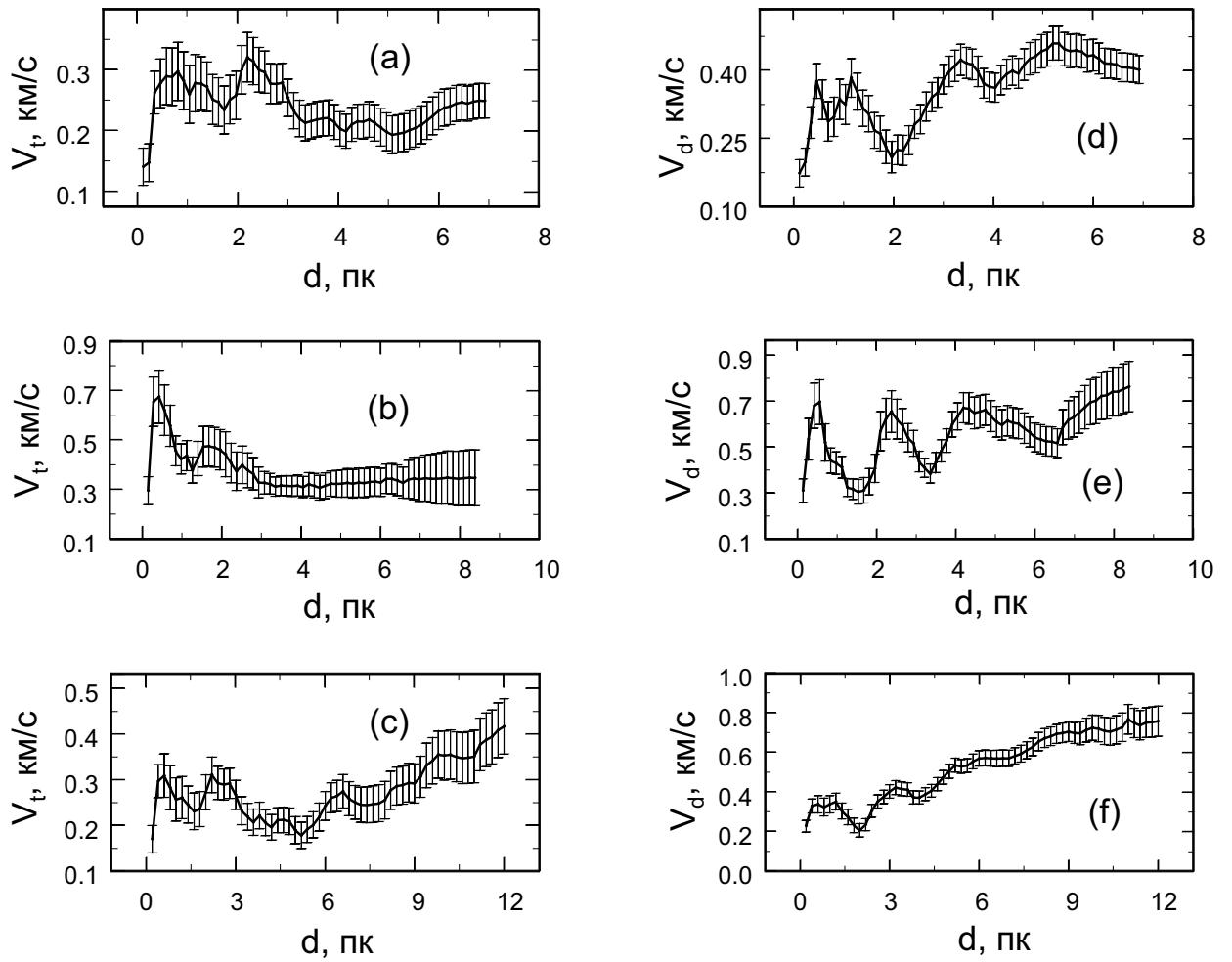


Рис. 2.15. Зависимости модулей тангенциальных  $V_t$  и радиальных  $V_d$ -компонент скоростей движения звезд скопления Плеяды в картинной плоскости от расстояния  $d$  до его центра; (a), (d) получены по выборке II, (b), (e) — по выборке I, (c), (f) — по выборке III звезд скопления.

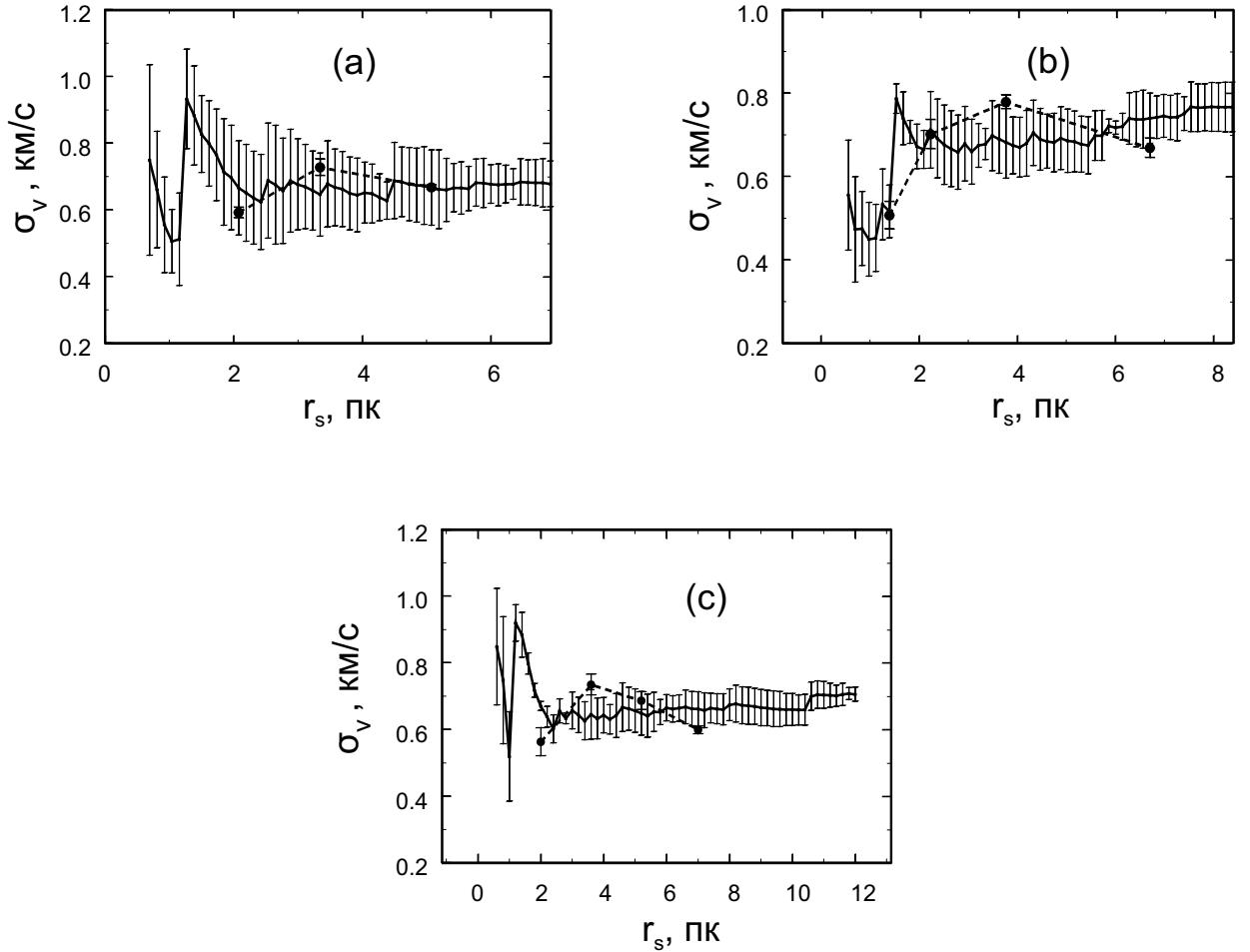


Рис. 2.16. Зависимости от расстояния от центра скопления в трехмерном пространстве  $r_s$  среднеквадратических скоростей  $\sigma_v$  звезд внутри сферы радиуса  $r_s$  с центром в центре скопления Плеяды: (а) для звезд ядра со звездными величинами  $G < 15$  (выборка II), (б) для звезд ядра с  $G < 16$  (выборка I), (с) для звезд с  $G < 17$  (выборка III). Штриховые линии соответствуют значениям  $\sigma_v = \sigma_{v,J}$ , полученным из условия гравитационной неустойчивости центральных областей скопления, расположенных в пределах сферы радиуса  $r_s$  с учетом гравитационного поля Галактики [138]. Сплошными линиями показаны радиальные зависимости величин  $\sigma_v$ , определенные по данным о собственных движениях звезд.

#### 2.4.2. Исследование кинематики скопления Плеяды

Выборка, получение и исследование которой было описано в предыдущем разделе, стала основой для изучения кинематики скопления Плеяды, выполненного В. М. Даниловым [138]. Это исследование проводилось в рамках первого подхода (смотри выше), то есть при этом использовались только звезды с высокой вероятностью принадлежности к скоплению и с высокой точностью астрометрических данных. В этом разделе приводится краткая сводка полученных результатов.

Для исследования вращения скопления были использованы данные о координатах звезд, их расстояниях, собственных движениях и лучевых скоростях. При этом, лучевые скорости были исправлены за эффект движения скопления перпендикулярно лучу зрения [138]. Обнаружено, что ядро скопления (на расстояниях, меньших 4.6 пк от центра скопления) вращается в направлении вращения Галактики со скоростью  $0.56 \pm 0.07$  км/с (прямое вращение), а внешние части скопления (на расстоянии 7.1 пк от его центра) вращаются в обратном направлении со скоростью  $0.48 \pm 0.20$  км/с. Определено направление оси вращения ядра скопления в трехмерном пространстве [138].

Кроме иррегулярной структуры области ядра (Рис. 2.12), дополнительным указанием на нестационарность скопления Плеяды в регулярном поле являются радиальные волны видимой и пространственной плотности числа звезд на профилях плотности, построенных для выборок I, II и III [138], а также волны на зависимостях от расстояния  $d$  до центра скопления (в картинной плоскости) модулей тангенциальных и радиальных составляющих поля скоростей движения звезд ядра скопления в картинной плоскости, видимые на Рис. 2.15.

Дисперсии скоростей движения звезд ядра скопления  $\sigma_v$  в среднем возрастают с увеличением расстояния  $r_s$  от его центра ( $r_s$  – расстояние в трехмерном пространстве; см. Рис. 2.16), что также является кинематиче-

ским признаком нестационарности скопления в регулярном поле [143, 144]. Область гравитационной неустойчивости в скоплении Плеяды расположена на расстояниях от его центра  $r_s = 2.2 - 5.7$  пк и содержит 39.4–60.5% от общего числа звезд в рассматриваемых выборках звезд скопления. Вблизи центра получить данные о гравитационной неустойчивости не удается из-за сильно нерегулярного строения скопления, больших отклонений от равновесного состояния и больших погрешностей в скоростях движения звезд.

## 2.5. Рассеянное скопление $\alpha$ Per и звездный поток в его окрестности

Первое упоминание о рассеянном скоплении  $\alpha$  Per содержится в работе Эддингтона [145], который обнаружил, что группа ярких звезд вокруг этой звезды обладает общим движением. Н.М.Артюхина выделила кинематические члены скопления ярче  $B = 12$  зв.вел. на расстояниях до 4.5 градуса от центра скопления, построила радиальный профиль плотности и функцию светимости [146]. Было получено, что корона скопления имеет радиус 2.5 градуса (7.3 пк), а ядро — 1.25 градуса (3.7 пк). Р.Б.Шацова [147] исследовала «суперкорону» скопления  $\alpha$  Per вне круга с радиусом 2.5 градуса, и сделала вывод, что суперкорона скопления содержит 93 звезды спектральных классов B (с  $V \leqslant 8$  зв.вел.) и A0-A3 (с  $V \leqslant 9$  зв.вел.), имеющие общее движение со скоплением. В работе [148] скопление  $\alpha$  Per было исследовано на основе данных каталогов Tycho-2 и UCAC2; были выделены 139 кандидатов в члены скопления, получена оценка возраста 52 миллиона лет. Был также сделан вывод, что скопление окружено разреженным гало из звезд карликов с сопутствующим движением, идентифицированным по фотометрии из каталога 2MASS.

Термин «поток» впервые был использован в работе Мермийо с соавторами [149], в которой было сделано предположение, что скопление  $\alpha$  Per может быть связано с протяженной группой звезд, имеющей общее

со скоплением движение. Ван Леевен [150] сделал вывод, что скопление  $\alpha$  Per, скорее, является остатком ОВ-ассоциации, чем связанным скоплением. В работе Лодью с соавторами [84] скопление было исследовано на основе данных каталога Gaia DR2. Авторы этой работы определили приливный радиус скопления (9.5 пк) и нашли 554 вероятных члена скопления внутри этой области. Увеличив радиус круга поиска до трех приливных радиусов, авторы [84] увеличили количество вероятных членов до 2041. Они определили расстояние до скопления ( $177.68 \pm 0.84$  пк), среднюю тангенциальную скорость скопления ( $28.7 \pm 0.5$  км/с), а также радиус ядра скопления ( $2.3 \pm 0.3$  пк), содержащего 21 звезду.

Под руководством соискателя было предпринято новое исследование скопления  $\alpha$  Per [151], это исследование изначально предполагалось как студенческая научная работа. лично соискателем получены распределения звезд потока по лучу зрения и в виде карт плотности для разрезов потока в трехмерном пространстве, распределения звезд различных подсистем в пространстве собственных движений. Остальные работы были выполнены соавторами соискателя, с его обязательным участием в обсуждении всех стадий проекта.

Для исследования скопления  $\alpha$  Per из каталога Gaia DR2 отбирались звезды с параметрами  $\pi \in [3; 8]$  мсд,  $\mu_\alpha \in [15; 30]$  мсд/год,  $\mu_\delta \in [-32; -18]$  мсд/год [151]. Интервалы для параметров были определены с помощью диаграмм «параллакс – звездная величина», «собственное движение – звездная величина», на которых звезды скопления отчетливо выделяются. Ширина интервалов выбиралась таким образом, чтобы исключить максимально возможное количество звезд фона, не теряя при этом звезды скопления. Так как нашей задачей было исследовать скопление  $\alpha$  Per статистически, мы не использовали «флаги качества» из каталога Gaia DR2. На карте поверхностной плотности для области примерно  $40 \times 40$  градусов, кроме собственно скопления, была отчетливо заметна протяженная структура,

Таблица 2.9. Фундаментальные параметры скопления  $\alpha$  Per

Параметр	Значение
Прямое восхождение $\alpha$	$03^h27^m$
Склонение $\delta$	$+49^\circ07'$
Галактическая долгота $l$	$147.5^\circ$
Галактическая широта $b$	$-06.5^\circ$
Логарифм возраста $\log t$	7.9
Гелиоцентрическое расстояние $d$	176 пк
Избыток цвета $E(B-V)$	0.1 зв.вел.

которая выходила за пределы карты. После этого мы стали увеличивать размеры исследуемой области, до тех пор, пока протяженная структура не стала видна полностью. Окончательные размеры области —  $l \in [90; 200]$  градусов,  $b \in [-55; 45]$  градусов (приблизительно,  $100 \times 100$  градусов). При этом, в выборку попали 60602 звезды (выборка 0), из которых 32442 звезды имели звездную величину  $G \leqslant 18$ . Эту выборку будем в дальнейшем называть выборкой 1. Фундаментальные параметры скопления были взяты из каталога Локтина и Поповой [111], они приведены в Таблице 2.9.

На Рис. 2.17 показана карта поверхностной плотности для выборки 1, на которой видно скопление и поток — вытянутая структура, направленная приблизительно по диагонали карты. Прямоугольные координаты  $x$  и  $y$  ориентированы вдоль галактических координат (галактическая широта возрастает с  $y$ , галактическая долгота убывает с возрастанием  $x$ ). Красная окружность показывает приливный радиус скопления в поле сил Галактики, черная стрелка — среднее движение звезд скопления (см. ниже). Значения плотности даны в  $(\text{угл.мин})^{-2}$ .

Направление вытянутости потока не совпадает со средним движением скопления, поэтому маловероятно, что поток может быть образован за счет приливного взаимодействия скопления и Галактики.

Для того, чтобы выделить вероятные члены скопления, мы постепен-

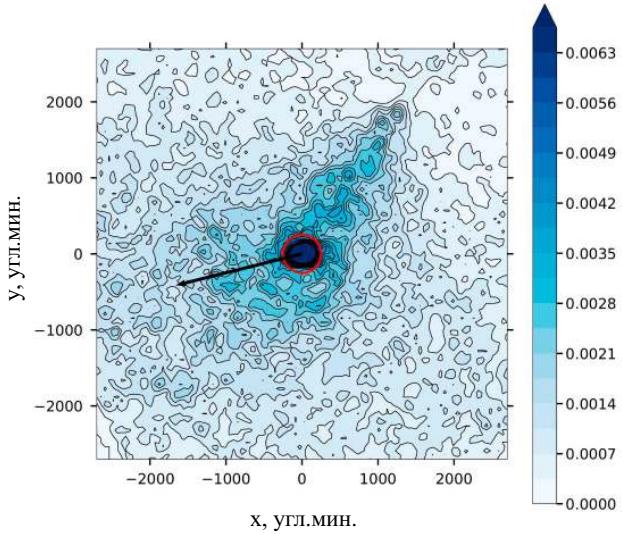


Рис. 2.17. Карта поверхностной плотности для выборки 1. Красная окружность соответствует приливному радиусу скопления, черная стрелка показывает среднее направление движения звезд скопления. Галактическая долгота возрастает влево, галактическая широта — вверх. Значения плотности на шкале справа от карты даны в  $(\text{угл.мин})^{-2}$ .

но сужали объем в 3-мерном пространстве  $(\pi, \mu_l, \mu_b)$  (как и в случае Плеяд, см. выше, но с использованием вычисленных собственных движений  $\mu_l$  и  $\mu_b$ ). Этот процесс мы контролировали по виду диаграммы «звездная величина–показатель цвета». Процесс отбора был закончен, когда на диаграмме осталось минимальное количество звезд фона, при условии, что количество звезд на последовательности скопления существенно не изменилось. Окончательные границы для параметров звезд:  $\pi \in [5.05; 6.35]$  мсд,  $\mu_l \in [26; 40]$  мсд/год,  $\mu_b \in [-11; -6]$  мсд/год. После отбора остались 1413 звезд, которые мы будем называть выборкой 2. Левая панель Рис. 2.18 показывает диаграмму «звездная величина–показатель цвета» для выборки 2, а правая панель Рис. 2.18 показывает карту поверхностной плотности для этой выборки. Некоторое количество звезд фона присутствует на диаграмме «звездная величина–показатель цвета» ниже главной последовательности между  $G = 15$  и  $G = 18$ .

Используя набор изохрон [106] и параметры скопления из Таблицы 2.9 мы оценили массу звезд выборки 2 равной 924 массам Солнца. Мы

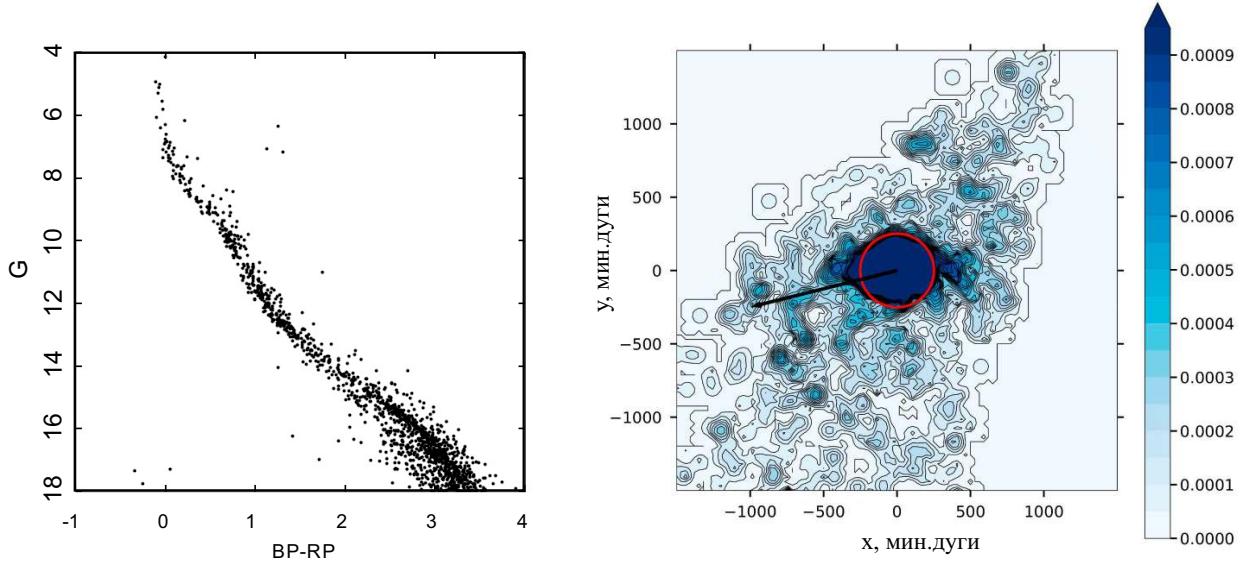


Рис. 2.18. Слева: диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для выборки 2. Справа: карта поверхностной плотности для выборки 2. Обозначения те же, что и на Рис. 2.17.

не приводим значение ошибки, так как основная часть неопределенности оценки массы заключается в соотношении масса-светимость, использованном в [106], которое не опубликовано. Для звезд выборки 2 была получена оценка приливного радиуса  $R_t = 12.8 \pm 0.4$  пк, аналогично оценке для скоплений Ruprecht 147 и Плеяды (см. выше). По соображениям, изложенным выше, это нижние оценки массы и приливного радиуса (и его погрешности). Круг с радиусом  $R_t$  показан красным на Рис. 2.17 и Рис. 2.18. Вектор тангенциальной скорости для звезд внутри круга с радиусом  $R_t$  показан на этих рисунках черной стрелкой.

Из анализа карты поверхностной плотности для выборки 2 следует два обстоятельства. Во-первых, звезды потока не удалось исключить полностью из выборки 2. Это означает, что звезды потока и скопления расположены очень близко в 3-мерном пространстве  $(\pi, \mu_l, \mu_b)$ , и требуются более продвинутые методы для их разделения. Во-вторых, на карте вблизи приливного радиуса скопления  $\alpha$  Per заметны структуры, напоминающие приливные хвосты, но которые не очень хорошо коррелируют с направ-

Таблица 2.10. Значения параметров и результаты отбора с процедурой DBSCAN

Пространство	$(l, b, \pi, \mu_\alpha, \mu_\delta)$	$(\pi, \mu_l, \mu_b)$	$(\pi, \mu_{l_r}, \mu_{b_r})$
Конфигурация	C1	C2	C3
$\varepsilon$	0.2	0.05	0.05
$minPts$	400	450	600
Скопление (число звезд)	2147	1884	1370
Поток (число звезд)	3881	9197	2977
Поле (число звезд)	26414	21361	28095

лением движения скопления (средняя лучевая скорость звезд выборки 2 внутри круга с радиусом  $R_t$  близка к нулю).

Для того, чтобы отделить скопление и поток друг от друга и от звезд поля, мы использовали процедуру DBSCAN [152], являющуюся одним из вариантов метода ‘nearest neighbour’. В работах [86, 87] эта процедура была успешно использована для выделения волокноподобных структур в областях активного или недавнего звездообразования. Мы использовали DBSCAN для трех разных конфигураций пространства параметров. Первая (C1) — это пятимерное пространство  $(l, b, \pi, \mu_\alpha, \mu_\delta)$ . Вторая конфигурация (C2) — это трехмерное пространство  $(\pi, \mu_l, \mu_b)$ . Третья конфигурация (C3) — это трехмерное пространство  $(\pi, \mu_{l_r}, \mu_{b_r})$ , где  $\mu_{l_r}$  и  $\mu_{b_r}$  — остаточные собственные движения относительно среднего движения скопления в картинной плоскости. Таблица 2.10 приводит используемые параметры DBSCAN, и результаты выделения звезд скопления, потока и поля (понимая звезды поля как остаток после удаления из выборки звезд скопления и потока). Здесь  $\varepsilon$  — это радиус выбора и  $minPts$  — это минимальное количество точек (параметры процедуры DBSCAN).

Результат выбора при различных конфигурациях можно проанализировать с помощью карт поверхностной плотности, которые показаны на Рис. 2.19. О качестве разделения можно судить, например, по картам плотности для звезд поля, которые, в идеале, должны быть однородными. Кон-

фигурация С2 обеспечивает наилучший результат с этой точки зрения. Корона скопления вытянута вдоль плоскости Галактики. Однако, во внутренней части скопления контуры плотности вытянуты, скорее, в направлении движения скопления.

На левой панели Рис. 2.20 показана диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для скопления (красные точки) и для потока (черные точки) для результата выделения с конфигурацией С2. На правой панели показана диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для звезд скопления и потока, которые входят во все три отбора.

Следующим шагом мы оценили фундаментальные характеристики потока как звездного населения. На Рис. 2.21 мы сравниваем распределение звезд потока на CMD с изохронами из [106]. При этом мы использовали солнечное значение металличности. Изохроны были наложены «на глаз», ориентируясь, в первую очередь, на область точки поворота главной последовательности и на сгущение красных гигантов. Таким образом, мы получили оценку возраста потока  $5 \pm 1$  миллиардов лет. При наложении изохроны мы использовали значение избытка цвета  $E(BP-RP) \simeq 1.29E(B-V) \simeq 0.13$  (согласно кривой поглощения [153, 154] при  $E(B-V) = 0.1$  из Таблицы 2.10). При этом было получено значение модуля расстояния  $(m-M) = 7.4 \pm 0.2$  зв.вел. и  $(m-M)_0 = 7.1 \pm 0.2$ , учитывая  $A_G \simeq 2.67E(B-V) \simeq 0.27$  (согласно той же кривой поглощения). Это соответствует гелиоцентрическому расстоянию  $263_{-23}^{+25}$  пк.

Таким образом, из анализа CMD, мы можем заключить, что поток представляет собой старое население с возрастом около 5 миллиардов лет, значительно более старое, чем скопление. Это отвергает сценарий общего происхождения скопления и потока. Наиболее вероятным объяснением потока является то, что это остаток старого разрушенного звездного скопления, двигающегося в окрестностях скопления  $\alpha Per$ . Кроме этого, очевидно, что поток находится за скоплением. Разница в гелиоцентрических

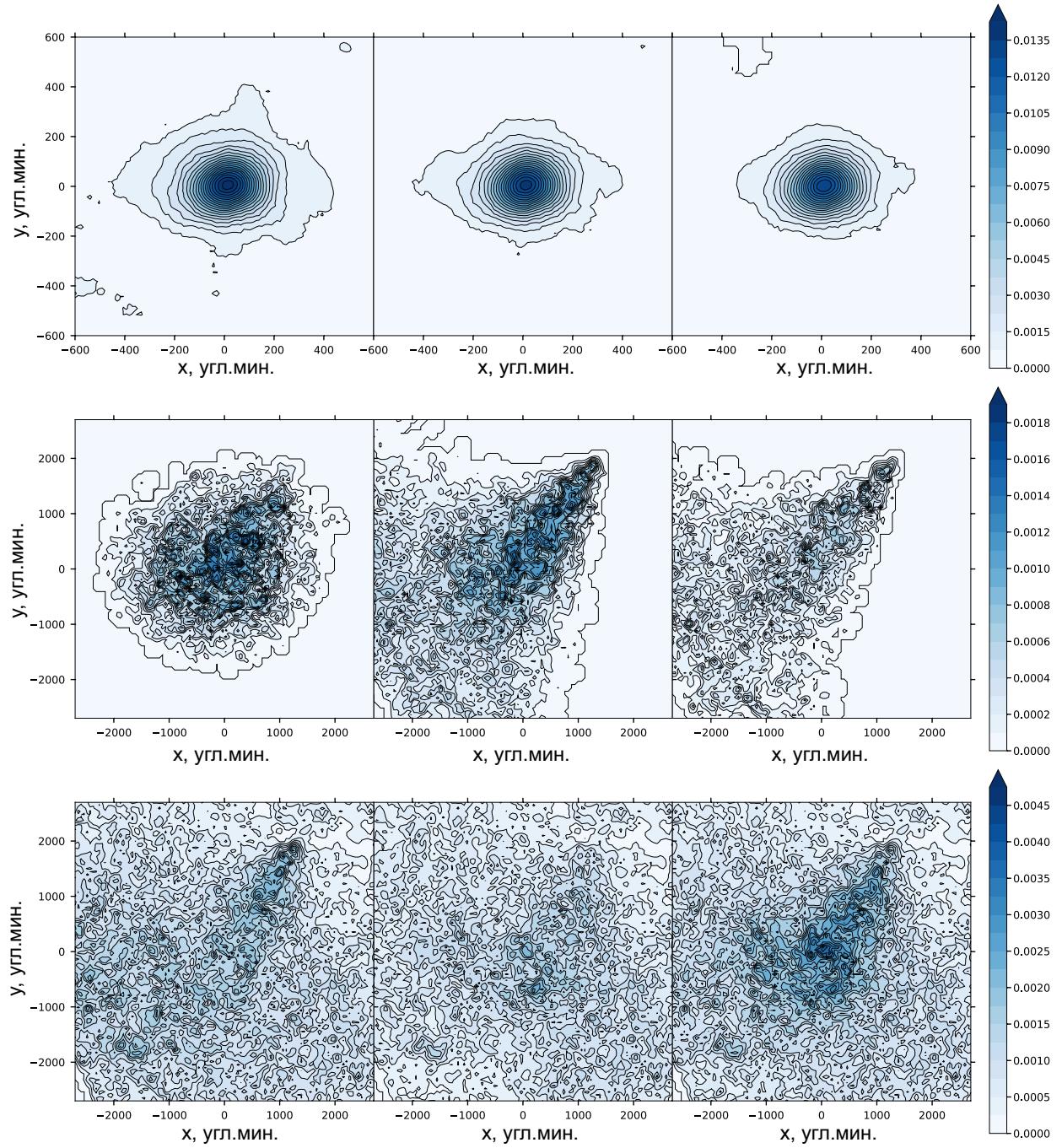


Рис. 2.19. Карты поверхностной плотности для скопления (верхние панели), потока (средние панели) и поля (нижние панели). Слева направо панели соответствуют конфигурациям DBSCAN C1, C2 и C3. Значения плотности на шкале справа от карты даны в  $(\text{угл.мин})^{-2}$ .

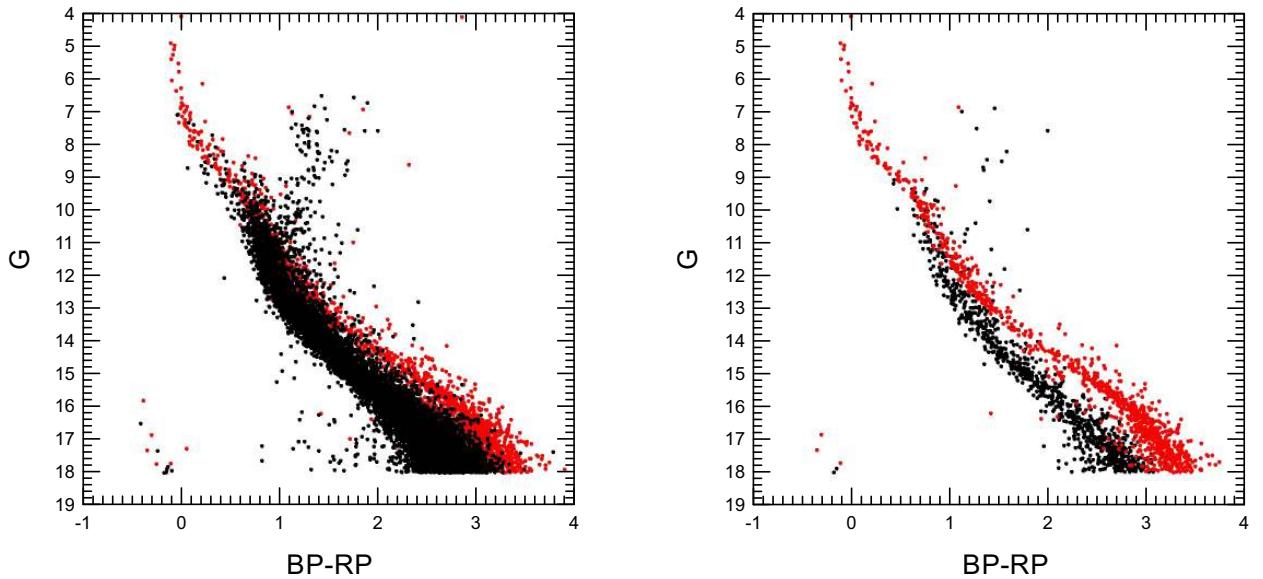


Рис. 2.20. Слева: диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для скопления (красные точки) и для потока (черные точки) для результата выделения с конфигурацией С2. Справа: диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для звезд скопления и потока, общих для всех трех отборов.

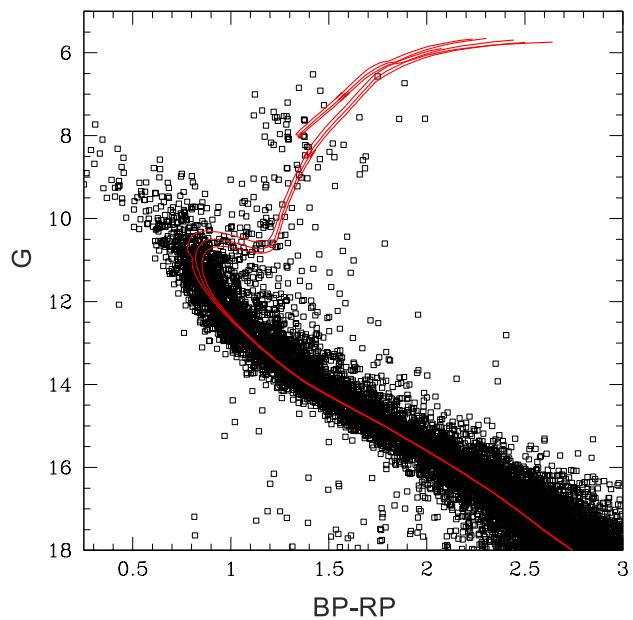


Рис. 2.21. Диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для потока (согласно отбору с параметрами С2). Красные линии показывают изохроны для солнечной металличности и возраста 4,5,6 миллиардов лет.

расстояниях составляет примерно 90 пк. Можно также отметить значительную протяженность потока вдоль луча зрения. Если проанализировать ширину главной последовательности (ГП) потока, например, в окрестности точки  $BP - RP = 2$  зв.вел. (см. Рис. 2.20), то, в предположении, что ширина ГП обусловлена различиями в расстоянии, и что звезды потока имеют тот же избыток цвета, что и скопление, можно заключить, что протяженность потока вдоль луча зрения составляет около 180 пк (примерно от 190 до 370 пк от Солнца).

Существование потока как пространственно обособленной структуры подтверждается распределением гелиоцентрических расстояний звезд для ряда областей, выделенных в направлении потока (Рис. 2.22). Рис. 2.23 показывает такие распределения, построенные методом KDE (одномерный биквадратичный кернел с полушириной  $h = 25$  пк) для областей С, Е3 (эта область включает скопление), G, J (эта область представляет участок фона).

Для того, чтобы получить эти распределения, мы загрузили новую выборку (выборка 3) из Gaia DR2, которая отличается от выборки 1 только интервалом тригонометрических параллаксов  $\pi \in [2; 8]$  мсд и потому включает более далекие звезды. Выборка 3 содержит 59803 звезды с  $G < 18$ . При анализе распределений гелиоцентрических расстояний необходимо помнить, что в пределах одного телесного угла при равномерном пространственном распределении звезд число звезд будет расти с расстоянием. Поэтому, увеличение числа звезд с увеличением расстояния для области J объясняется этим геометрическим эффектом.

Расстояния до звезд определялись как обратные параллаксы. Известно, что обратные параллаксы являются лишь грубым приближением для расстояний в случае каталога Gaia DR2 [155], но можно предположить, что для используемого в данной работе диапазона расстояний ошибка является незначительной. Параллаксы в выборке 3 имеют небольшие относительные

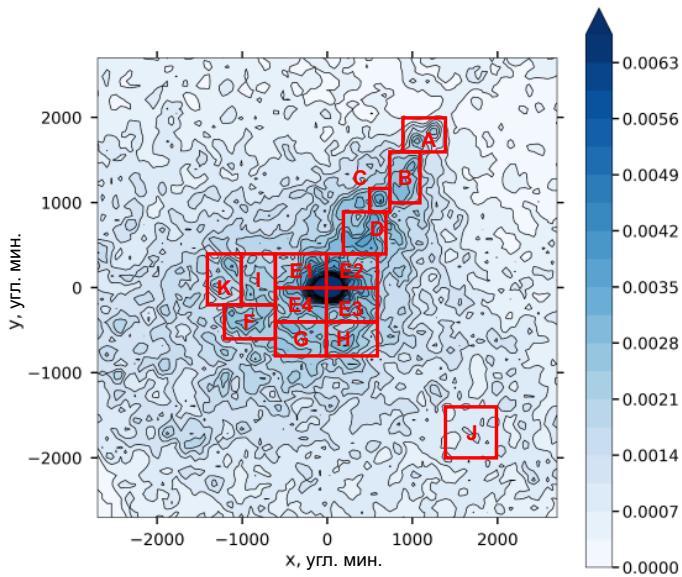


Рис. 2.22. Избранные области в направлении потока для анализа структуры вдоль луча зрения.

ошибки: 90% звезд имеют относительную ошибку параллакса менее 0.06 и 97.7% звезд имеют относительную ошибку параллакса менее 0.1.

Распределения расстояний на Рис.2.23 показывают несколько интересных особенностей. Во-первых, поток отчетливо выделяется над фоном как увеличение плотности. Во-вторых, «нижняя левая» часть потока ближе к нам, чем «верхняя правая» (максимум плотности в области G находится на 210 пк, а в области С — на 270 пк; максимум плотности в области Е3 находится на 176 пк, что замечательно согласуется с данными для скопления). В третьих, поток имеет клюковатую структуру. Это хорошо видно на карте плотности (Рис.2.17) и на распределениях расстояний (Рис.2.23), которые часто имеют несколько максимумов. В-четвертых, поток частично перекрывается со скоплением. Ширина потока вдоль луча зрения хорошо согласуется с результатами, полученными из анализа CMD (см. выше).

Для того, чтобы лучше выяснить структуру потока, мы рассчитали прямоугольные координаты X, Y, Z для звезд выборки 3. Центр этой си-

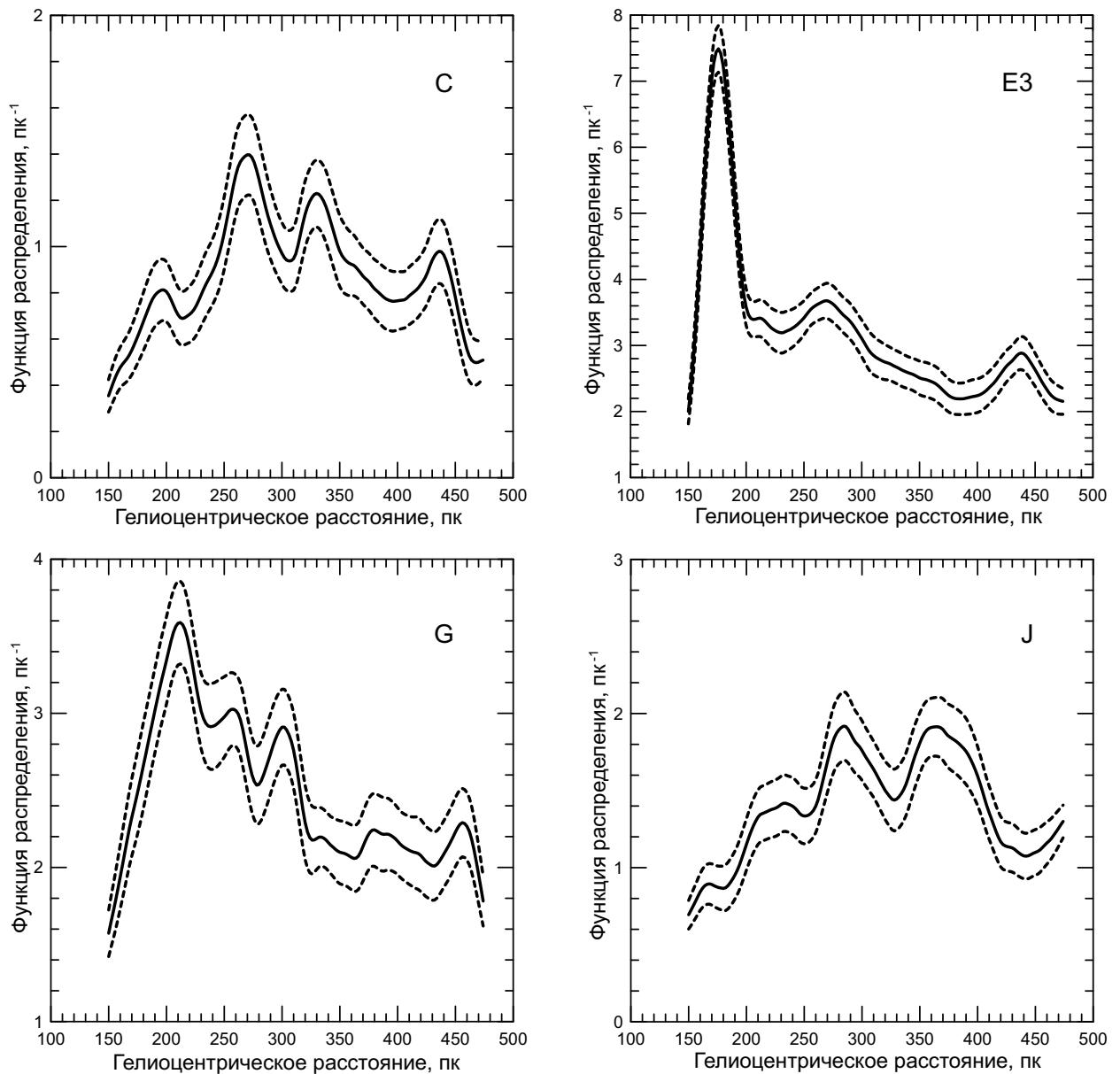


Рис. 2.23. Распределения гелиоцентрических расстояний для областей С, Е3, Г и Ј. Сплошные линии показывают распределения расстояний, пунктирные линии показывают доверительный интервал шириной  $2\sigma$ , построенный методом ‘smoothed bootstrap’ [96, 99].

стемы координат совпадает с центром скопления, а плоскость (XY) параллельна Галактической плоскости. Ось X направлена в сторону антицентра Галактики, ось Y направлена по касательной к круговой орбите скопления, и ось Z перпендикулярна плоскости Галактики. Рис.2.24 показывает распределения поверхностной плотности в проекции на плоскость (XY) для слоев толщиной 20 пк, «нарезанных» поперек оси Z (карты построены с помощью метода KDE с биквадратичным ядром с полушириной  $h = 20$  пк). Уровни плотности в единицах  $\text{пк}^{-2}$  были выбраны таким образом, чтобы обеспечить наилучший контраст и эффективно показать структуру потока. На Рис.2.24 видно, что поток имеет сложную структуру и состоит из нескольких сгустков, а также, что поток частично перекрывается со скоплением.

Подсчет звезд потока, отобранных с конфигурацией C2, дает оценку массы потока около 6000 масс Солнца. Это верхняя оценка, так как отбор, скорее всего, включает много звезд поля. Скорее всего, поток представляет собой остаток очень массивного скопления, находящегося в завершающей стадии разрушения.

Чтобы подтвердить эту гипотезу, были исследованы распределения различных подсистем на плоскости собственных движений (на векторной диаграмме). Рис.2.25а показывает три подсистемы, полученные с конфигурацией C2 DBSCAN: фиолетовые точки показывают распределение звезд поля, серые точки показывают звезды потока и красные точки показывают звезды скопления. Чтобы сделать различие между звездами поля и потоком более очевидным, на Рис.2.25б и Рис.2.25с показаны карты плотности распределений звезд поля и звезд потока на векторной диаграмме, соответственно. Хорошо видно, что поток, в отличие от поля, имеет четко выраженную центральную концентрацию. Дисперсия собственных движений звезд потока больше, чем у звезд скопления; это распределение напоминает разрушающееся звездное скопление. Для построения этих карт был

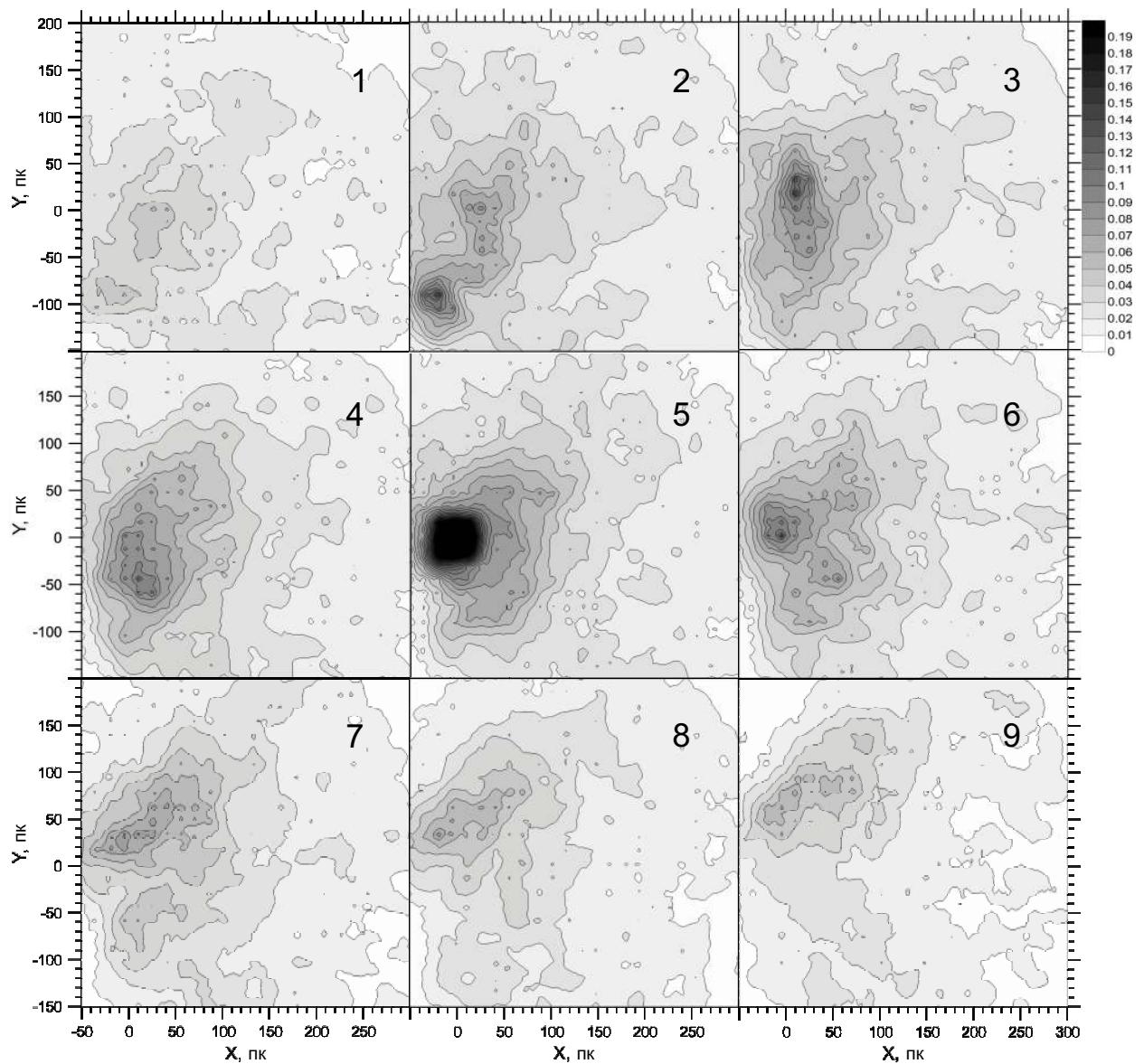


Рис. 2.24. Распределения звездной плотности в проекции на плоскость (XY) для слоев толщиной 20 пк. Плотность дана в единицах пк<sup>-2</sup>. 1 –  $Z \in [-90; -70]$  пк, 2 –  $Z \in [-70; -50]$  пк, 3 –  $Z \in [-50; -30]$  пк, 4 –  $Z \in [-30; -10]$  пк, 5 –  $Z \in [-10; 10]$  пк, 6 –  $Z \in [10; 30]$  пк, 7 –  $Z \in [30; 50]$  пк, 8 –  $Z \in [50; 70]$  пк, 9 –  $Z \in [70; 90]$  пк.

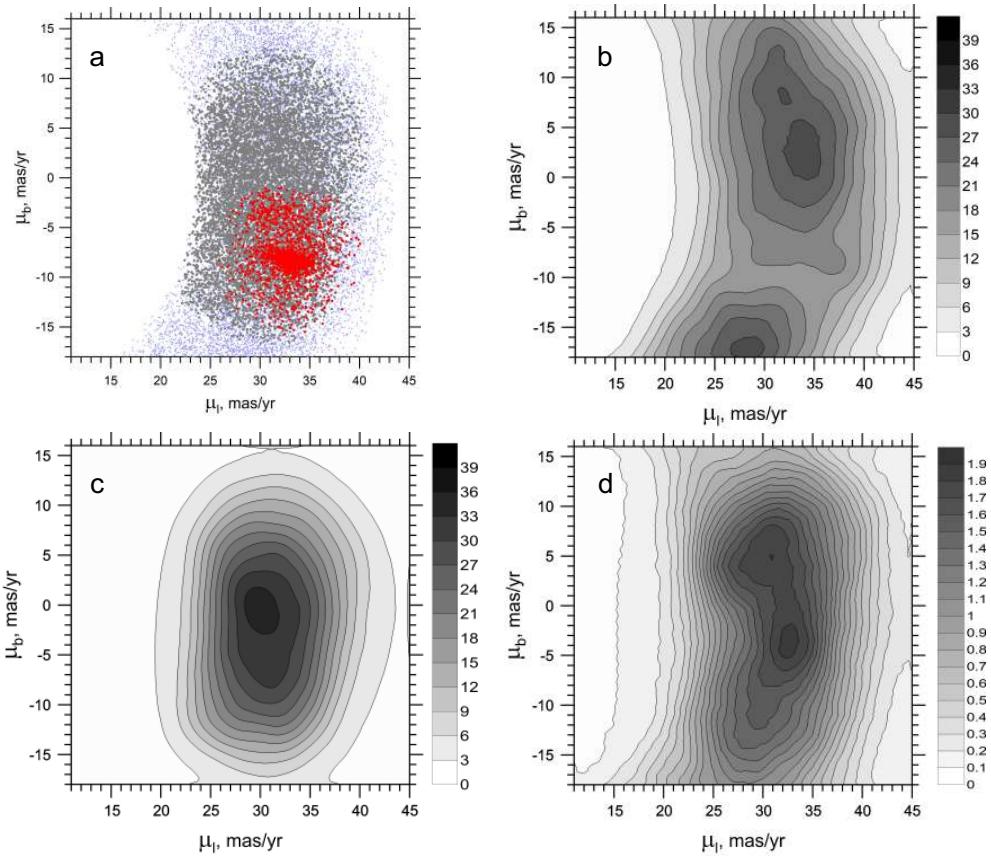


Рис. 2.25. Диаграммы собственных движений для подсистем. (а) Скопление (красные точки), поток (серые точки), звезды поля (фиолетовые точки) в соответствии с конфигурацией C2 DBSCAN. (б)-(д) Карты распределений плотности на векторной диаграмме для поля (б), потока (с) и для выборки кандидатов в белые карлики (д), построенные методом KDE с полуширины ядра  $h = 3$  мсд/год.

использован также метод KDE с полушириной ядра  $h = 3$  мсд/год.

Рис.2.25д показывает распределение кандидатов в белые карлики (БК, см. ниже) на плоскости собственных движений. Это распределение показывает два максимума. Верхний из них близок к верхнему максимуму распределения звезд поля (Рис.2.25б), а нижний — к максимуму распределения звезд потока (Рис.2.25с). Необходимо учесть, что выборка БК состоит в основном из звезд с величинами  $G > 18$  (см. ниже), а такие звезды имеют обычно большие ошибки собственных движений. Поэтому, делать выводы только на основе распределения собственных движений трудно.

Мы не смогли подобрать параметры DBSCAN, при которых этот ме-

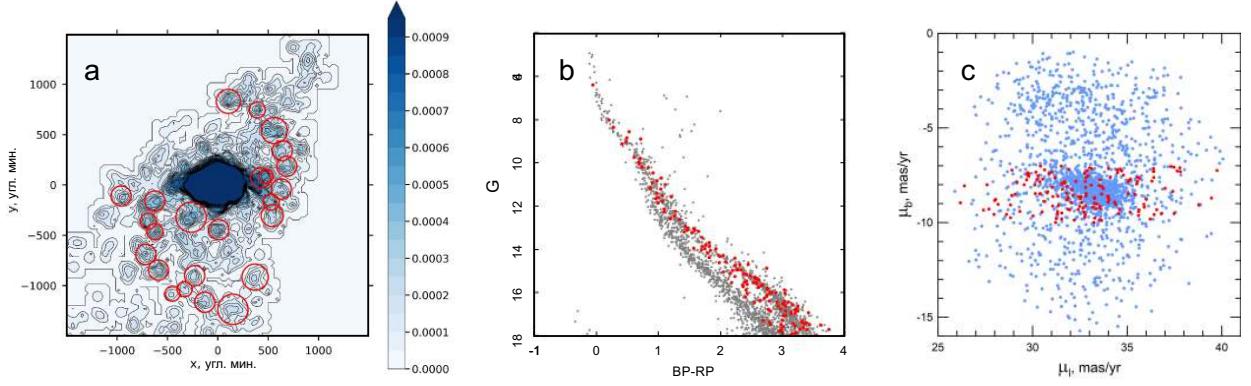


Рис. 2.26. (а) Карта плотности для выборки 2; красные кружки обозначают подгруппы звезд «приливных хвостов» (обозначения такие же, как на Рис.2.18 справа). (б) Диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для звезд выборки 4 (красные точки) в сравнении с положением главных последовательностей скопления и потока (см. правую панель Рис.2.20). (с) Диаграмма собственных движений для звезд скопления (конфигурация DBSCAN C2, синие точки) и для звезд «приливных хвостов» (выборка 4, красные точки).

тод выделил бы звезды, формирующие приливные структуры, заметные на Рис. 2.18, как принадлежащие скоплению. Чтобы выяснить природу этой структуры, была создана выборка звезд, именуемая далее выборка 4. В эту выборку вошли звезды выборки 2, проецирующиеся на эти приливные структуры («хвосты»), а именно звезды, попадающие внутрь красных кругов на Рис.2.26а. Почти все звезды выборки 4 не попадают в выборку звезд скопления, полученную с помощью DBSCAN.

Рис.2.26б показывает CMD, где серые точки взяты с правой панели Рис.2.20 (звезды скопления и потока, общие для всех трех отборов DBSCAN), а красные точки — это звезды выборки 4 (попадающие в красные круги на Рис.2.26б). Подавляющее большинство красных точек лежит очень близко к главной последовательности скопления. Этот факт поддерживает гипотезу о том, что звезды «приливных хвостов» генетически связаны со скоплением.

Дополнительную поддержку этой гипотезе предоставляет распре-

деление звезд на диаграмме собственных движений на Рис.2.26с. Голубые точки показывают распределение звезд скопления (конфигурация C2 DBSCAN), красные точки показывают распределение звезд «приливных хвостов» (выборка 4). Звезды «приливных хвостов» лежат на этой диаграмме внутри области, занимаемой звездами скопления. Таким образом, мы можем заключить, что приливные структуры, видимые на Рис. 2.18, являются реальными и, предположительно, связаны со скоплением. Вероятное объяснение того, почему DBSCAN не добавил звезды «приливных хвостов» к выборке скопления, заключается в том, что «приливные хвосты» намного беднее остальных населений.

Каково происхождение этих приливных хвостов? Гравитационное взаимодействие с потоком кажется маловероятным из-за малой массы потока. В работах [127, 156, 157] было показано, что массивный газо-звездный комплекс с массой  $10^5 - 10^8$  солнечных масс может оказывать значительное гравитационное воздействие на рассеянное скопление (смотри схему распределения газо-звездных комплексов в [158]). Пояс Гулда с массой порядка  $10^6$  солнечных масс мог бы играть такую роль, но скопление Альфа Персея расположено очень близко к его центру (см обзор в [159]). По нашему мнению, эти приливные хвосты, хотя они и не вытянуты в направлении движения Альфа Персея, обязаны своему происхождению гравитационному полю Галактики, аналогично другим случаям, известным в литературе [131].

В Таблице 2.11 приведены средние скорости звезд скопления, средние и средние остаточные скорости звезд потока и приливных хвостов (относительно скопления). Средние скорости звезд приливных хвостов очень близки к средней скорости звезд скопления, но дисперсия скорости большая. Таблица 2.11 иллюстрирует также тот факт, что все три конфигурации DBSCAN дают похожие результаты для скопления, но разные результаты для потока, что также хорошо видно на Рис.2.19.

Таблица 2.11. Средние скорости различных населений в окрестности скопления  $\alpha Per$ .

Население	Параметр	Отбор с DBSCAN			
		C1	C2	C3	Пересечение
Скопление	$\mu_l$ , мсд/год	$32.7 \pm 0.1$	$32.9 \pm 0.1$	$33.0 \pm 0.1$	$33.1 \pm 0.4$
	$\mu_b$ , мсд/год	$-7.3 \pm 0.1$	$-7.7 \pm 0.1$	$-7.8 \pm 0.1$	$-7.9 \pm 0.1$
	$V$ , км/с	$29.2 \pm 0.1$	$28.4 \pm 0.1$	$28.3 \pm 0.1$	$28.4 \pm 0.0$
Поток	$\mu_l$ , мсд/год	$26.5 \pm 0.1$	$30.8 \pm 0.0$	$30.5 \pm 0.1$	$28.1 \pm 0.1$
	$\mu_b$ , мсд/год	$-5.7 \pm 0.1$	$-2.0 \pm 0.1$	$-0.9 \pm 0.1$	$-2.9 \pm 0.1$
	$V$ , км/с	$35.3 \pm 0.1$	$42.3 \pm 0.1$	$44.4 \pm 0.1$	$40.7 \pm 0.1$
Приливные хвосты	$V$ , км/с	$6.9 \pm 0.1$	$13.9 \pm 0.1$	$16.0 \pm 0.1$	$12.3 \pm 0.1$
	$V_r$ , км/с				$28.3 \pm 3.2$
					$0.04 \pm 3.15$

Чтобы придать дополнительную поддержку нашим выводам, мы решили исследовать распределение белых карликов (БК) в рассматриваемой области. Действительно, поток достаточно стар и населен, чтобы иметь заметное количество БК. Так как мы не можем ожидать наличия БК, принадлежащих скоплению  $\alpha Per$ , из-за его малого возраста, белые карлики должны быть идеальными индикаторами потока. К сожалению, выборка 1 содержит слишком мало белых карликов. Поэтому, для выделения населения БК потока мы использовали выборку 0, убрав ограничение по звездной величине. На левой панели Рис. 2.27 показана диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для звезд выборки 0. Красные точки на этой диаграмме показывают кандидатов в БК, в соответствии с их ожидаемым положением на CMD согласно [135].

Правая панель на Рис. 2.27 показывает карту поверхностной плотности для отобранных по CMD кандидатов в БК. Отчетливо заметна концентрация этих звезд к области потока. Понижение плотности в центре карты (там, где находится скопление) объясняется эффектом экранирования, так как скопление расположено перед потоком на луче зрения. Для двух областей, отмеченных на Рис. 2.27 красными прямоугольниками, были постро-

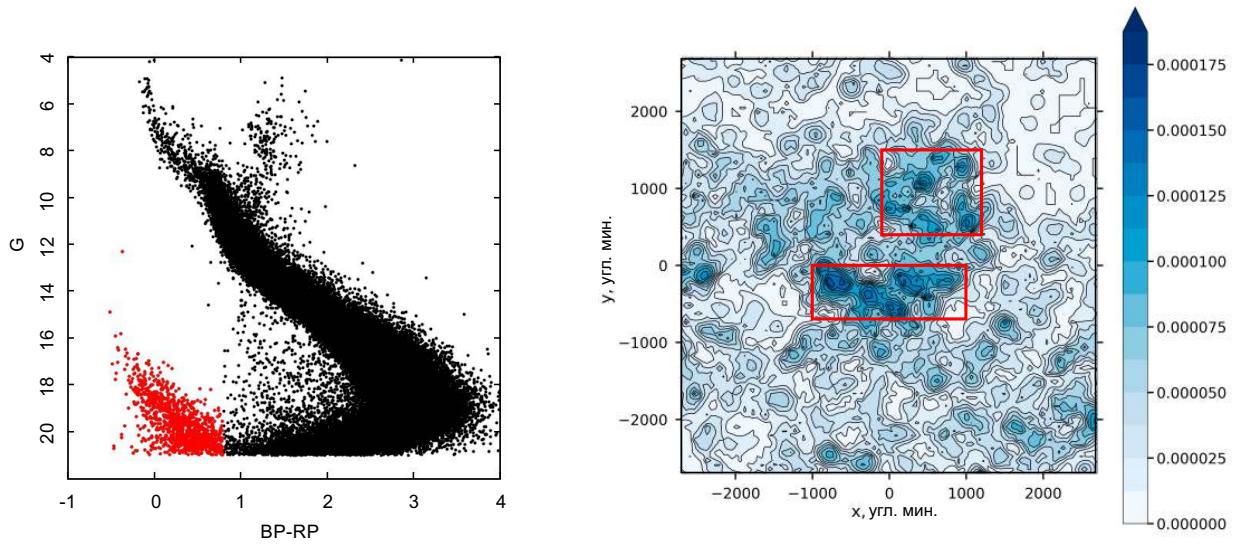


Рис. 2.27. Слева: диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для выборки 0. Красные точки отмечают кандидатов в белые карлики. Справа: карта поверхностной плотности для кандидатов в БК. Для звезд внутри красных прямоугольников на Рис.2.28 показаны распределения гелиоцентрических расстояний.

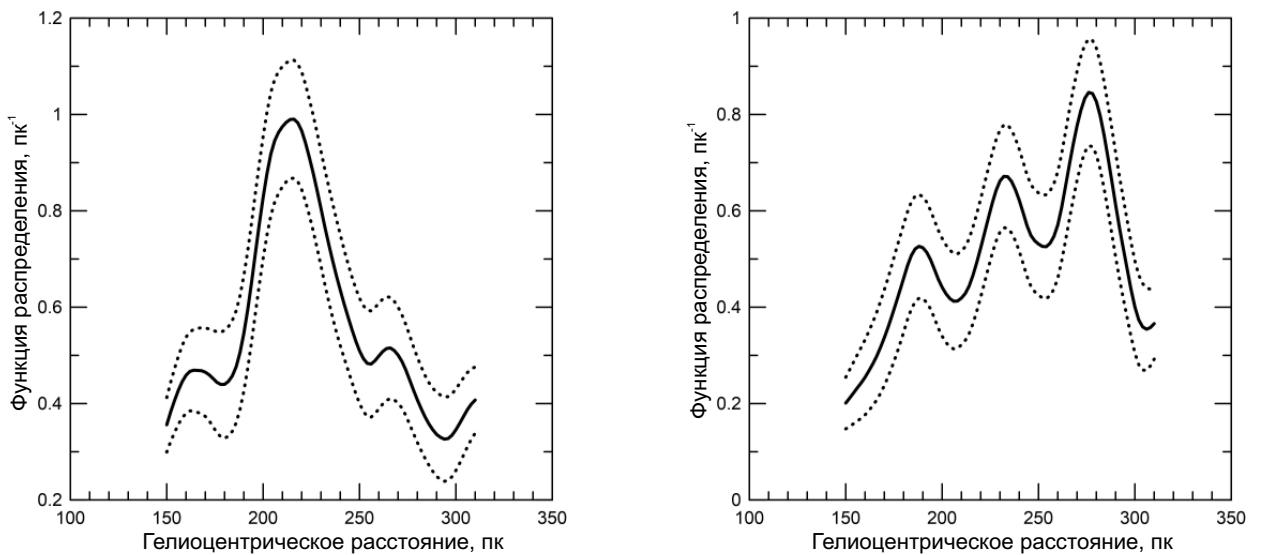


Рис. 2.28. Слева: распределение гелиоцентрических расстояний для кандидатов в БК из нижнего красного прямоугольника на Рис.2.27. Справа: распределение гелиоцентрических расстояний для кандидатов в БК из верхнего красного прямоугольника на Рис.2.27. Обозначения те же, что и на Рис.2.23.

ены распределения гелиоцентрических расстояний при тех же параметрах метода KDE, что и выше (Рис.2.28). Распределения расстояний БК показывают четко выделенные максимумы. Можно сравнить положение этих максимумов с Рис.2.23. Максимум на левой панели Рис.2.28 хорошо совпадает с положением максимума для области G на Рис.2.23. Максимумы на правой панели Рис.2.28 хорошо совпадают с максимумами для области C на Рис.2.23. Отметим, что нижний прямоугольник на правой панели Рис.2.27 приблизительно соответствует положению областей F,G,H на Рис.2.22, а верхний прямоугольник — области C на Рис.2.22. Таким образом, распределение гелиоцентрических расстояний БК хорошо соответствует распределению расстояний звезд потока.

Наконец, на Рис.2.25d показано распределение звезд кандидатов в БК на плоскости собственных движений. К сожалению, ошибки для собственных движений у звезд с  $G > 18$  величин большие, и делать определенные выводы о подобии распределений на Рис.2.25b-d трудно. Тем не менее, визуальное сравнение этих распределений показывает, что распределение собственных движений БК разделяет как особенности распределения звезд потока, так и особенности распределения звезд поля (см. обсуждение выше).

Пространственная концентрация белых карликов явно показывает, что значительная их часть принадлежит потоку. Это также является подтверждением нашей оценки возраста потока около 5 миллиардов лет.

## **2.6. Исследование динамики корон рассеянных звездных скоплений**

Выше было показано, что многие рассеянные звездные скопления имеют протяженные короны, простирающиеся далеко за пределы приливной поверхности, обусловленной гравитационным полем Галактики. Это далеко не первые упоминания о протяженных внешних областях скоплений. Повышенная плотность числа звезд в широких окрестностях рассе-

янных звездных скоплений впервые была отмечена Шепли [160] и Трюмлером [161, 162] в 20-х годах прошлого века. Более детально структура ряда рассеянных и шаровых скоплений была исследована в работах П.Н. Холопова и Н.М. Артюхиной (см. обзор и ссылки в [1]). На основе этих исследований П.Н. Холопов сделал вывод, что ядра и короны скоплений – это характерная структурная особенность любого скопления [1].

Значительный интерес представляет вопрос о динамике корон рассеянных звездных скоплений — об их устойчивости во внешнем гравитационном поле Галактики, об условиях и скорости ухода звезд из скопления. Согласно оценкам Холопова, короны рассмотренных в его работах скоплений динамически устойчивы в гравитационном поле Галактики [1].

Феллхаэр и Хегги [163] построили и исследовали равновесную эллипсоидальную модель гравитационно несвязанного звездного скопления в приливном поле Галактики. Они смогли построить однородную по плотности модель в состоянии неустойчивого равновесия. Выполненные ими численные эксперименты показывают, что системы с малой плотностью ( $\sim 1\%$  от фоновой) и начальным размером большой полуоси эллипсаида системы 50 пк на круговой орбите радиусом в 10 кпк в Галактике могут выживать в течение 20 оборотов вокруг галактического центра.

Одним из ключевых вопросов является вопрос о величине приливного радиуса скопления в гравитационном поле Галактики. Для оценки приливных радиусов  $R_t$  рассеянных скоплений использовались различные подходы: из условия баланса сил, действующих на пробную звезду скопления вдоль линии, соединяющей центры масс скопления и Галактики; как радиус области устойчивости орбит звезд скопления в поле внешних сил.

В этих исследованиях, в частности, было обнаружено (работы Кинана с соавторами [164–166] и Джейфриса [167]), что звезды с «обратными» траекториями в скоплении слабее подвержены возмущающему влиянию поля Галактики и остаются связанными до больших расстояний от центра

скопления, чем звезды с «прямыми» траекториями.

В работе [168] Фукушиге и Хегги выполнили теоретический анализ движения диссирирующей звезды в окрестностях Лагранжевых точек и получили оценки времени диссипации в зависимости от энергии движения звезды. Для ряда моделей скоплений в этой работе показано, что звезды с энергией выше критической могут оставаться гравитационно связанными в скоплении в течение очень большого промежутка времени (значительно большего, чем динамическое время).

Такахаши и Баумгардт [169] для описания диссипации звезд в моделях шаровых скоплений использовали энергетический и апоцентрический критерии; в этом случае энергия звезды выше критической и апоцентрическое расстояние звезды больше, чем  $2/3$  от приливного радиуса  $R_t$ . Для звезд, удовлетворяющих этим критериям, показано, что они вполне могут быть снова захвачены скоплением вследствие звездных сближений.

Росс, Менним и Хегги в работе [170] получили условия диссипации звезды (условия удаления звезды на бесконечное расстояние от скопления) для модели скопления в виде точечной массы, движущегося по круговой орбите в линеаризованном силовом поле Галактики. Представляет интерес использование таких условий для изучения диссипации звезд из корон рассеянных скоплений. Представляет интерес также обсуждение применимости некоторых удобных для использования моделей фазовой плотности числа звезд скопления и его короны в случае более реалистических начальных условий для фазовых координат звезд, чем в работе [163].

В исследовании, предпринятом в работе [171], были поставлены следующие задачи:

1. Разработка метода выделения корон в моделях рассеянных скоплений.
2. Построение моделей корон для шести численных моделей скоплений, определение параметров корон, изучение кинематики движений звезд

в коронах, анализ динамической эволюции корон.

3. Изучение признаков гравитационной связности звезд короны вплоть до расстояний в несколько приливных радиусов  $R_t$  от центра скопления.
4. Оценки скорости диссипации звезд короны с использованием критерия [170] гравитационной связности звезды в скоплении.

Соискатель принимал непосредственное участие в разработке метода выделения корон и в обсуждении исследований на всех стадиях работы, построил карты распределения поверхностной плотности и радиальные профили пространственной плотности для разных моментов времени, создал анимационные ролики, показывающие эволюцию корон моделей РЗС со временем. Остальные исследования были выполнены соавторами соискателя.

В работе [171] использовались результаты численного моделирования в рамках задачи N тел с  $N=500$  и телами одинаковой массы, полученные Даниловым и Дорогавцевой в работе [172]. Модели скоплений двигались по круговой орбите с радиусом 8200 пк относительно центра Галактики с постоянной угловой скоростью. Использовалась модель потенциала Галактики Кутузова и Осипкова [124]. Движение звезд скопления рассматривалось в связанной с центром масс скопления врачающейся системе координат  $(\xi, \eta, \zeta)$ , в которой ось  $\xi$  направлена от центра масс скопления в сторону антицентра Галактики, ось  $\eta$  — вдоль направления движения скопления в плоскости Галактики и ось  $\zeta$  — перпендикулярно плоскости Галактики.

В начальный момент времени скопление моделировалось в виде двух однородных шаров с совпадающими центрами масс, представляющими собой ядро и гало скопления (начальный радиус гало брался несколько меньше приливного радиуса скопления). Начальные фазовые координаты звезд в моделях скоплений из [172] имитируют условия, близкие к тем, которые

возникают в оставшейся гравитационно-связанной части скопления в поле Галактики после расширения исходного скопления, вызванного потерей массы газа из системы «скопление – облако» в результате давления на газ излучения и звездного ветра наиболее массивных звезд на более ранних стадиях эволюции [173]. Фазовые координаты звезд моделей рассеянных звездных скоплений для разных моментов времени были получены при интегрировании уравнений движения звезд с использованием разностных схем 10-го и 11-го порядков точности на интервале времени  $t \in [0; 5.1\tau_{vr}]$ , где  $\tau_{vr}$  — время бурной релаксации модели скопления, принятое равным  $\tau_{vr} \approx 2.6t_{cr}$  [174] ( $t_{cr}$  — время пересечения звездой скопления). Расчеты проводились с точностью 15-16 десятичных цифр. Использовалось сглаживание потенциала [172]. Всего были получены 6 численных моделей рассеянных звездных скоплений, отличающихся начальными условиями (от 1 до 6 уменьшается степень нестационарности модели). В работе [172] использовалась система единиц 1 пк,  $1 M_\odot$ , 1 миллион лет.

В работах В.М.Данилова (например, [175]) показано, что сохранение полной энергии  $E$ , традиционно использующееся в качестве критерия точности вычислений, недостаточно для оценок функции фазовой плотности. К условию  $E = const$  необходимо дополнительно использовать критерий, основанный на статистическом совпадении распределений фазовой плотности, полученных при интегрировании уравнений движения методами 10-го и 11-го порядков. Эти два условия образуют существенно более строгий критерий, но только в этом случае точность вычисления функции фазовой плотности можно считать достаточной для выводов о ее статистических свойствах. При расчете моделей в [172] минимальное время, в течение которого выполнялся статистический критерий, равно  $\tau \approx 3\tau_{vr}$ , что составляет примерно  $1.5 \cdot 10^8$  лет — промежуток, сравнимый со средним временем жизни рассеянного скопления [176]. Максимальная относительная погрешность вычисления энергии скопления по модулю составляла  $(1 - 4) \cdot 10^{-13}$ .

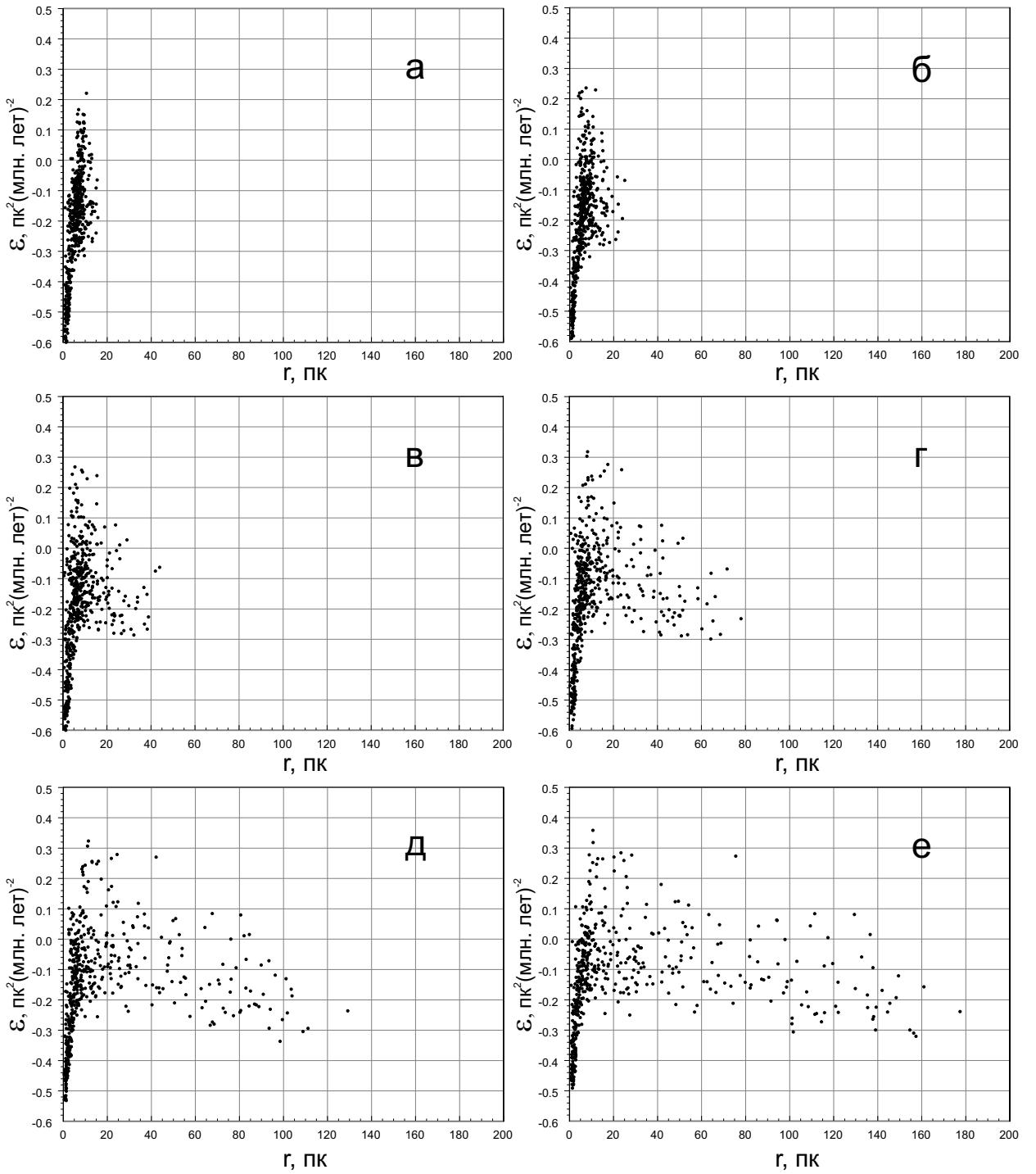


Рис. 2.29. Диаграмма «удельная энергия звезды–расстояние от центра скопления», модель 1 РЗС [172] для разных моментов времени. (а)  $t = 0.5\tau_{vr}$ ; (б)  $t = 1.0\tau_{vr}$ ; (в)  $t = 1.5\tau_{vr}$ ; (г)  $t = 2.0\tau_{vr}$ ; (д)  $t = 2.5\tau_{vr}$ ; (е)  $t = 3.0\tau_{vr}$ . Критическое значение энергии  $\varepsilon_t \simeq -0.324 \text{ пк}^2 \cdot (\text{млн. лет})^{-2}$ .

Первоначально была сделана попытка отделить звезды короны модели скопления по значениям энергий звезд. Но оказалось, что энергия плохо подходит для выделения звезд короны. Из скопления уходят звезды с энергиями больше критической, но значительная часть звезд с большими энергиями остается на малых расстояниях от центра масс скопления в течение всего времени  $\tau$ . Это демонстрируется на Рис. 2.29, где показаны расстояния от центра масс скопления для звезд различных удельных энергий (на единицу массы; смотри определение удельной энергии звезды ниже). Хорошо видно, что большое количество звезд с положительными энергиями остается на маленьких расстояниях от центра масс скопления даже при  $t = \tau$ .

В результате, для отбора звезд короны был применен следующий алгоритм. Из множества номеров звезд модели скопления выделялись подмножества. Подмножество  $\mathcal{N}_1$  — номера звезд, не уходящих на расстояние более 5 парсек от центра масс скопления за время  $\tau$ . Для краткости будем в дальнейшем называть «ядром» подсистему, соответствующую этой группе звезд. Подмножество  $\mathcal{N}_2$  — номера звезд, не уходящих на расстояние более  $r_2 = 40$  пк  $\approx 4R_t$  от центра масс скопления за время  $\tau$ . В этом случае  $\mathcal{N}_1 \subset \mathcal{N}_2$ . Исключая из подмножества  $\mathcal{N}_2$  все номера звезд из  $\mathcal{N}_1$ , находим подмножество номеров звезд короны  $\mathcal{N}_h$ .

Назовем такую модель моделью с постоянными номерами звезд. Эту модель можно уточнить, если в качестве  $\tau$  использовать меньшую величину, например  $\tau_{vr} = \tau/3$  и определять подмножество  $\mathcal{N}_h$  на временах  $t' \in [t, t + \tau_{vr}]$ . Назовем такую модель моделью с переменными номерами звезд.

Далее представлены основные результаты по исследованию структуры и динамики корон моделей скоплений из [172].

На Рис.2.30 показаны зависимости от времени величин  $s_z = \langle |\zeta| \rangle$ ,  $s_r = \langle \rho \rangle$ ,  $s_{z,r} = \langle |\zeta|/\rho \rangle$  — средние значения величин  $|\zeta|$ ,  $\rho$  и  $|\zeta|/\rho$ , соот-

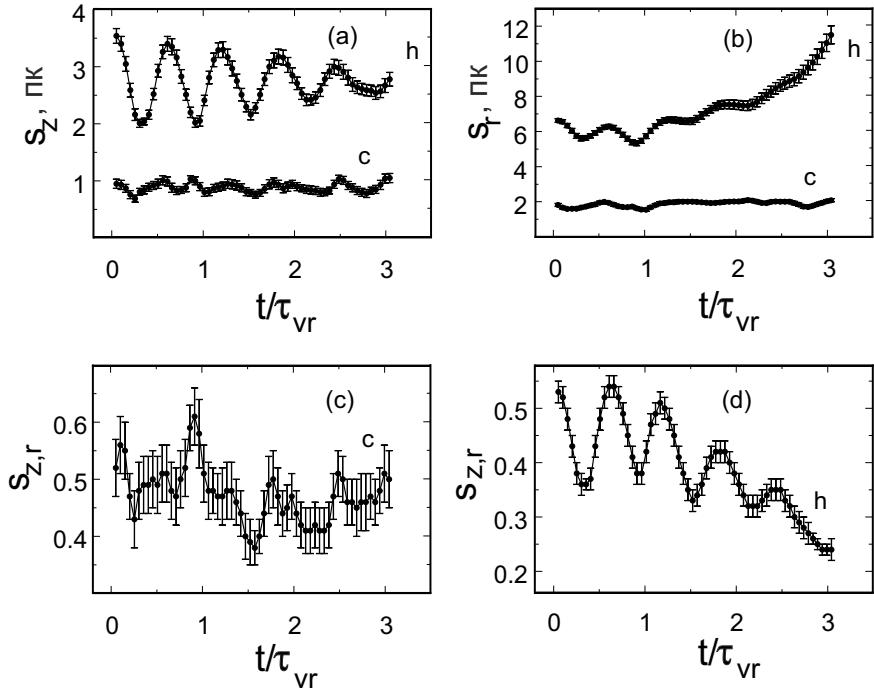


Рис. 2.30. Зависимости от времени  $t$  величин  $s_z$ ,  $s_r$  и  $s_{z,r}$  для звезд короны и ядра модели 1 РЗС [172]. Буквами  $h$  и  $c$  помечены кривые для короны и ядра, соответственно.

ветственно, где  $\rho = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$  (случай моделей подсистем с постоянными номерами звезд) для звезд короны и ядра модели 1 РЗС [172]. Эти зависимости для короны скопления содержат затухающие со временем колебания с периодом, близким к периоду колебаний регулярного поля этой модели  $P_r \simeq 0.6\tau_{vr}$  [172]. Корона ускоренно расширяется вдоль плоскости  $(\xi, \eta)$  и при  $t \simeq \tau$  образует сплюснутый вдоль оси  $\zeta$  «эллипсоид» со средним отношением  $|\zeta|/\rho$ , равным  $s_{z,r} \simeq 0.24 \pm 0.02$ .

На Рис.2.31 показаны зависимости от времени величин  $s_x = \langle |\xi| \rangle$ ,  $s_y = \langle |\eta| \rangle$  и  $s = s_y/s_x$  для короны модели 1 РЗС [172]. Величины  $s_x$  и  $s_y$ , в основном, растут со временем. Отношение этих величин  $s$  изменяется от  $0.82 \pm 0.05$  до  $1.23 \pm 0.10$ , что обусловлено вращением «эллипса» короны в системе координат  $(\xi, \eta, \zeta)$  в направлении, обратном движению скопления вокруг центра Галактики с периодом  $2.54\tau_{vr} \simeq 126.6$  миллиона лет.

Такое вращение вращение короны в данной работе изучалось двумя способами:

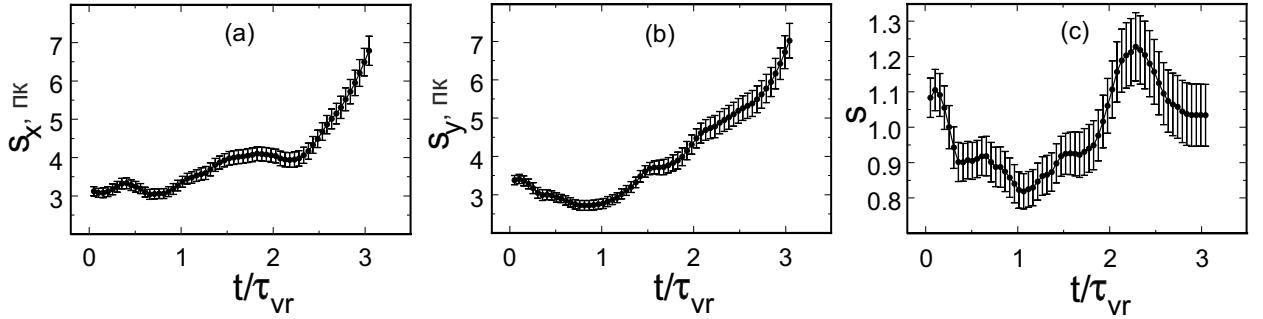


Рис. 2.31. Зависимости от времени  $t$  величин  $s_x$ ,  $s_y$  и  $s = s_y/s_x$  для звезд короны модели 1 РЗС [172].

- с помощью двумерных карт распределения поверхностной плотности модели скопления, построенных для ряда близких моментов времени с помощью метода KDE; были созданы анимации, показывающие эволюцию таких карт на промежутке времени  $[0, \tau]$ ; пример карты показан на Рис.2.32;
- с помощью зависимостей от времени средних тангенциальных скоростей  $v_t$  движения звезд ядра и короны.

Пример карт поверхности плотности для момента времени  $t = 2.5\tau_{vr}$  в двух разных масштабах показан на Рис.2.32. Карты были построены методом KDE с полушириной ядра 2 пк. В ходе эволюции модели РЗС происходит расширение короны и формируется неоднородная пространственная структура. Звезды уходят на периферию приблизительно под углом  $q \simeq 45^\circ$  к оси  $\xi$  (в работе [177] для модели NGC 188 были отмечены значения  $q \simeq 30^\circ - 40^\circ$ ). Внешние части короны имеют специфическую изогнутую форму, что отмечалось при исследовании формирования приливных хвостов скопления (см., например, [177]). Приливные хвосты вытягиваются вдоль орбиты скопления (см., например, [49]). На картах плотности с более высоким разрешением наблюдалось близкое к периодическому изменение направления вытянутости центральной, более плотной части короны.

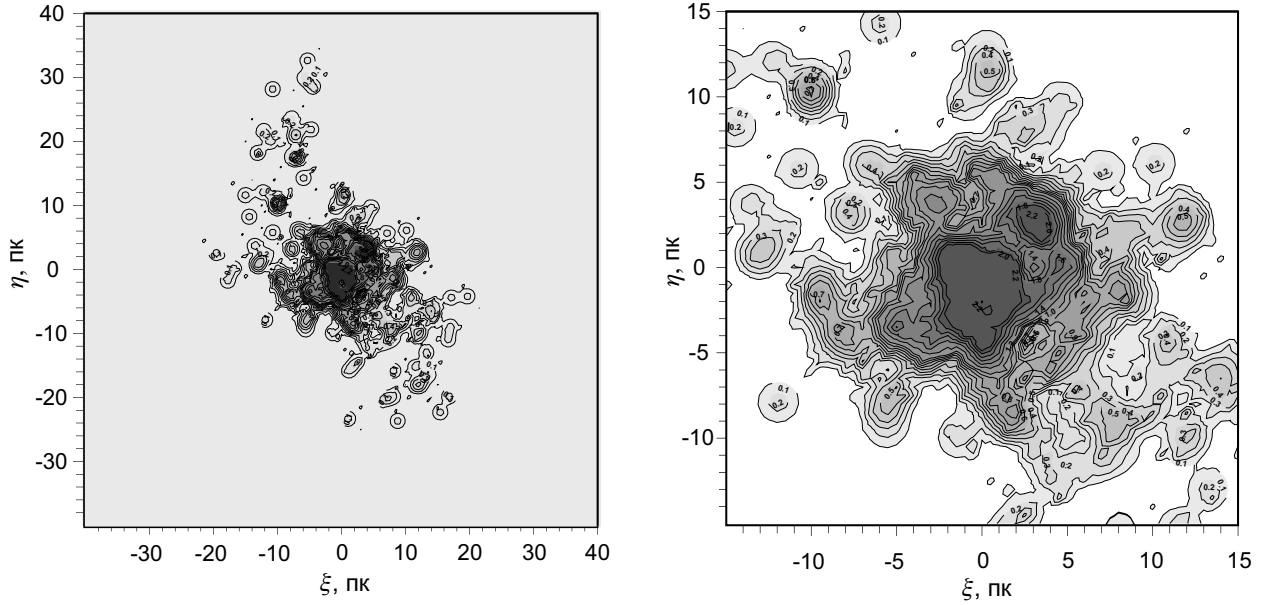


Рис. 2.32. Карты распределения поверхностной плотности звезд короны модели 1 РЗС [172] для момента времени  $t = 2.5\tau_{vr}$  в двух разных масштабах. Изолинии подписаны значениями плотности в единицах  $\text{пк}^{-2}$ . Использовался метод KDE с полушириной ядра 2 пк.

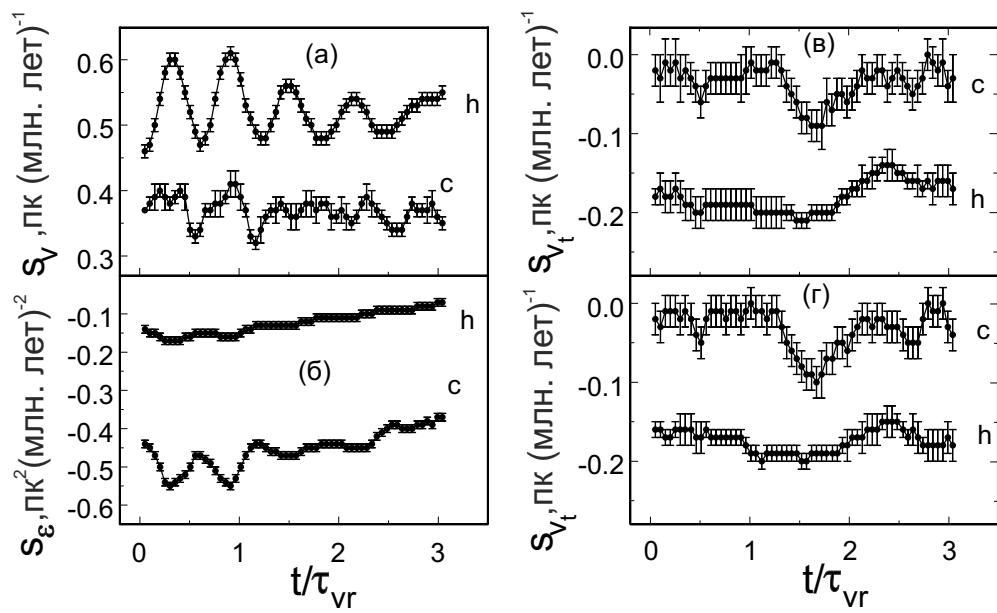


Рис. 2.33. Зависимости величин  $s_v$ ,  $s_\varepsilon$  и  $s_{v_t}$  от времени для короны и ядра модели 1 РЗС [172]. Буквами  $h$  и  $c$  помечены кривые для короны и ядра, соответственно. Зависимости (в) и (г) построены для моделей короны с постоянным и переменным числом звезд, соответственно.

Также, в данной работе были построены зависимости от времени  $t$  средних величин  $v$ ,  $\varepsilon$  и  $v_t$  для звезд короны и ядра моделей 1–6 РЗС [172] при  $t \in [0, \tau]$ . Здесь  $v$  — модуль скорости звезды,  $\varepsilon = (v^2 + \alpha_1 \xi^2 + \alpha_3 \zeta^2)/2 - U$  — удельная энергия звезды,  $\alpha_1$  и  $\alpha_3$  — постоянные, характеризующие силовое поле Галактики в окрестности круговой орбиты скопления [125] (см. также раздел 2.1 выше). Числовые значения этих постоянных определены в [172] с использованием потенциала Галактики [124].  $U = U(\xi, \eta, \zeta)$  — гравитационный потенциал скопления в точке  $(\xi, \eta, \zeta)$ ,  $v_t = (\xi \dot{\eta} - \eta \dot{\xi})/\rho$  — проекция тангенциальной скорости звезды на плоскость  $(\xi, \eta)$ ,  $\rho = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$ .

Эти зависимости показаны на Рис.2.33 ( $s_v = \langle v \rangle$ ,  $s_\varepsilon = \langle \varepsilon \rangle$ ,  $s_{v_t} = \langle v_t \rangle$ ). Зависимости от времени величин  $s_v$  для короны и  $s_\varepsilon$  для короны и ядра модели скопления содержат колебания с периодом, близким к периоду колебаний регулярного поля этой модели  $P_r$  (см. выше). Величины  $\langle \varepsilon \rangle$  для ядра и короны модели скопления в среднем возрастают с увеличением  $t$ , при этом величина  $\langle \varepsilon \rangle$  для короны близка к нулю, что указывает на наличие большого числа звезд короны с энергиями  $\varepsilon > 0$ .

На Рис.2.33в,г приведены зависимости от времени величин  $\langle v_t \rangle$  для короны и ядра модели 1 скопления для моделей короны с постоянным и переменным числом звезд, соответственно. Эти зависимости для каждой из подсистем различаются лишь незначительно. Остальные зависимости от времени параметров подсистем с постоянными и переменными номерами звезд различаются еще меньше. Поэтому в дальнейшем мы использовали более простую модель подсистем с постоянными номерами звезд.

Согласно Рис.2.33в,г в короне преобладают обратные движения звезд. Такой результат вполне согласуется с результатами сравнительного анализа устойчивости “прямых” и “обратных” движений звезд в моделях скоплений, выполненного в работах [164–167].

На Рис.2.34 приводятся зависимости от времени числа звезд  $N_c$  в ядре и  $N_h$  в короне модели 1 для случая подсистем с переменными номерами

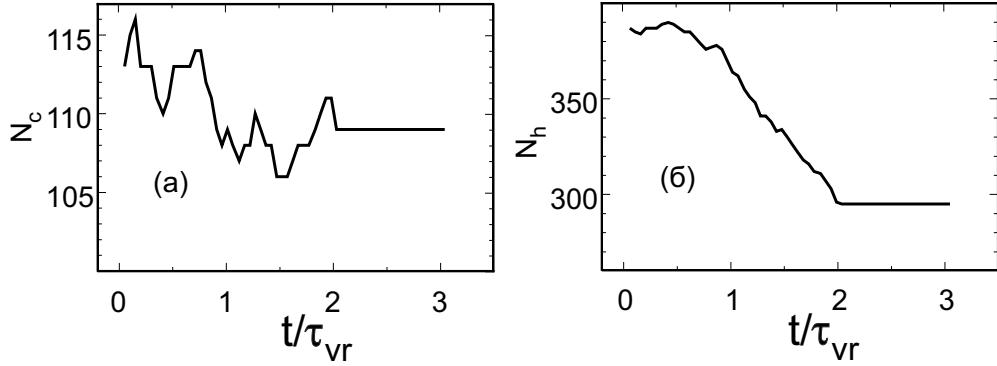


Рис. 2.34. Зависимости числа звезд в ядре (а) и короне (б) от времени для модели 1 РЗС [172] (модель короны с переменными номерами звезд).

звезд. К моменту времени  $t = 2\tau_{vr}$  величины  $N_c$  и  $N_h$  получены равными  $N_c = 109$  и  $N_h = 295$ . В модели подсистем с постоянными номерами звезд  $N_c = 93$  и  $N_h = 307$ . 100 звезд модели 1 скопления за время  $\tau$  уходят от его центра на расстояние, большее  $r_2 = 40$  пк, и эти звезды формируют приливные хвосты скопления.

В работе [171] были исследована эволюция со временем радиальных распределений пространственной плотности (а также ее проекций на плоскость Галактики и на ось  $\zeta$ ) и зависимости функции фазовой плотности от удельной энергии звезды для корон моделей РЗС из [172]. Пример радиальных профилей пространственной плотности для четырех моментов времени показан на Рис.2.35. Был сделан вывод о том, что с увеличением времени  $t$  возрастают размеры областей, в которых профили плотности совпадают или близки друг к другу, хотя границы этих областей расположены далеко за пределами поверхности нулевых скоростей, соответствующей критическому значению постоянной Якоби. Аналогичный вывод был сделан и для зависимостей функции фазовой плотности от  $\varepsilon$ . Таким образом, несмотря на признаки динамической неустойчивости корон — малые плотности в сравнении с критической,  $r_2 \simeq 4R_t$  и ускоренное расширение корон — в интервале расстояний от центра  $r/R_t \in [1, 3]$  можно отметить формирование близких к равновесным распределений плотности и фазо-

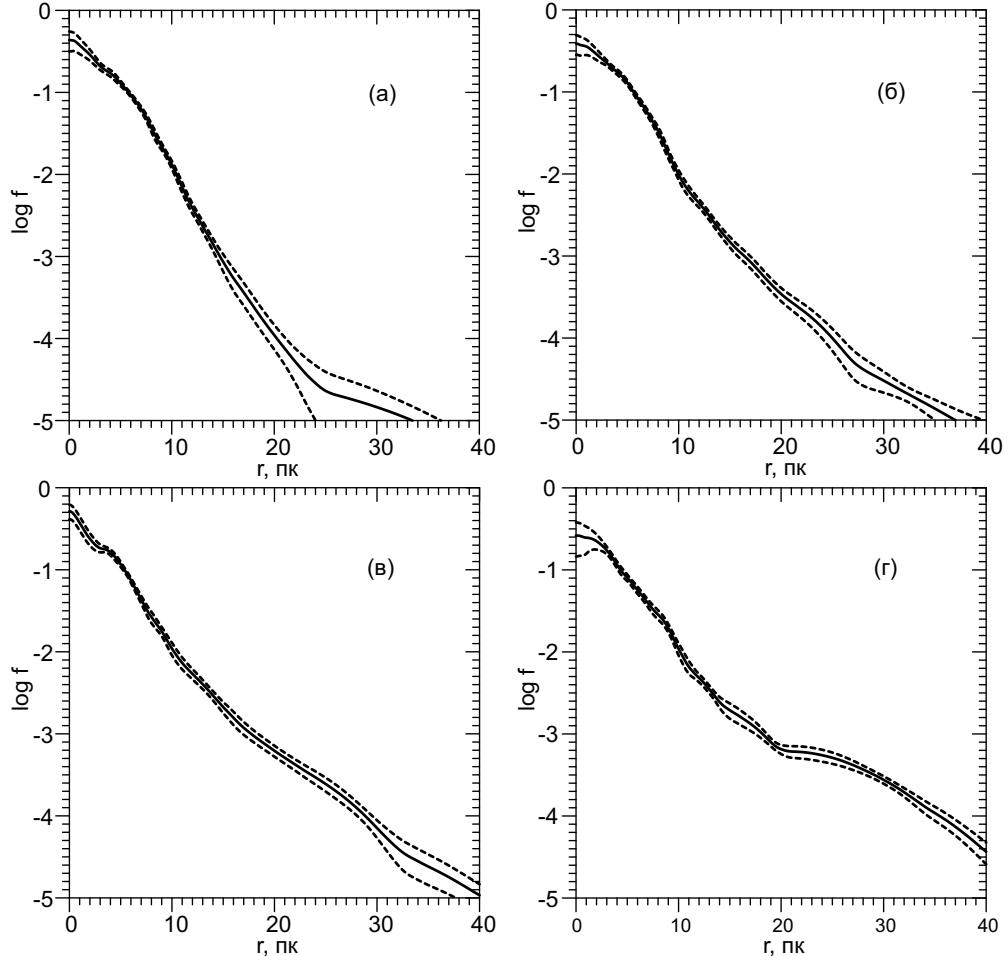


Рис. 2.35. Пространственная плотность числа звезд для модели 1 РЗС [172] для моментов времени (а)  $t = 1.5\tau_{vr}$ , (б)  $t = 2\tau_{vr}$ , (в)  $t = 2.5\tau_{vr}$ , (г)  $t = 3\tau_{vr}$ . Профили пространственной плотности построены методом KDE (см. выше) с использованием адаптивного ядра (начальное значение полуширины ядра 2 пк).

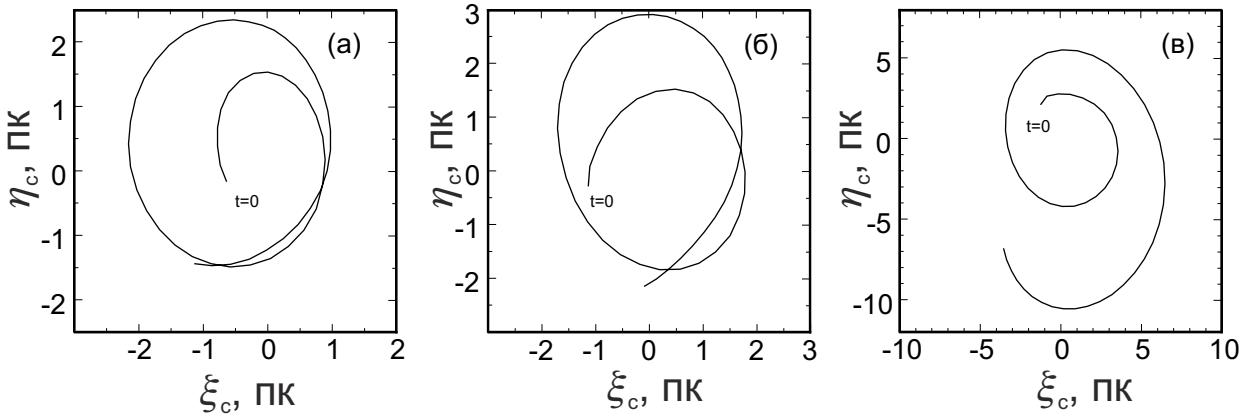


Рис. 2.36. Средние траектории трех групп звезд короны модели 1 РЗС [172]. (а)  $N_s = 36$ ,  $r \in [3.5, 30]$  пк; (б)  $N_s = 27$ ,  $r \in [4, 40]$  пк; (в)  $N_s = 6$ ,  $r \in [5, 40]$  пк.

вой плотности в моделях 1–6 РЗС [172]. Такое временное равновесие корон обусловлено балансом числа звезд, приходящих в корону из центральных областей скопления и уходящих на периферию короны или за ее пределы.

Также, в работе [171] были получены коэффициенты  $\beta_i$  для представления функции фазовой плотности в виде  $\ln F = \beta_1 + \beta_2 x$ , где  $x = \varepsilon + \beta_3 l_\zeta + \beta_4 \dot{\zeta}^2$ , и  $l_\zeta = \xi \dot{\eta} - \eta \dot{\xi} + \omega(\xi^2 + \eta^2)$  — удельный угловой момент движения звезды относительно оси  $\zeta$ . Кроме этого, было исследовано распределение скоростей в коронах моделей РЗС.

К числу признаков гравитационной связанности звезд корон РЗС вплоть до расстояний  $4R_t$  от центра скопления можно отнести наличие близких к периодическим обратных средних движений большого числа звезд корон в плоскости  $(\xi, \eta)$ .

На Рис.2.36 показаны средние траектории трех групп звезд короны для модели 1 [172]:  $N_s = 36$ ,  $r \in [3.5, 30]$  пк (Рис.2.36а),  $N_s = 27$ ,  $r \in [4, 40]$  пк (Рис.2.36б),  $N_s = 6$ ,  $r \in [5, 40]$  пк (Рис.2.36в), где  $N_s$  – число звезд в группе,  $\xi_c$  и  $\eta_c$  – средние координаты  $\xi$  и  $\eta$  звезд в группах. Хорошо видно, что в коронах преобладают обратные движения звезд, что согласуется с результатами исследований траекторий звезд скоплений в работах [164–167, 169, 170].

Для анализа гравитационной связанности корон моделей 1–6 РЗС [172] на промежутках времени  $\tau$  в данной работе использовались условия диссипации звезд, найденные в работе [170]. При использовании этих условий масса скопления для каждой звезды в момент времени  $t$  принималась равной суммарной массе всех звезд, находящихся на расстояниях  $r$ , меньших расстояния данной звезды от центра скопления. Для каждой звезды был вычислен промежуток времени  $\Delta t$ , в течение которого удовлетворяются условия диссипации звезды из скопления [170] (обычно они выполняются при больших  $t$  в конце рассмотренного интервала динамической эволюции скопления).

Для моделей 1–6 РЗС [172] средняя по звездам короны величина  $\Delta t/\tau$  принимает значения в интервале от  $\overline{\Delta t}/\tau = 0.0004 \pm 0.0003$  в модели 4 до  $\overline{\Delta t}/\tau = 0.0017 \pm 0.0006$  в модели 1. Для звезд приливных хвостов, уходящих за время  $\tau$  на расстояние  $r > r_2$  от центра скопления, в моделях 1–6 величина  $\Delta t/\tau$  принимает значения в интервале от  $\overline{\Delta t}/\tau = 0.0933 \pm 0.0251$  в модели 4 до  $\overline{\Delta t}/\tau = 0.283 \pm 0.015$  в модели 1. Таким образом, величина  $\Delta t/\tau$  резко возрастает при переходе от звезд короны к звездам приливных хвостов, что можно рассматривать как один из аргументов в пользу гравитационной связанности корон моделей 1–6 РЗС.

В Таблице 2.12 для моделей 1–6 РЗС приведены следующие величины:  $N_h$  – число звезд в короне,  $N_3$  и  $N_5$  – число звезд короны, удовлетворяющих условиям [170] диссипации из скопления при  $t \leq 3\tau_{vr}$  и  $t \leq 5\tau_{vr}$ , соответственно. Величины  $N_3$  и  $N_5$ , указанные в скобках, соответствуют звездам, уходящим на расстояние  $r > r_2$  от центра скопления при  $t \leq 3\tau_{vr}$  и  $t \leq 5\tau_{vr}$ , соответственно.

Пусть  $q = N_5/N_h$  – доля диссирирующих звезд короны за время  $2\tau_{vr}$  при  $t/\tau_{vr} \in [3, 5]$  (так как число звезд короны с расстояниями  $r < r_2$  от центра скопления равно  $N_h$  при  $t = 3\tau_{vr}$ ). Тогда величину  $\dot{N}_h \simeq -\kappa N_h/\tau_{vr}$  можно рассматривать как оценку средней скорости диссипации звезд из

Таблица 2.12. Величины  $N_h$ ,  $N_3$ ,  $N_5$ ,  $\kappa$ ,  $d$  в моделях РЗС

Номер модели	$N_h$ , $t \leq 3\tau_{vr}$	$N_3$ , $t \leq 3\tau_{vr}$	$N_5$ , $t \leq 5\tau_{vr}$	$\kappa$ , $t/\tau_{vr} \in [3, 5]$	$d$ , %
1	2	3	4	5	6
1	307	11 (0)	142 (132)	0.23 (0.21)	96.4
2	357	31 (0)	99 (90)	0.14 (0.13)	91.3
3	291	15 (0)	47 (43)	0.10 (0.09)	94.8
4	374	5 (0)	44 (41)	0.06 (0.05)	98.7
5	245	7 (0)	26 (23)	0.075 (0.066)	97.1
6	369	5 (0)	15 (14)	0.026 (0.025)	98.6

короны при  $t/\tau_{vr} \in [3, 5]$ , где  $\kappa = q/2$ . В Таблице 2.12 приведено значение  $\kappa$  для корон моделей 1–6 РЗС, полученное с использованием критерия [170]. Величины  $\kappa$ , указанные в скобках, определяются звездами, уходящими на расстояние  $r > r_2$  от центра скопления при  $t/\tau_{vr} \in [3, 5]$ .

Согласно Таблице 2.12, величины  $N_5$  и  $\kappa$ , полученные с использованием критерия гравитационной связности звезд [170] и критерия  $r < r_2$  при  $t < \tau$ , рассмотренного в работе [171], хорошо согласуются между собой. Видно, что величины  $N_5$  и  $\kappa$  убывают с увеличением номера модели скопления и, следовательно, с уменьшением степени нестационарности модели [171, 172]. Следовательно, устойчивость корон моделей 1–6 РЗС к распаду в поле сил Галактики возрастает с увеличением номера модели скопления и с уменьшением степени ее нестационарности.

Как следует из Таблицы 2.12, оценки скорости диссипации звезд короны составляют от 0.03 до 0.23 от числа звезд короны за время бурной релаксации скопления при  $t/\tau_{vr} \in [3, 5]$ . Величина  $d = (N_h - N_3)/N_h$  (доля звезд короны, гравитационно связанных со скоплением согласно критерию [170] при  $t < \tau$ ) в процентах для моделей 1–6 также приведена в Таблице 2.12. Согласно этой таблице, величина  $d \simeq 91 - 99\%$ , и она лишь

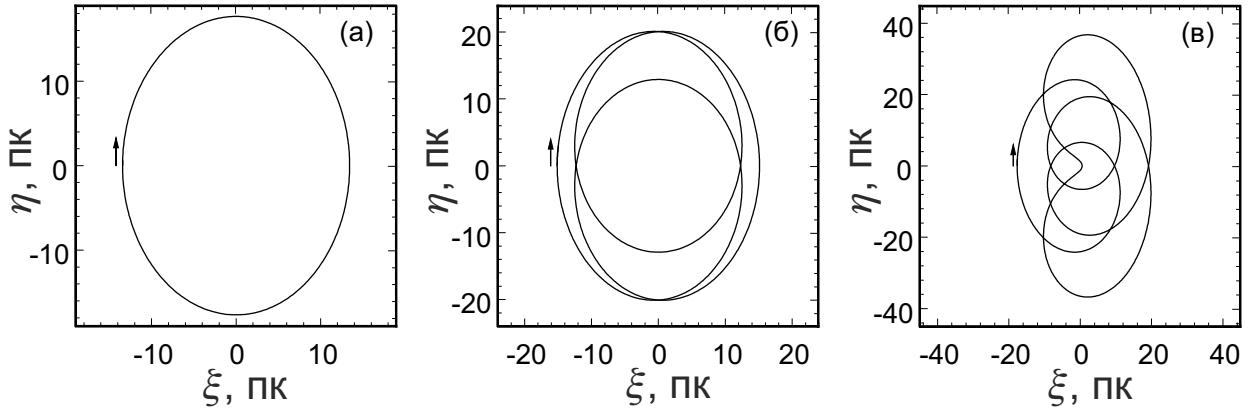


Рис. 2.37. Три периодические орбиты звезды с  $\varepsilon = 0.1$  в двухточечной модели РЗС: (а)  $\xi_0 = -1.28635R_t$ , (б)  $\xi_0 = -1.448R_t$ , (в)  $\xi_0 = -1.6925398R_t$ .

слабо изменяется с переходом от одной модели к другой, что также указывает на гравитационную связанность корон моделей РЗС, рассмотренных в работе [171]. Причиной медленного распада корон РЗС при  $r > R_t$  и  $t \in [0, \tau]$  может быть существование в скоплениях условий для формирования большого числа периодических орбит и близких к ним траекторий звезд с обратным движением и наибольшими периодами обращения  $P$  вокруг центра скопления  $P \gtrsim \tau$  при энергиях  $\varepsilon \gtrsim 0$ .

В случае простой двухточечной модели РЗС [178] такие периодические орбиты легко могут быть обнаружены. В этой модели одна точка соответствует звезде с массой  $m_1 = 1M_\odot$ , а вторая точка – скоплению с массой  $m_1 = 499M_\odot$ ; центр масс такой модели двигается по круговой орбите радиуса  $R_G = 8200$  пк вокруг центра Галактики, как и в моделях 1-6 РЗС [172]. Область возможных движений звезды в фазовом пространстве для модели [178] ограничивается интегралом Якоби ( $\varepsilon = \text{const}$ ) и, по-видимому, дополнительным к нему квазинтегралом, обеспечивающим существование таких орбит (см. также [167]). На Рис.2.37 показаны три периодические орбиты звезд с удельными энергиями (на единицу массы звезды)  $\varepsilon = 0.1$  (пк/млн лет)<sup>2</sup> (это значительно больше критической энергии  $\varepsilon_t$ , которая для модели [178] составляет  $\varepsilon_t = -0.3236327$ ). Стрелками

на Рис.2.37 показано начальное направление движения звезды. Начальные условия для расчета орбит, показанных на Рис.2.37, приведены в [171].

В [171] приведены также значения периодов  $P$  и времен Ляпунова  $t_\lambda$  для этих орбит. Величины  $P$  и  $t_\lambda$  для орбит, показанных на Рис.2.37, вполне сравнимы с величиной  $\tau$  для РЗС. В окрестностях этих орбит вполне может существовать большое число незамкнутых траекторий с обратным движением и с близкими к найденным в [171] значениями  $t_\lambda$ . Промежуток времени движения звезд с такими траекториями вблизи скопления вполне может быть сравним с периодами  $P$  для найденных здесь периодических орбит. В моделях 1–6 РЗС [172] действие звезд с такими траекториями на скопление может оказаться существенным. Эти звезды, формируя короны РЗС, могут влиять на стабильность скопления, увеличивая сроки его распада в поле сил Галактики.

## 2.7. Новый атлас рассеянных звездных скоплений

Появление обзоров всего неба в ближнем инфракрасном и видимом диапазонах [54–58, 80] привело к открытию большого количества новых РЗС. К настоящему времени количество известных скоплений и кандидатов увеличилось более чем в 3 раза. Самый большой современный каталог звездных скоплений Н.В.Харченко с соавторами [3] содержит 3208 объектов, последняя версия каталога Диаса видимых в оптическом диапазоне скоплений и кандидатов в скопления ( [4], электронная версия 2014 года <https://cdsarc.unistra.fr/viz-bin/cat/B/ocl>) содержит 2167 объектов, каталог ГАИШ [180] содержит 168 новых рассеянных скоплений.

Однако, эти каталоги, доступные в виде таблиц, не могут обеспечить некоторые практические нужды астрономов. Эти каталоги трудно использовать, например, при составлении выборки скоплений, не имеющих близких соседей, при отборе звезд скопления для исследования, когда важно избежать засорения выборки звездами соседнего скопления. Кроме этого,

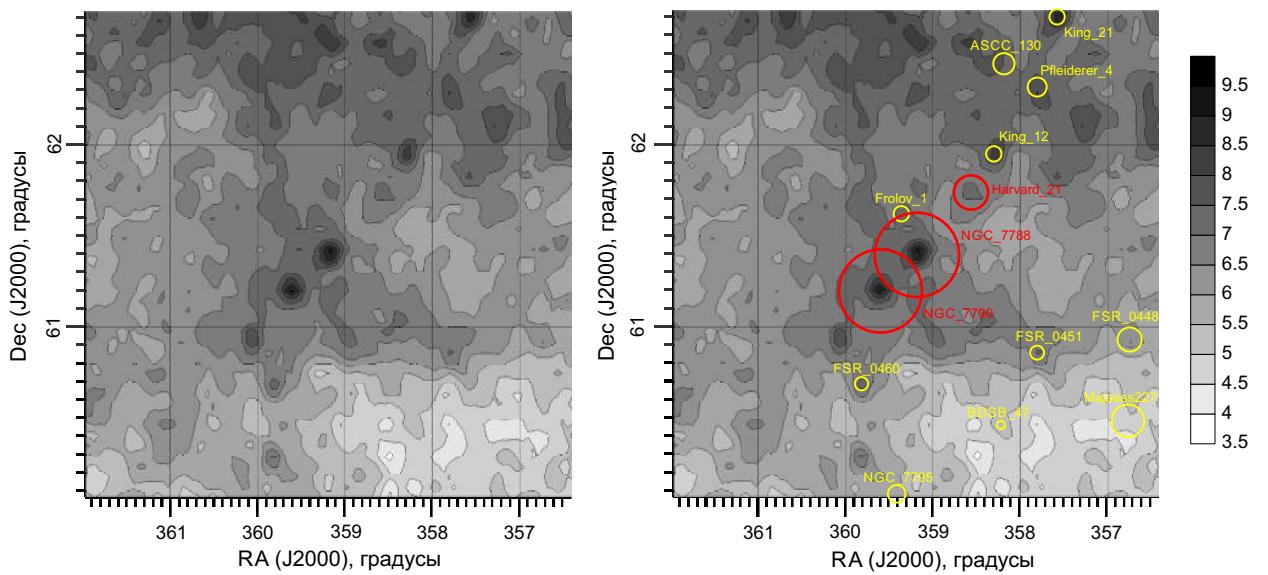


Рис. 2.38. Слева — карта поверхностной звездной плотности для площадки с центром на скоплении NGC 7788. Карта построена методом KDE по данным [54] для звезд с величиной  $J < 16$  с полушириной ядра 5 угловых минут. Справа — та же самая карта сложенными положениями и относительными размерами звездных скоплений по данным каталога Диаса [4], электронная версия 2014 года (<https://cdsarc.unistra.fr/viz-bin/cat/B/ocl>). Для скоплений, отмеченных красными кругами, данные о размерах взяты из [92].

каталоги трудно использовать, когда стоит задача отождествить сгущения звезд на карте плотности или на изображении. Такая ситуация проиллюстрирована на Рис.2.38. Слева на этом рисунке показана карта поверхностной плотности числа звезд для площадки, в центре которой находится рассеянное скопление NGC 7788. Очевидно, что центральное сгущение — это NGC 7788. Но что представляют собой другие сгущения на этой карте? Было бы очень удобно, если бы имелось графическое представление некоторой объединенной таблицы, показывающее положение и размеры известных скоплений для этой площадки. Справа на Рис.2.38 показана та же самая карта с наложенными положениями и относительными размерами скоплений из версии 2014 года каталога Диаса [4]. У скоплений, отмеченных красным, данные о размерах взяты из каталога [92]. Очевидно, что если целью является исследование скопления NGC 7788, то необходимо учитывать перекрытие проекций скоплений NGC 7788 и NGC 7790 на картинную плоскость.

К сожалению, имеющиеся средства для визуализации небесной сферы или ее частей не позволяют решить эту проблему. Например, база данных WEBDA (<http://obswww.unige.ch/webda>) показывает изображение площадки скопления, но не информирует о наличии близких соседних скоплений и не позволяет изменить размер изображения. Пакет Aladin (<http://aladin.u-strasbg.fr/>) имеет больше возможностей. Но если даже открыть каталог [3] в этом пакете, то он не покажет размеры скопления на изображении участка неба. Единственный атлас РЗС был издан в 1963 году и содержит всего около 860 объектов [179]; он имеется только в «бумажном» варианте и уже стал библиографической редкостью. Другая проблема связана с размерами скоплений. Выше было показано, что в литературе часто приводятся заниженные данные об угловых размерах скоплений [92, 98], это относится и к каталогу [3].

В связи с этим, была поставлена задача создания современного ат-

ласа звездных скоплений с данными о вновь открытых скоплениях, об их положениях и актуальных размерах, основанного на современных технологиях. Атлас [181] основан на объединенной таблице, которая содержит названия скоплений, экваториальные и галактические координаты их центров и радиусы скоплений в угловых минутах. Для создания этого атласа были использованы каталоги [3, 4, 61, 180, 182]. Идея создания атласа принадлежит соискателю. Работы по его созданию выполнялись при его постоянном контроле и руководстве.

Эти каталоги были объединены в одну таблицу, все координаты были переведены в градусы. После этого общая таблица, содержащая 5587 строк, была отсортирована по величине прямого восхождения. Угловые радиусы скоплений были переведены в минуты дуги. Из каталогов [3, 61, 182] в качестве радиусов скоплений была взята величина  $r_2$ . На следующем шаге, из таблицы были удалены все строки с дублирующимися названиями скоплений. Так как каталоги [3, 61, 182] представляют наибольшее количество скоплений, то при наличии дублирования оставлялись строки из этих каталогов. После удаления дублирующихся строк в таблице осталось 3476 строк. После этого, было обнаружено еще 26 скоплений, представленных в таблице с разными названиями. Далее, объекты в таблице были сравнены со списком неподтвержденных кандидатов из [3]. Этот список был получен как разница между полным списком объектов MWSC (3784 объекта) и списком подтвержденных скоплений (3006 объектов) [3]. Таким образом, из таблицы были удалены еще 159 строк, соответствующие неподтвержденным кандидатам. После выполнения всех процедур в таблице осталось 3291 строка.

Необходимо отметить, что таблицы кросс-идентификации в базе данных WEBDA очень неполны. В ряде случаев, в нашем атласе можно увидеть объекты с разными названиями на одной и той же позиции. Очень важно иметь полную информацию о совпадении названий, так как иногда

разные каталоги приводят разные координаты для одного скопления. Например, скопление NGC 6664 имеет склонение -8.21 градуса в [3] и -7.813 градуса в [4]. Поэтому нельзя исключить ситуацию, когда одно скопление будет показано в атласе на разных позициях с разными названиями.

Объединенная таблица была дополнена данными о размерах скоплений из [92, 98].

Атлас Альтера и Рупрехта [179] содержит 36 карт вдоль Галактического экватора; каждая карта покрывает 12 градусов по галактической долготе и 40 градусов по галактической широте (от -20 до +20 градусов). Было решено использовать в [181] карты меньшего размера (12 на 12 градусов) с перекрытием в 2 градуса между соседними картами. В итоге, атлас [181] содержит 108 карт: 36 карт в полосе между -16 и -4 градусами галактической широты, 36 карт в полосе между -6 и +6 градусами широты и 36 карт между +4 и +16 градусами широты. На картах показано положение и размеры 2852 скоплений (86.7% полного числа объектов итоговой таблицы), остальные имеют большую галактическую широту. Пример карты показан на Рис.2.39. Эта реализация атласа удобна, чтобы быстро просмотреть скопления в относительно больших площадках. Например, с помощью таких карт удобно отбирать скопления, не имеющие близких соседей, для исследования их структуры.

Для того, чтобы отождествить известные скопления на картах плотности или на изображениях, как на Рис.2.38, необходима карта расположения скоплений точно для такой же площадки. Чтобы реализовать такую возможность, было создано веб-приложение для атласа (<https://astro.insma.urfu.ru/atlas>). Приложение строит карту для квадратной площадки произвольного размера, ориентированной либо вдоль экваториальных, либо галактических координат. Пользователь может указать название скопления (оно будет в центре площадки), или произвольную точку в любой из двух систем координат в качестве центра площадки.

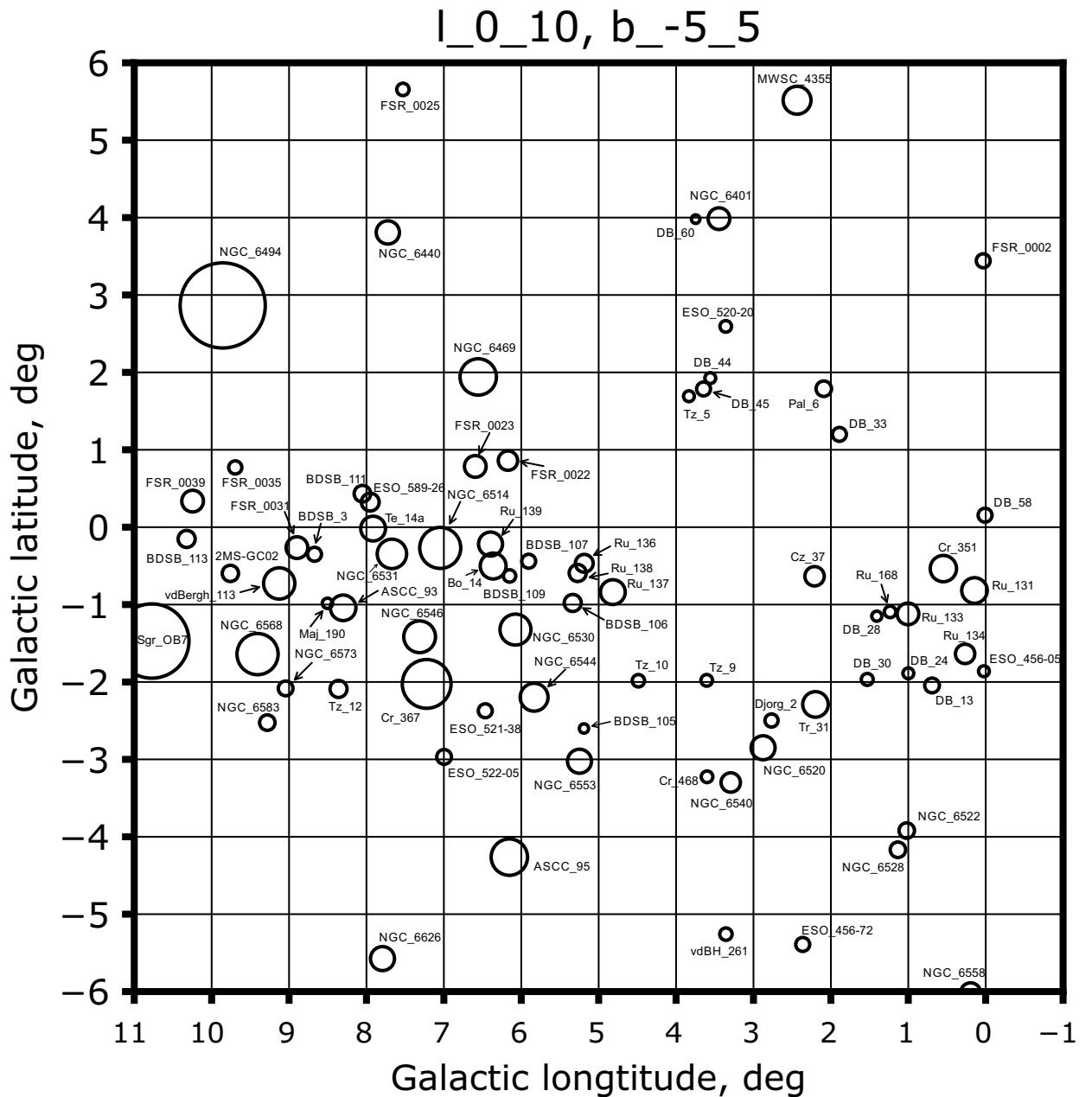


Рис. 2.39. Пример карты атласа [181] для интервала галактической долготы  $l \in [-1, 11]$  градусов и интервала галактической широты  $b \in [-6, 6]$  градусов. Заголовок в верхней части рисунка означает интервал по галактической широте и по галактической широте.



Рис. 2.40. Страница запроса онлайн атласа.

Итоговая таблица с данными скоплений была трансформирована в базу данных с использованием MySQL, свободной реляционной системой управления базами данных ([www.mysql.com](http://www.mysql.com)). Использование этой базы данных поддерживается с помощью языка Python. Пакет MySQL хорошо подходит для создания онлайн ресурса благодаря хорошей надежности, устойчивости и высокому быстродействию. Преобразование координат выполняется с помощью пакета Astropy языка Python, построение карт осуществляется с помощью пакета Matplotlib языка Python.

Онлайн ресурс основан на платформе Django ([www.djangoproject.com](http://www.djangoproject.com)). Эта платформа была выбрана потому, что она является свободно распространяемой, использует Python в качестве языка программирования, имеет подробную документацию с большим количеством примеров, может использовать MySQL как хранилище данных, имеет много готовых шаблонов, является быстрой и эффективной.

Порядок работы с онлайн атласом описан в [181]. Там же указан список используемых сокращений в названиях скоплений. На Рис.2.40 показана страница запроса онлайн атласа, которая появляется после процедуры

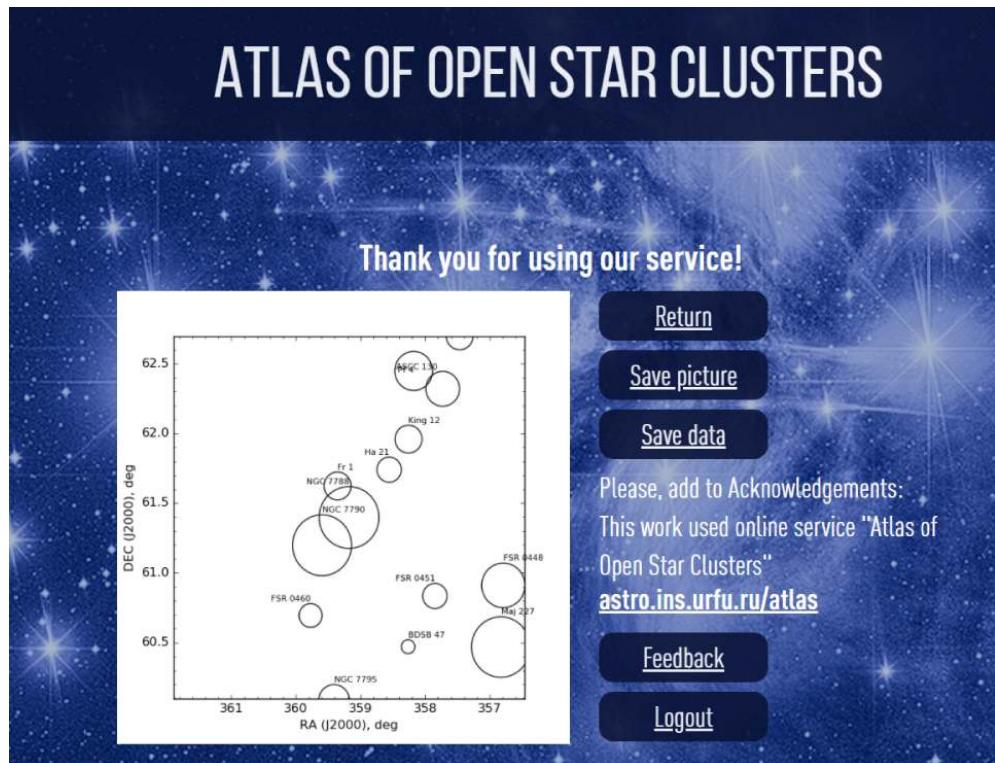


Рис. 2.41. Страница онлайн атласа с результатом обработки запроса. В качестве примера была выбрана область с центром на NGC 7788 и размером площадки 156 угловых минут.

авторизации или регистрации. На Рис.2.41 показана страница онлайн атласа с результатом обработки запроса, где в качестве центра площадки было указано скопление NGC 7788 и размер площадки 156 угловых минут (сравните с Рис.2.38).

## 2.8. Обсуждение и выводы

В Главе 2 представлены результаты исследования структуры, кинематики и динамики РЗС на основе глубоких обзоров неба в инфракрасном [54] и видимом [79, 80] диапазонах.

Определены критерии для определения радиуса скопления и средней плотности числа звезд поля по радиальным профилям поверхностной плотности [98]. При этом был подтвержден вывод П.Н.Холопова [1] о наличии у ряда скоплений протяженных корон, простирающихся за пределы критической поверхности, определяемой гравитационным полем Галактики. Было продемонстрировано, что данные о размерах скоплений в литературе очень часто занижены. Для всех семи скоплений, исследованных в [98], профили плотности были аппроксимированы функцией Кинга [122]. Оказалось, что при этом радиус скопления получается систематически меньше радиуса, определенного с помощью разработанного критерия, а средняя плотность звезд поля — больше. Причина, как оказалось, заключается в том, что функция Кинга плохо описывает профиль плотности РЗС в области короны скопления. Гораздо лучше профиль плотности скопления описывается комбинированной функцией, предложенной в [128], состоящей из формулы Кинга (для центральной части скопления) и из профиля плотности, соответствующего пространственно-однородной короне. В таком случае, радиус короны скопления, определенный при аппроксимации, хорошо совпадает с радиусом скопления, определенным по разработанному критерию.

Для удобства работы по исследованию структуры РЗС был создан атлас скоплений Галактики. Этот атлас реализован как набор карт (име-

юющихся в электронном виде) и как онлайн атлас, показывающий расположение и размеры скоплений в проекции на картинную плоскость для площадки произвольного размера, ориентированной либо вдоль экваториальных, либо вдоль галактических координат. Особенно удобен атлас для отождествления максимумов плотности на картах распределения звездной плотности или на изображениях неба. В дальнейшем предполагается развитие атласа, как за счет дополнения его данными о вновь открытых скоплениях и о их размерах, так и за счет дополнения его данными о расстояниях скоплений, что может превратить атлас в трехмерный.

Появление каталогов космической миссии *Gaia* [79, 80] произвело революцию в исследовании звездных скоплений и привело к значительному росту числа публикаций на эту тему. При этом, возникла и некоторая эйфория — представление о том, что с появлением новых астрометрических данных *Gaia* можно будет решить все проблемы в исследованиях звездных скоплений Галактики и самой Галактики. В разделе 2.2 подробно рассмотрен вопрос об исследованиях трехмерной структуры и трехмерного поля скоростей РЗС на основе данных *Gaia* и показано, что такую задачу можно будет решить только для относительно небольшого числа ближайших к Солнцу скоплений с гелиоцентрическими расстояниями до 200 пк.

Также, в работе [138] были сформулированы два подхода к исследованию РЗС на основе каталогов *Gaia*. Первый подход («детальный») предполагает выделение вероятных членов скопления, имеющих максимальную точность определения астрометрических параметров (тригонометрических параллаксов и собственных движений). Такой подход позволяет исследовать внутреннюю структуру, кинематику и динамику скопления, выделять слабо населенные области в его ближайших окрестностях (например, приливные хвосты). Но необходимо осознавать, что при таком подходе теряется значительная часть членов скопления (имеющих большие ошибки определения параметров). Поэтому, выводы о свойствах функций распределе-

ния, характеризующих скопление, при таком подходе будет делать трудно.

Второй подход («статистический») подразумевает выделение относительно широких интервалов астрометрических параметров звезд, в которых располагаются практически все члены скопления. При таком подходе возможно использование различных статистических методов, позволяющих построить различные функции распределения для скопления (функцию поверхностной плотности, функцию блеска (светимости), функцию масс). Проведение отбора звезд при таком подходе тоже необходимо, так как он позволяет значительно уменьшить число звезд поля в выборке и, соответственно, значительно уменьшить крупномасштабные флюктуации в функциях распределения звезд поля.

Эти подходы были применены к трем скоплениям из списка, приведенного в Таблице 2.2: Ruprecht 147 [131], Плеяды [138] и Альфа Персея [151].

У скоплений Ruprecht 147 и Плеяды было показано наличие протяженных корон: у Ruprecht 147 корона имеет радиус  $35 \pm 1$  пк, у Плеяд корона имеет радиус  $26 \pm 1$  пк. Для скопления Ruprecht 147 продемонстрировано, что для описания радиального профиля поверхностной плотности гораздо лучше подходит комбинированная функция (см. выше).

Причина формирования корон, их динамика были исследованы в работе [171]. Было показано, что короны формируются из звезд, уходящих из скопления, но значительно более медленно по сравнению со звездами привлекательных хвостов. Звезды короны остаются в пределах ближайших окрестностей скопления (до  $4R_t$ ) время, сравнимое со средним временем жизни РЗС. Временное равновесие корон обусловлено балансом числа звезд, приходящих в корону из центральных областей скопления и уходящих на периферию короны или за ее пределы. Оказалось, что несмотря на большую протяженность корон, они имеют признаки гравитационной связности. Во-первых, значительная часть звезд короны двигается по орбитам, близ-

ким к периодическим в обратном направлении (по сравнению с движением скопления по орбите в плоскости Галактики), а такие орбиты имеют большую устойчивость по сравнению с орбитами в прямом направлении. Во-вторых, 91–99% звезд короны на промежутках времени, сравнимых со средним временем жизни скопления, удовлетворяют критерию гравитационной связности [170]. Также, для двухточечной модели скопления были обнаружены периодические орбиты звезд с энергиями, значительно превосходящими критическую энергию. Формирование таких орбит и большого числа близких к ним обратных незамкнутых траекторий звезд в РЗС и в численных динамических моделях РЗС [172] вполне может быть причиной формирования корон в таких системах.

Использование тщательно отобранных членов скопления Ruprecht 147 в количестве 69 звезд позволило обнаружить приливные хвосты скопления. В рамках статистического подхода были получены функция светимости и функция масс, а также оценки числа звезд в скоплении  $280 \pm 67$  (в 4 раза больше, чем попало в выборку членов скопления при тщательном их отборе) и массы скопления  $234 \pm 52$  массы Солнца (см. Главу 5). Был сделан вывод о том, что скопление находится в стадии активного разрушения.

Для скопления Плеяды была сформирована выборка вероятных членов скопления. Был предложен метод «равномерного фона» для оценки вероятности принадлежности отобранных звезд к скоплению. Из этой выборки были отобраны звезды, имеющие высокую точность определения собственных движений и параллаксов для исследования кинематики и динамики скопления в рамках «детального» подхода. При этом удалось обнаружить вращение скопления (с привлечением данных о лучевых скоростях звезд). Оказалось, что ядро скопления вращается в прямом направлении, а внешние части скопления — в обратном. Зависимости от расстояния до центра скопления модулей тангенциальных и радиальных составляющих поля скоростей движения звезд ядра скопления в картинной плоскости со-

держат ряд периодических колебаний. Определены дисперсии скоростей звезд на разных расстояниях от центра скопления. Дисперсии скоростей в среднем возрастают с увеличением расстояния от центра скопления (в трехмерном пространстве). Обнаружена гравитационная неустойчивость ядра скопления, определены размеры области гравитационной неустойчивости в скоплении (на расстояниях от 2.2 до 5.7 пк от его центра).

Исследование скопления Альфа Персея осложняется тем, что оно проецируется на звездный поток, двигающийся в пространстве со скоростью, близкой к скорости движения скопления. Поэтому, получить выборку вероятных членов скопления, так же, как в случае Плеяд, не удается. Для разделения звезд скопления, потока и поля был использован алгоритм DBSCAN. При этом, были впервые показаны внешний вид и структура потока, исследованы звездный состав и кинематические особенности потока. Население потока оказалось значительно старше населения скопления (возраст потока  $5 \pm 1$  миллиардов лет, возраст скопления  $70 \pm 6$  миллионов лет). Это подтверждается тем, что поток содержит заметное количество белых карликов. Верхний предел массы потока оценен в  $\sim 6000$  масс Солнца. Поток расположен в среднем на  $\sim 90$  парсек дальше скопления и имеет значительную протяженность по лучу зрения,  $\sim 180$  парсек, в проекции на небесную сферу протяженность потока примерно 70 градусов. Предполагается, что поток представляет собой остаток старого разрушенного звездного скопления. Обнаружены приливные хвосты скопления Альфа Персея, связанные с приливным воздействием гравитационного поля Галактики.

## **2.9. Положения, выносимые на защиту**

По результатам второй главы на защиту выносятся следующие положения:

- Подтверждено существование протяженных корон рассеянных звезд-

ных скоплений. Исследована эволюция распределения звездной плотности в численных моделях корон рассеянных звездных скоплений; с этой целью были получены формулы для построения радиально-го профиля пространственной плотности методом KDE. Исследована динамика корон численных моделей скоплений, выяснена причина формирования корон скоплений: существование периодических орбит звезд с энергиями больше критической и периодами, сравнимыми с временем жизни скоплений, и большого числа близких к таким орбитам обратных незамкнутых траекторий звезд.

- Показано, что функцией Кинга нельзя описывать распределение поверхностной плотности звезд во внешних областях рассеянных звездных скоплений. Необходимо использовать комбинированную функцию, состоящую из функции Кинга для области ядра скопления и функции плотности пространственно-однородной короны.
- Создан новый Атлас звездных скоплений Галактики на основе данных о положениях и размерах 3291 скопления. Онлайн-версия атласа предназначена для отождествления скоплений в площадках произвольного размера.
- Обнаружены приливные хвосты Rup 147 и Альфа Персея, получена выборка вероятных членов скопления Плеяды и исследована его кинематика и динамика, определены структура и возраст звездного потока в окрестности скопления Альфа Персея. Предложен метод оценки вероятности принадлежности группы звезд к скоплению («метод равномерного фона»).

## Глава 3. Исследование населения шаровых скоплений

Эта глава посвящена исследованию особенностей пространственного распределения звезд разных населений (поколений) в шаровом скоплении  $\omega$  Centauri (раздел 3.1), а также анализу пространственного распределения звезд голубых бродяг в шаровом скоплении Arp 2 (раздел 3.2).

Результаты исследований этой главы опубликованы в работах:

- Seleznev A. F., Pancino E., Piotto G., Ferraro F. R., Bellazzini M. Statistical Investigation of Apparent Distributions of Different Population RGB Stars in  $\omega$  Cen // Astronomical Society of the Pacific Conference Proceedings — 2003. — Vol. 296. — P. 311-312.
- Pancino E., Seleznev A. F., Ferraro F. R., Bellazzini M., Piotto G. The multiple stellar population in  $\omega$  Centauri: spatial distribution and structural properties // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2003. — Vol. 345, Is. 2. — P. 683-690.
- Carraro G., Seleznev A. F. An analysis of the blue straggler population in the Sgr dSph globular cluster Arp 2 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2011. — Vol. 412, Is. 2. — P. 1361-1366.

### 3.1. Пространственное распределение звезд разных населений в шаровом скоплении $\omega$ Centauri

Одно из важнейших открытий последних десятилетий в области исследования звездных скоплений — это открытие химически выделенных населений в шаровых скоплениях, которые сегодня однозначно интерпретируются как поколения звезд. Второе поколение звезд формируется из

межзвездной среды, состав которой обогащен элементами, произведенными в звездах первого поколения. При этом, до сих пор не решен однозначно вопрос о том, какие типы звезд являются источником элементов, вошедших в звезды второго поколения. В основном, наблюдаются различия в обилии относительно легких элементов, которые производятся в термоядерных реакциях СНО цикла (Na, O, Al, Mg и другие) [40, 183]. Кроме этого, на диаграммах «звездная величина–показатель цвета», особенно, построенных с использованием фотометрических полос ультрафиолетового диапазона, хорошо видно расщепление основных последовательностей на диаграмме (в первую очередь, ветви красных гигантов и главной последовательности) [184].

Впервые звездные населения были обнаружены в скоплении  $\omega$  Centauri [185, 186]. Это скопление, а также шаровые скопления M 54, NGC 2808 и некоторые другие занимают особое положение. В этих скоплениях различия химического состава звезд выделены по элементам группы железа. Для появления таких различий требуется, чтобы звезды второго (и последующих) поколений рождались из межзвездного вещества, обогащенного вспышками Сверхновых звезд, что невозможно в случае обычного шарового скопления в силу относительно небольшой массы скопления [187]. В связи с этим, основной гипотезой происхождения таких различий химического состава звезд является то, что эти скопления представляют собой ядерные (nuclear) звездные скопления из галактик, поглощенных Млечным Путем.

В работах [43, 188] была поставлена задача исследовать различия пространственного распределения звезд разных населений в скоплении  $\omega$  Centauri.

С использованием данных [189] о содержании кальция в звездах ветви красных гигантов и по морфологии ветви красных гигантов на диаграмме «звездная величина–показатель цвета», в работе [186] были выделены три группы звезд с различной средней металличностью и различными фо-

тометрическими особенностями. Чтобы детально проанализировать структурные особенности этих населений, из каталога [186] были получены три выборки в одном интервале звездных величин ( $B < 16$ ).

Первая выборка (RGB-MP) соответствует основному, малометаллическому пику распределения металличности вокруг  $[Ca/H] \sim -1.4$  или  $[Fe/H] \sim -1.7$ . Это население составляет около 70% всего населения красных гигантов, наша выборка содержит 2630 звезд. Вторая выборка (RGB-Mint) соответствует второму, промежуточному пику металличности вокруг  $[Ca/H] \sim -1.0$  или  $[Fe/H] \sim -1.2$  вместе с длинным протяженным крылом распределения в сторону больших значений металличности. Это население составляет примерно 25% населения красных гигантов, выборка содержит 816 звезд. Третья выборка (RGB-a) представляет собой недавно открытое металлическое население, составляющее около 5% всех красных гигантов (128 звезд) и имеет металличность  $[Ca/H] \sim -0.5$  или  $[Fe/H] \sim -0.6$  [190]. На Рис.3.1 показана диаграмма «звездная величина – показатель цвета», где значками разного цвета показаны звезды, принадлежащие к этим трем выборкам.

Основной целью исследования было выяснить, имеется ли статистически значимое различие между этими тремя населениями звезд красных гигантов скопления  $\omega$  Centauri в их распределении в проекции на картинную плоскость. Также целью являлось исследовать параметры эллиптичности распределения поверхностной плотности для этих трех населений и зависимость этих параметров от расстояния от центра скопления.

На Рис.3.2 показано распределение поверхностной плотности для всех трех населений, построенное методом KDE с полушириной ядра 500 пиксел по сетке с ячейкой 100 пиксел. Все карты ориентированы в экваториальной системе координат (север вверху, восток слева). Изолинии плотности нормированы к максимальному значению плотности для каждой карты и показаны с шагом в 0.1. Далее, каждый уровень плотности будет обозна-

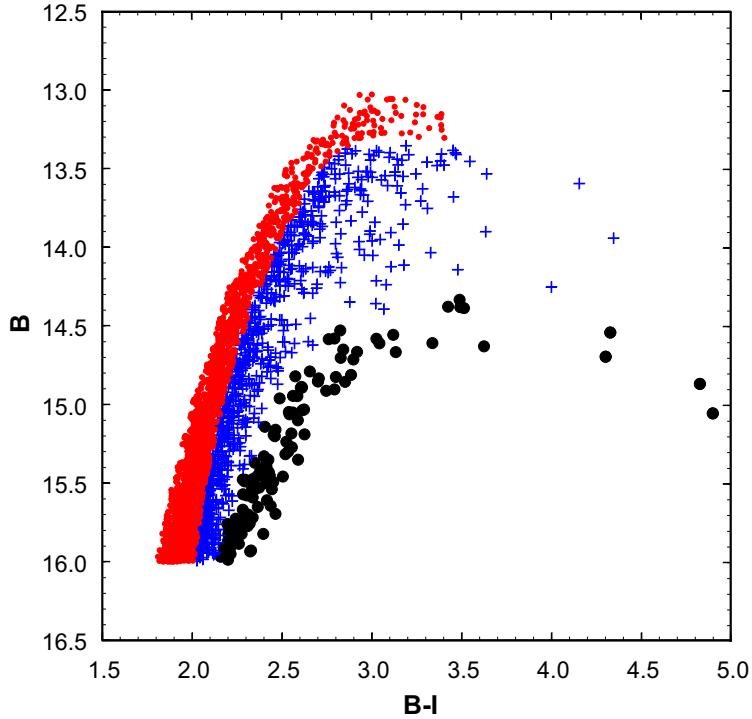


Рис. 3.1. Диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для выборок звезд трех населений скопления  $\omega$  Centauri, выделенных по данным [186]. Разными значками показаны звезды с известным содержанием металлов. Красные точки — бедные металлами звезды, синие крестики — звезды с промежуточным содержанием металлов, черные точки — богатые металлами звезды.

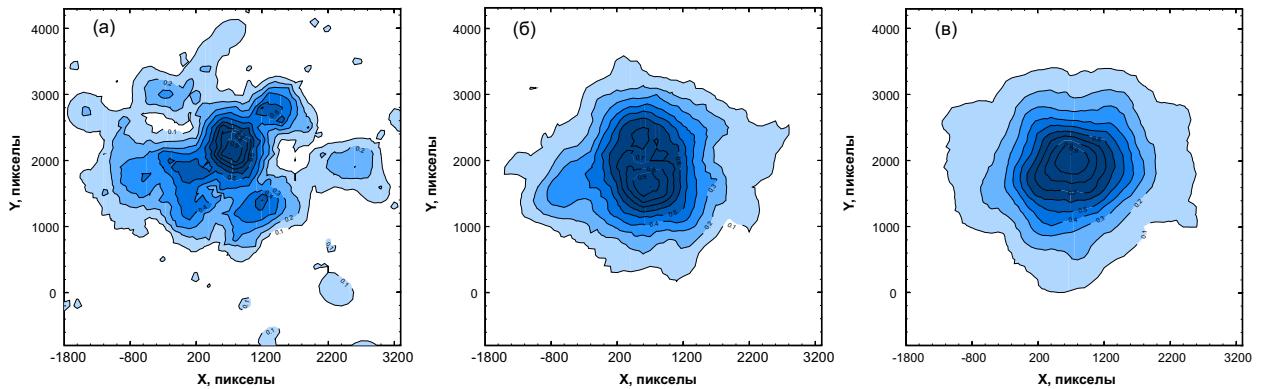


Рис. 3.2. Карты поверхности плотности для выборок звезд трех населений скопления  $\omega$  Centauri. (а) — богатые металлами звезды, (б) — звезды с промежуточным содержанием металлов, (в) — бедные металлами звезды. На изолиниях отмечены значения плотности в долях от максимального значения плотности. Карты построены методом KDE с полушириной ядра 500 пиксел (1 пиксел = 0.238 секунды дуги).

чаться с использованием доли от максимального значения плотности. Эти максимальные значения плотности равны  $48.3 \text{ (мин.дуги)}^{(-2)}$  для выборки RGB-MP,  $14.6 \text{ (мин.дуги)}^{(-2)}$  для выборки RGB-Mint и  $2.3 \text{ (мин.дуги)}^{(-2)}$  для выборки RGB-а.

Качественное сравнение трех распределений, показанных на Рис.3.2, позволяет сделать следующие выводы:

1. Население RGB-MP вытянуто в направлении Восток-Запад, отражая хорошо известную эллиптическую форму всего скопления. Максимум плотности совпадает с центром скопления, определенным в [186].
2. Населения RGB-Mint и RGB-а имеют беспорядочные, возмущенные изолинии плотности, имеющие вид пузырей, оболочек или хвостов. Причем, в случае выборки RGB-а это начинает проявляться сильнее во внешних частях скопления, тогда как в случае выборки RGB-Mint сложные структуры видны в центральных частях. В [43] приводятся аргументы в пользу того, что эти неоднородности не связаны с дифференциальным покраснением.
3. Население RGB-Mint вытянуто в направлении Север-Юг во внутренних частях и в направлении Восток-Запад во внешних. Максимум распределения расположен южнее максимума распределения выборки RGB-MP, причем, севернее возможно наличие вторичного максимума, что придает всему распределению асимметричную форму.
4. Население RGB-а также вытянуто в направлении Север-Юг в своей внутренней части. Его максимум плотности расположен севернее максимума распределения выборки RGB-MP.

Для сравнения распределения звезд разных населений было использовано двумерное обобщение [130] статистического теста Колмогорова-Смирнова (КС). Этот тест, аналогично обычному тесту КС, оценивает вероятность  $P$  того, что два двумерных распределения принадлежат одной

Таблица 3.1. Результаты применения двумерного обобщения теста КС для трех выборок.

Сравниваемые выборки	$D$	$P$
RGB-а и RGB-MP	0.171	0.012
RGB-Mint и RGB-MP	0.068	0.039
RGB-Mint и RGB-а	0.117	0.225

генеральной совокупности, используя более сложное определение максимального различия  $D$  двух кумулятивных распределений.

Результаты сравнения приведены в Таблице 3.1. В первой колонке перечислены сравниваемые выборки, во второй колонке показаны максимальные различия в кумулятивных распределениях  $D$ , в третьей колонке показана вероятность того, что две выборки принадлежат одной генеральной совокупности. Сравнение распределения звезд выборки RGB-MP как с распределением выборки RGB-а, так и с распределением выборки RGB-Mint дает очень низкую вероятность. Это означает большое различие этих распределений (то есть, они не принадлежат одной генеральной совокупности). С другой стороны, вероятность, полученная при сравнении распределения выборки RGB-Mint с распределением выборки RGB-а, подтверждает, что они не отличаются значительно друг от друга.

Из Рис.3.2 видно, что население RGB-а сильнее сконцентрировано к центру, чем население RGB-MP. О населении RGB-Mint трудно сказать что-то определенное, так как оно имеет сложную структуру в области центра. Количественная оценка степени концентрации населений подтверждает это впечатление. В Таблице 3.2 приведены значения эквивалентных радиусов ( $r_e = \sqrt{ab}$ ) для трех населений, рассчитанные по параметрам эллипсов, полученным ниже, для изолиний 0.9 (колонка 2) и 0.6 (колонка 4). В колонках 3 и 5 приведены относительные значения эквивалентных радиусов волях эквивалентных радиусов населения RGB-MP. Из Таблицы

Таблица 3.2. Эквивалентные радиусы  $r_e = \sqrt{ab}$  для трех выборок.

Выборка	$r_e$ (0.9)	$r_e$ (0.9)	$r_e$ (0.6)	$r_e$ (0.6)
	пикセル	$r_e$ (RGB-MP)	пикセル	$r_e$ (RGB-MP)
RGB-MP	$213.8 \pm 6.5$	1.00	$578.9 \pm 13.5$	1.00
RGB-Mint	$169.3 \pm 15.9$	0.79	$601.7 \pm 7.6$	1.04
RGB-a	$66.2 \pm 5.5$	0.31	$323.1 \pm 5.0$	0.56

3.2 видно, что эквивалентные радиусы населения RGB-а в 2-3 раза меньше соответствующих радиусов населения RGB-MP.

Для количественного описания формы и структуры населений изолинии плотности для каждой выборки были аппроксимированы эллипсами. Распределения поверхностной плотности были получены методом KDE с такой же полушириной ядра, что и для построения карт плотности, но при этом использовались сетки с большим разрешением, с размером ячейки в 20 и в 50 пикселов. Более мелкая сетка использовалась для внутренних, плотнее населенных областей (в пределах изолинии 0.6). Более грубая сетка использовалась для внешних областей. Изолинии плотности, как и выше, обозначаются волях максимального значения плотности для каждого населения. Каждая изолиния аппроксимировалась эллипсом по узлам сетки, в которых значения плотности были ближайшими сверху и снизу к выбранному значению плотности для изолинии. Эллипсы наилучшего среднеквадратичного приближения обозначаются теми же значениями плотности, что и соответствующие изолинии. Пример аппроксимации изолинии 0.9 для населения RGB-MP показан на Рис.3.3 для сеток с разным размером ячейки.

П.Н.Холопов [191] показал, что аппроксимировать изолинии плотности в шаровых скоплениях эллипсами удобнее всего с использованием полярных координат  $(r, \psi)$ . Этот метод имеет преимущество, так как отклонения точек от эллипса в радиальном направлении близки к отклонениям в направлениях, перпендикулярных эллипсу. В полярных координатах урав-

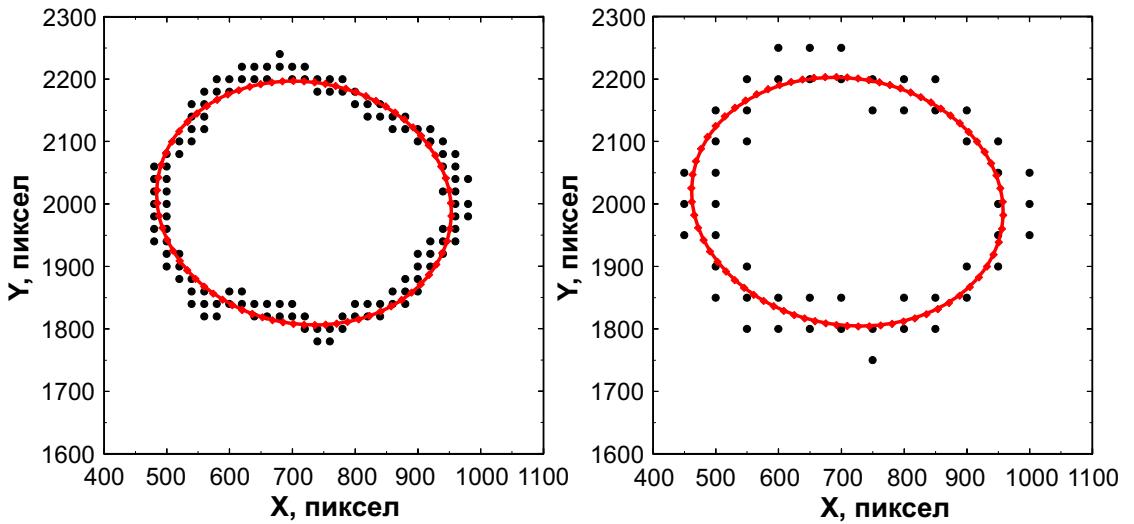


Рис. 3.3. Пример аппроксимации изолинии 0.9 для населения RGB-МР. Слева: черные точки показывают узлы сетки с ячейкой в 20 пикселов, значения плотности в которых ближе всего к значению 0.9 сверху и снизу. Красная линия показывает эллипс наилучшего приближения. Справа: тоже самое для сетки с ячейкой в 50 пикселов. Эллипсы, полученные в обоих случаях, немного отличаются.

нение эллипса имеет следующий вид:

$$\frac{1}{r^2} = A + B \sin 2\psi + C \cos 2\psi \quad (3.1)$$

Коэффициенты  $A$ ,  $B$  и  $C$  связаны с обычными параметрами эллипса (Рис.3.4) следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{2} \left( \frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} \right) \\ B &= \frac{1}{2} \left( \frac{1}{a^2} - \frac{1}{b^2} \right) \sin 2\varphi \\ C &= \frac{1}{2} \left( \frac{1}{a^2} - \frac{1}{b^2} \right) \cos 2\varphi . \end{aligned} \quad (3.2)$$

Как было показано в [192], принятие положения центра скопления априори может привести к ошибке при оценке его эллиптичности (завышению). Это особенно важно в случае рассматриваемых населений, так как предполагается, что центры трех населений различаются (смотри выше).

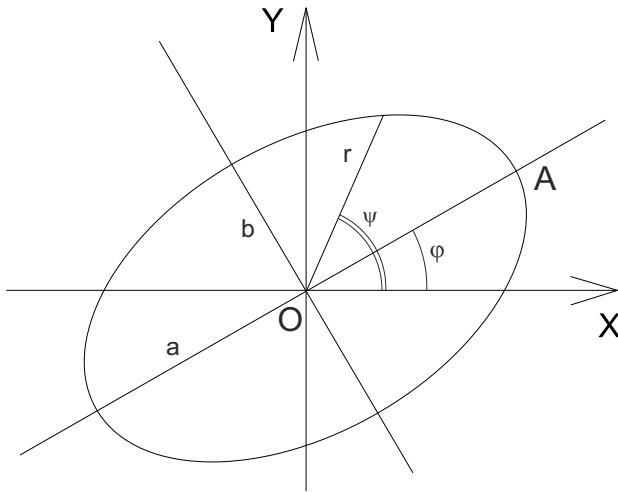


Рис. 3.4. Обозначения параметров эллипса. т.О — центр эллипса; X и Y — оси прямоугольной системы координат;  $r$  и  $\psi$  — полярные координаты точки эллипса;  $a$  и  $b$  — большая и малая полуоси эллипса, соответственно;  $\varphi$  — наклонение большой оси эллипса к оси X.

Поэтому, центры каждого эллипса определяются как средние координаты точек, используемых для аппроксимации соответствующей изолинии. Коэффициенты  $A$ ,  $B$  и  $C$  определялись методом наименьших квадратов с использованием сингулярного разложения [130]. Пример аппроксимации показан на Рис.3.3.

На Рис.3.5 показано изменение положения центра эллипса с уровнем плотности изолинии. Серая полоса показывает положение центра скопления, определенное в [186],  $X_c = 700 \pm 20$  пиксел  $Y_c = 1900 \pm 20$  пиксел. Видно, что доминирующее население RGB-MP имеет достаточно устойчивое положение центра, которое хорошо совпадает с центром скопления по данным [186], за исключением двух внутренних и двух внешних изолиний плотности.

Центр населения RGB-Mint для внутренних областей слегка смещен к востоку (в сторону меньших  $X$ ), примерно на 12 угловых секунд, и сильно смещен к югу (в сторону меньших  $Y$ ), примерно на 1 угловую минуту. Это соответствует картам плотности на Рис.3.1. Центр населения RGB-a, напротив, слегка смещен к западу (примерно на 19 угловых секунд) и

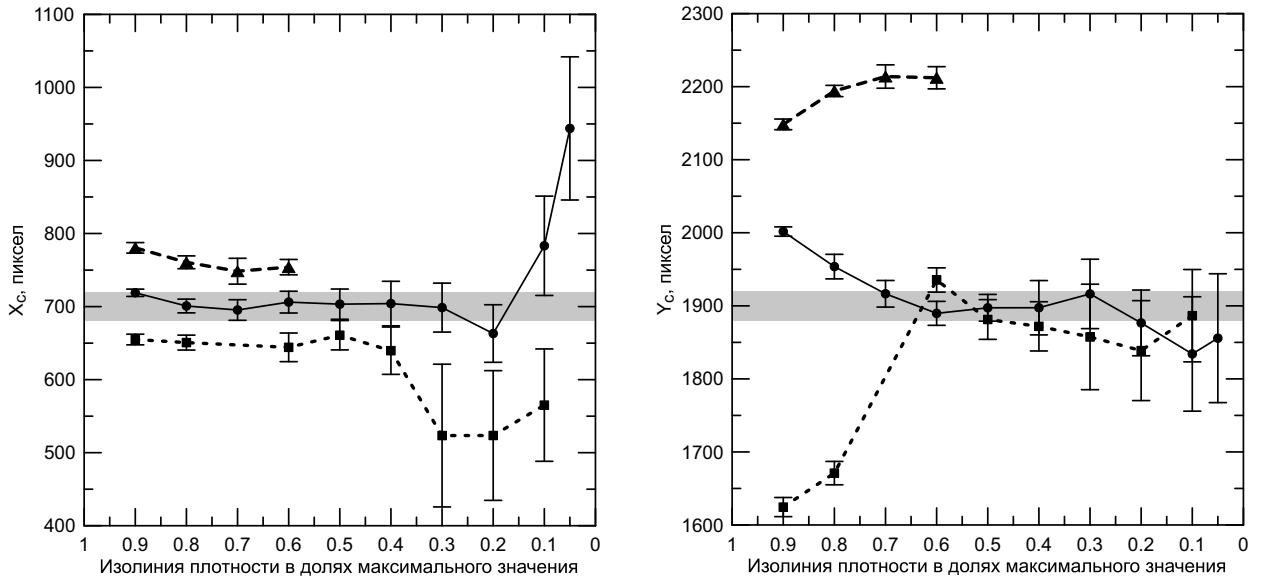


Рис. 3.5. Изменение положения центра аппроксимирующего эллипса с уровнем плотности изолинии. Серая полоса показывает положение центра скопления по [186]. Сплошные кружки — население RGB-MP, сплошные квадраты — население RGB-Mint, сплошные треугольники — население RGB-a.

сильно — к северу (примерно на 1 угловую минуту), по крайней мере, для тех изолиний, для которых возможна аппроксимация эллипсом. Это также соответствует картам плотности на Рис.3.1. Отметим, что смещение центра населения сравнимо с радиусом ядра скопления  $\omega$  Centauri по данным [193].

В Таблице 3.3 приведены значения отношения полуосей и углы наклона большой оси для аппроксимирующих эллипсов для трех подсистем и для всего населения красных гигантов (RGB-tot). Эллипсы обозначены в соответствии с изолинией, которую они аппроксимируют, в долях плотности от максимального значения плотности для подсистемы.

Как видно, из Таблицы 3.4 и из левой панели Рис.3.6, отношения полуосей для трех населений имеют похожее поведение, в пределах ошибок. Отношение полуосей не испытывает резких изменений, причем распределение населений RGB-MP и RGB-Mint становится несколько ближе к сферическому с удалением от центра скопления. Для населения RGB-a из-за малого числа объектов во внешних частях скопления, только внутренние изолинии можно аппроксимировать эллипсами. Комбинированная выбор-

Таблица 3.3. Отношения полуосей и углы наклонения большой оси для аппроксимирующих эллипсов.

Население	Сетка	Эллипс	$(b/a) \pm \delta(b/a)$	$\varphi \pm \delta\varphi$
	пиксел			градусы
RGB-tot	20	0.9	$0.92 \pm 0.01$	$49.2 \pm 5.7$
	20	0.8	$0.93 \pm 0.01$	$26.3 \pm 4.9$
	20	0.7	$0.93 \pm 0.02$	$17.5 \pm 3.5$
	20	0.6	$0.93 \pm 0.01$	$19.5 \pm 2.9$
	50	0.5	$0.93 \pm 0.02$	$18.0 \pm 4.3$
	50	0.4	$0.93 \pm 0.02$	$20.9 \pm 4.7$
	50	0.3	$0.92 \pm 0.02$	$31.9 \pm 3.3$
	50	0.2	$0.89 \pm 0.01$	$32.0 \pm 2.7$
	50	0.1	$0.84 \pm 0.01$	$3.7 \pm 1.7$
	50	0.05	$0.84 \pm 0.03$	$6.0 \pm 1.2$
RGB-MP	20	0.9	$0.82 \pm 0.05$	$-10.4 \pm 3.1$
	20	0.8	$0.80 \pm 0.12$	$3.8 \pm 2.4$
	20	0.7	$0.79 \pm 0.05$	$7.0 \pm 1.7$
	20	0.6	$0.81 \pm 0.04$	$7.0 \pm 1.4$
	50	0.5	$0.84 \pm 0.03$	$12.4 \pm 2.6$
	50	0.4	$0.85 \pm 0.02$	$15.8 \pm 2.7$
	50	0.3	$0.88 \pm 0.02$	$22.7 \pm 3.2$
	50	0.2	$0.90 \pm 0.01$	$41.9 \pm 2.8$
	50	0.1	$0.85 \pm 0.04$	$8.6 \pm 2.2$
	50	0.05	$0.85 \pm 0.02$	$10.9 \pm 1.6$
RGB-MInt	20	0.9	$0.85 \pm 0.16$	$-8.0 \pm 8.9$
	20	0.8	$0.73 \pm 0.10$	$-6.1 \pm 2.4$
	20	0.6	$0.75 \pm 0.02$	$100.2 \pm 0.8$
	50	0.5	$0.77 \pm 0.03$	$100.8 \pm 1.6$
	50	0.4	$0.87 \pm 0.03$	$102.2 \pm 2.8$
	50	0.3	$0.90 \pm 0.02$	$33.0 \pm 6.4$
	50	0.2	$0.88 \pm 0.02$	$24.3 \pm 3.8$
	50	0.1	$0.83 \pm 0.06$	$6.3 \pm 2.2$
RGB-a	20	0.9	$0.66 \pm 0.11$	$47.2 \pm 10.7$
	20	0.8	$0.86 \pm 0.12$	$97.9 \pm 7.2$
	20	0.7	$0.81 \pm 0.04$	$112.7 \pm 4.7$
	20	0.6	$0.83 \pm 0.03$	$108.7 \pm 2.9$

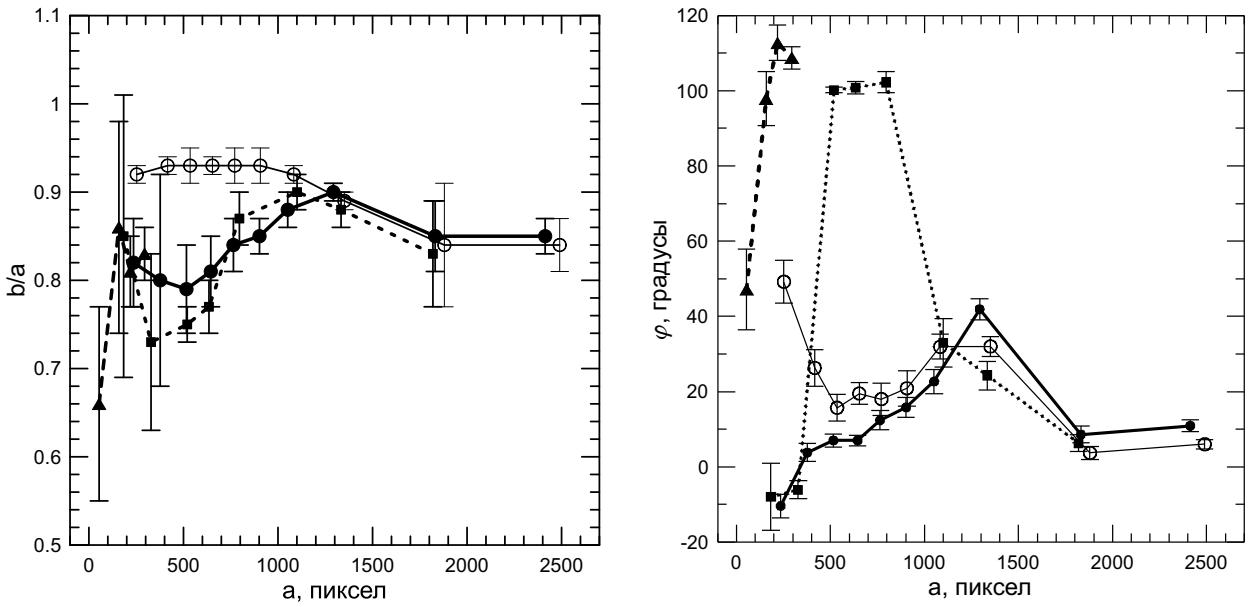


Рис. 3.6. Слева: изменение отношения полуосей эллипса в зависимости от размера большой полуоси. Справа: изменение наклонения большой оси эллипса в зависимости от размера большой полуоси. Сплошные кружки — население RGB-MP, сплошные квадраты — население RGB-Mint, сплошные треугольники — население RGB-a, открытые кружки — все население красных гигантов RGB-Mtot.

ка, RGB-Mtot, при  $a \lesssim 1300$ , ближе к сферической форме, чем отдельные выборки. Скорее всего, это связано с тем, что отдельные выборки имеют разную ориентацию больших осей эллипсов, аппроксимирующих изолинии плотности. В [43] проводится сравнение средних значений отношения полуосей и эллиптичности ( $\varepsilon = 1 - b/a$ ) с результатами различных авторов и показывается, что они хорошо согласуются с результатами данной работы.

Ориентация аппроксимирующих эллипсов для разных подсистем сильно различается (см. Таблицу 3.4 и правую панель Рис.3.6). Ориентация большой оси для населения RGB-MP всегда близка к направлению восток-запад,  $\langle\varphi\rangle \sim -4^\circ \pm 10^\circ$ . При этом, среднее наклонение большой полуоси медленно увеличивается с расстоянием от центра скопления. Население RGB-Mint показывает сложную структуру в центральной части скопления (Рис.3.1), возможно, с двумя максимумами. Но изолинии 0.6-0.4 для этого населения (наиболее надежные) имеют ориентацию большой оси, близкую

к направлению север-юг  $\langle\varphi\rangle \sim 100^\circ$ . Во внешних частях скопления наклонение резко меняется до  $\langle\varphi\rangle \sim 25^\circ$ , гораздо ближе к направлению восток-запад. Население RGB-а ориентировано вдоль направления север-юг,  $\langle\varphi\rangle$  близко к 90-110 градусам, за исключением самой внутренней изолинии. Эти количественные результаты хорошо согласуются с картами плотности на Рис.3.1.

В результате, можно заключить, что структурные характеристики трех населений значительно различаются:

1. Максимумы плотности населений RGB-а и RGB-Mint смещены примерно на 1 угловую минуту относительно центра скопления (в разные стороны).
2. Населения RGB-а и RGB-Mint вытянуты в направлении, перпендикулярном направлению вытянутости населения RGB-MP.
3. Население RGB-а значительно сильнее сконцентрировано к центру, чем население RGB-MP. Относительно населения RGB-Mint вывод о степени концентрации сделать трудно из-за сложной формы изолиний плотности для этого населения в центральной части скопления.
4. Населения RGB-а и RGB-Mint имеют сложную форму изолиний плотности, напоминающую пузыри, оболочки и хвосты. Если во внешних частях скопления это может быть вызвано малым числом объектов (особенно для населения RGB-а), то во внутренних частях скопления эти особенности могут быть реальными.
5. В работе [194] была обнаружена странная пространственная сегрегация звезд по металличности в области высоких значений металличности, подтвержденная в [195]. Результаты данной работы могут объяснить эту особенность, благодаря сложному распределению плотности населения RGB-Mint в центральной части скопления, а также смеще-

нию максимума плотности этого населения относительно населения RGB-MP.

В работе [43] обсуждаются сценарии эволюции, которые могут объяснить результаты о структурных особенностях подсистем в скоплении  $\omega$  Сен. Более сильная концентрация звезд населения, богатого металлами, к центру скопления, вполне согласуется со сценарием самообогащения (то есть, когда тяжелые элементы образовались в звездах первого поколения в самом скоплении). Но если взять весь комплекс обнаруженных структурных особенностей, то он содержит набор фактов, конфликтующих друг с другом. Действительно, часть наблюдаемых особенностей  $\omega$  Сен трудно объединить в простом сценарии самообогащения, и требуется привлечь возможность событий слияния или акреции. С другой стороны, слияние двух или нескольких скоплений с однородным химсоставом не может объяснить широкое распределение звезд красных гигантов по металличностям.

В пользу явления слияния говорит вытянутость населений RGB-а и RGB-Mint в направлении, перпендикулярном направлению вытянутости населения RGB-MP. Подобная картина наблюдается в галактиках, испытавших слияние в относительно недавнем прошлом [196]. При этом населения галактики врачаются вокруг взаимно перпендикулярных осей. Но если население RGB-MP вращается вокруг оси, перпендикулярной направлению своей вытянутости [197], то вращение населения с большим содержанием металлов обнаружено не было [198]. Правда, имеющихся наблюдательных данных о лучевых скоростях звезд с высоким содержанием металлов недостаточно для окончательного решения вопроса о вращении этой подсистемы.

В поддержку гипотезы о имевшемся в прошлом слиянии говорит также тот факт, что центр распределения собственных движений населения RGB-а сдвинут относительно основного населения скопления на  $|\delta\mu| = 0.8$  мсд/год (собственные движения по данным [193]), а также сдвиг центра

распределения плотности населения RGB-а относительно населения RGB-MP (смотри выше).

В работе [43] выдвигается предположение, что возможное событие слияния не противоречит ни гипотезе самообогащения, ни гипотезе о том, что  $\omega$  Сен представляет собой ядро карликовой галактики, аккреционированной Млечным Путем. Все факты, поддерживающие эти различные возможности, можно объединить с помощью сценария (смотри ссылки в [43]), в котором ядерное скопление карликовой галактики формировалось как за счет продолжительного звездообразования в ядре (населения RGB-MP и RGB-Mint), так и за счет поглощения одного или нескольких шаровых скоплений, падающих на центр за счет динамического трения (населения RGB-а и RGB-Mint). Согласно современным представлениям, именно так, за счет обоих механизмов, формируются ядерные скопления галактик [199].

### **3.2. Анализ населения голубых бродяг в шаровом скоплении Arp 2**

Звездные скопления представляют собой лаборатории для изучения различных «экзотических» типов звезд. Это связано, во-первых, с тем, что такие необычные население могут быть легче обнаружены в скоплениях по сравнению с полем Галактики. Во-вторых, плотное звездное окружение может способствовать формированию необычных населений. Одним из наиболее интересных необычных типов звезд являются так называемые «голубые бродяги» [11].

Русский перевод «голубые бродяги» англоязычного термина ‘blue stragglers’ не совсем точный. Слово ‘straggler’ в переводе означает «отставший» (солдат), «отставшее» (судно), «отставшее» животное; животное, оказавшееся за пределами ареала, отдельно растущее дерево. Действительно, на диаграмме «звездная величина–показатель цвета» голубые бродяги расположены там, где должны были бы располагаться звезды главной последовательности с массой, большей, чем масса звезд у точки поворота

главной последовательности. Как будто, эти звезды задержались в своем развитии и отстали от остальных звезд скопления.

Имеется две основных гипотезы формирования голубых бродяг [11]. Первая — это слияние двух одиночных звезд при их прямом столкновении во время тесных сближений 1+1, 1+2, 2+2 (двух одиночных звезд, одиночной и двойной звезды или двух двойных звезд). Вторая гипотеза подразумевает перенос вещества при эволюции тесной двойной системы или слияние компонентов двойной системы, что возможно, например, в иерархической тройной системе под действием механизма Лидова-Козаи. В ряде шаровых скоплений наблюдаются две последовательности голубых бродяг, самый яркий пример — скопление M 30. Предполагается, что одна из последовательностей сформировалась за счет столкновений, а вторая — за счет переноса вещества в двойной системе [200].

В работе [201] исследуется распределение голубых бродяг в шаровом скоплении Arp 2. Это распределение сравнивается с распределением других типов звездного населения в скоплении: красных гигантов, звезд горизонтальной ветви и звезд главной последовательности.

Arp 2 — это шаровое скопление, имеющее координаты  $l = 8^\circ.54$ ,  $b = -20^\circ.78$ . Считается, что это скопление сформировалось в карликовой сфериоидальной галактике Sagittarius и было захвачено Млечным Путем в результате приливного взаимодействия [202]. Скопление имеет металличность  $[Fe/H] = -1.77$  [203]. Возраст Arp 2 на 3–4 миллиарда лет меньше возраста старых шаровых скоплений Галактики, но примерно на  $\sim 1 - 2$  миллиарда лет больше возраста самых молодых шаровых скоплений ассоциирующихя с галактикой Sagittarius [204, 205]. Скопление Arp 2 относится к числу наиболее разреженных шаровых скоплений [2] и по своему внешнему виду напоминает скорее рассеянное скопление.

Исследование [201] основано на данных фотометрии в полосах VI, полученных с камерой EFOSC2, установленной в фокусе Несмита телеско-

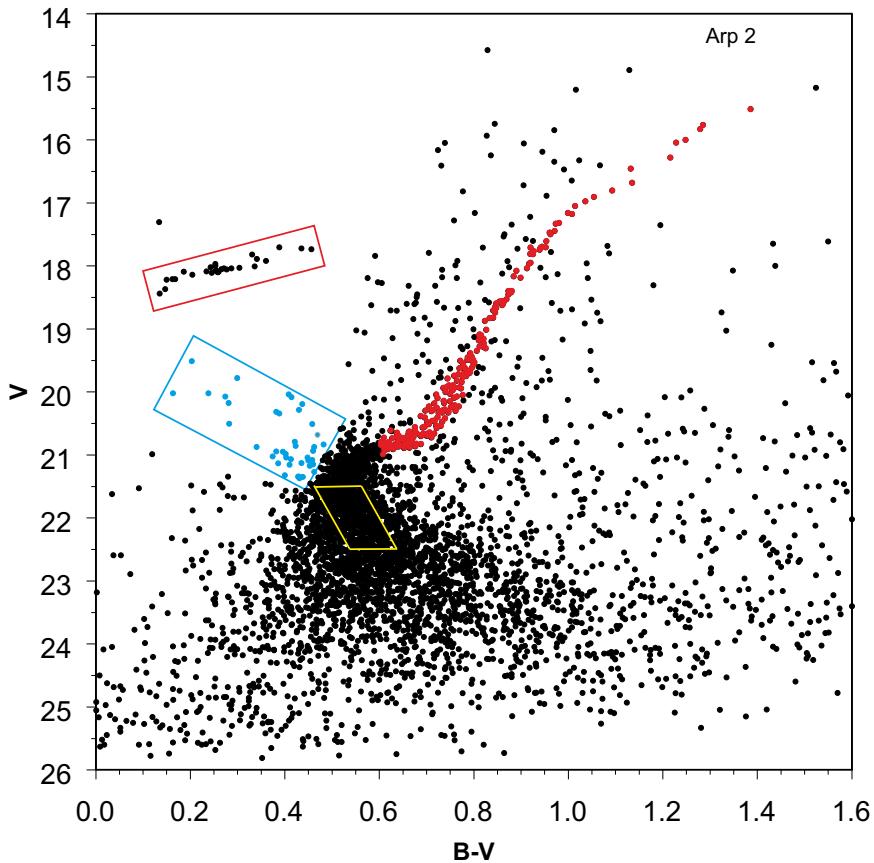


Рис. 3.7. Диаграмма «звездная величина–показатель цвета» скопления Arp 2 [201]. На диаграмме показано выделение звезд разных населений для исследования их пространственного распределения. Красные точки — красные гиганты, красный прямоугольник — звезды горизонтальной ветви, синий прямоугольник — голубые бродяги, желтый параллелограмм — звезды главной последовательности.

на NTT Европейской Южной Обсерватории. ПЗС матрица камеры имеет  $1030 \times 1038$  пикселов; при размере пикселя  $0.24$  секунды дуги матрица покрывает область неба размером  $4.1 \times 4.1$  угловых минуты, что соответствует центральной части скопления. В [201] была оценена полнота данных. Для внутренней области (в пределах 1 угловой минуты от центра скопления) полнота 100% имеет место для звезд до величины  $V = 22.40$ , а для внешней области — для звезд до величины  $V = 23.00$ .

На Рис.3.7 показана диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для скопления Arp 2, на которой выделены население, распределение которых исследуется в [201]. Красные точки представляют выборку

красных гигантов (RGB), красный прямоугольник — выборку звезд горизонтальной ветви (HB), синий прямоугольник — выборку звезд голубых бродяг (BS), желтый параллелограмм — выборку звезд главной последовательности (MS). Всего было выделено 41 кандидат в голубые бродяги и 28 звезд горизонтальной ветви (списки этих звезд приведены в [201]), 213 красных гигантов и 517 звезд главной последовательности.

Содержание звезд фона было исследовано в [201] с помощью расчета синтетической диаграммы «звездная величина–показатель цвета» в направлении Arp 2 по модели Галактики, включающей балдж, гало, тонкий и толстый диски [206]. Случайным образом было сгенерировано несколько диаграмм «звездная величина–показатель цвета», с учетом ошибок фотометрии, как для Arp 2. Результат моделирования в сравнении с диаграммой «звездная величина–показатель цвета» Arp 2, полученной из наблюдений, показан на Рис.3.8.

Из Рис.3.8 видно, что звезды поля могут искажать результаты по нижней части главной последовательности. В целом, звезды поля имеют показатель цвета больше типичных показателей цвета для голубых бродяг. Некоторое количество звезд поля имеется в области красных гигантов, но, учитывая большое количество красных гигантов в Arp 2, можно заключить, что звезды поля не изменят значительно их статистику. Тем не менее, так как информация о движении звезд голубых бродяг недоступна, и подтвердить их принадлежность к скоплению на основании общности движения в пространстве невозможно, эта выборка названа в [201] кандидатами в голубые бродяги.

На Рис.3.9 показаны радиальные профили поверхностной плотности для выборки кандидатов в голубые бродяги и для выборки звезд горизонтальной ветви. Эти профили были получены по звездным подсчетам в концентрических кольцах шириной 10 угловых секунд. За исключением различия в центре скопления, эти два профиля очень близки друг к другу.

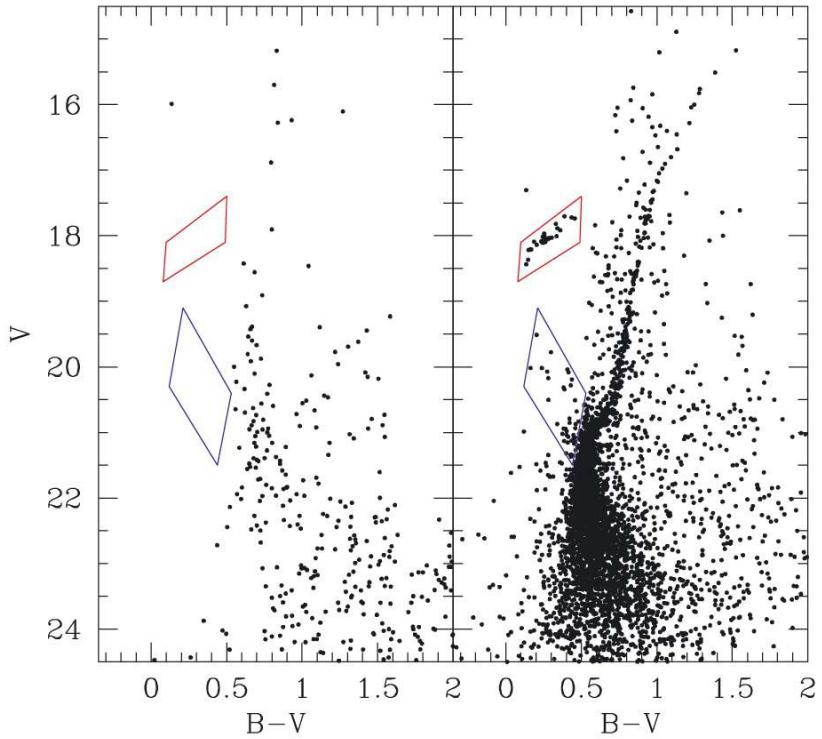


Рис. 3.8. Оценка содержания звезд поля в площадке скопления Arp 2. Слева — диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для модели Галактики в направлении скопления Arp 2 [206] для площадки  $4.1 \times 4.1$  угловых минуты. Справа — диаграмма «звездная величина–показатель цвета» для скопления Arp 2, как на Рис.3.7. Красный параллелограмм показывает положение звезд горизонтальной ветви, синий параллелограмм показывает положение голубых бродяг; это те же области, что и на Рис.3.7, с учетом масштабирования.

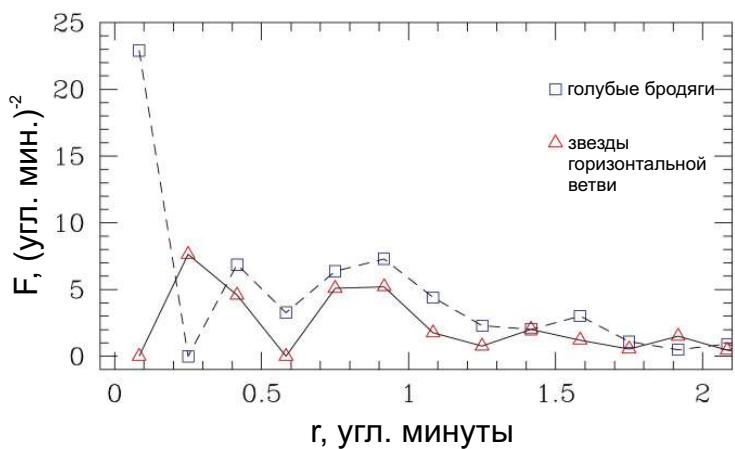


Рис. 3.9. Профили поверхностной плотности для выборки кандидатов в голубые бродяги (синие квадраты) и для выборки звезд горизонтальной ветви (красные треугольники).

Таблица 3.1. Результаты сравнения выборок для различных населений скопления Arp 2.

Сравниваемые выборки	Одномерный KS тест		Двумерный KS тест	
	N	P	N	P
HB и BS	17	0.83	17	0.51
RGB и BS	35	0.61	35	0.43
MS и BS	38	0.07	38	0.23

Необходимо отметить, что различие в самом центральном кольце, будучи реальным, усилено эффектом статистики малых чисел (2 голубых бродяги и 0 звезд горизонтальной ветви). Более высокая концентрация звезд голубых бродяг по сравнению с проэволюционировавшими звездами в ряде шаровых скоплений была обнаружена ранее в работе [207]. В [208] пространственное распределение голубых бродяг в скоплении рассматривается как динамические часы, определяющие динамический возраст скопления (возраст волях времени столкновительной релаксации). Согласно классификации [208], Arp 2 относится либо к группе II, либо к группе III шаровых скоплений. Так как в работе [201] исследована только центральная часть скопления, неизвестно, растет ли плотность голубых бродяг на периферии скопления, как в группе II из [208], или нет.

Согласно данным [2], время релаксации скопления Arp 2 составляет  $\sim 5$  миллиардов лет, что намного меньше его возраста [204, 205]. Поэтому, скорее всего, Arp 2 принадлежит к группе III по классификации [208], то есть, к динамически старым шаровым скоплениям.

Для сравнения пространственного распределения звезд голубых бродяг и звезд других населений в работе [201] были использованы одномерный и двумерный тесты Колмогорова-Смирнова (КС тест) [130]. Двумерный КС тест был ранее использован соискателем (смотри выше) для сравнения пространственного распределения звезд различных населений в ша-

ровом скоплении  $\omega$  Centauri [43].

Тест дает значения вероятности  $P$ , которое показывает, что два распределения принадлежат к одной генеральной совокупности. Маленькие значения  $P$  означают, что две выборки значительно отличаются. Формулы, используемые в [130], достаточно точны, когда величина

$$N = \frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2} > 20 \quad (3.3)$$

и когда вероятность  $P \lesssim 0.20$ . В формуле (3.3)  $N_1$  и  $N_2$  — это объемы сравниваемых выборок. Когда  $P > 0.20$ , ее значение может быть не очень точным, но утверждение о том, что две выборки не различаются значимо, будет вполне правильным. Результаты сравнения выборок приведены в Таблице 3.1. На основании этих результатов можно сделать следующие выводы.

Во-первых, благодаря увеличению объема выборки, статистика  $N$  улучшается при переходе от звезд горизонтальной ветви к красным гигантам и от красных гигантов к звездам главной последовательности.

Во-вторых, вероятность  $P$  по двумерному тесту для звезд горизонтальной ветви и для красных гигантов получается меньше, чем по одномерному тесту. Для звезд главной последовательности наблюдается противоположная ситуация. Это можно объяснить, учитывая, что одномерный КС тест учитывает только распределение звезд по радиусу, тогда как двумерный тест учитывает еще и распределение звезд по азимуту. В случае звезд горизонтальной ветви и красных гигантов радиальное распределение очень близко к распределению голубых бродяг, тогда как азимутальное распределение имеет небольшие различия. В случае звезд главной последовательности радиальное распределение очень отличается от распределения голубых бродяг, и вероятность по одномерному тесту маленькая. По видимому, азимутальное распределение в этом случае более похоже, что приводит к большей вероятности по двумерному тесту.

В третьих, тест дает сравнимые результаты для звезд горизонтальной ветви и для красных гигантов. Это подразумевает, что голубые бродяги, звезды горизонтальной ветви и красные гиганты имеют похожее пространственное распределение. В свою очередь, это свидетельствует в пользу того, что эти населения не различаются значимо. При этом, необходимо отметить, что высокая вероятность по тесту KS является необходимым, но не достаточным условием доказательства того, что эти населения происходят из одной генеральной совокупности [130].

В противоположность звездам горизонтальной ветви и красным гигантам, звезды главной последовательности имеют пространственное распределение, отличное от распределения голубых бродяг. Последние гораздо сильнее концентрируются к центру, чем звезды главной последовательности. Все вышеизложенное поддерживает гипотезу о том, что голубые бродяги в Arp 2 — это первичные двойные системы, которые, благодаря большей массе и относительно разреженной структуре скопления, осели к центру скопления и выжили как двойные системы.

Красные гиганты и звезды горизонтальной ветви также концентрируются к центру гораздо сильнее, чем звезды главной последовательности. Это не означает, что звезды из выборки красных гигантов и звезд горизонтальной ветви более массивные, чем отобранные звезды главной последовательности. Просто, распределение красных гигантов и звезд горизонтальной ветви унаследовано от звезд главной последовательности, из которых они произошли, более массивных, чем сегодняшние звезды главной последовательности скопления. Поскольку Arp 2 является динамически старым шаровым скоплением (смотри выше), то сегрегация звезд по массам произошла в прошлом, когда предшественники сегодняшних звезд горизонтальной ветви и красных гигантов были на главной последовательности и имели массу, большую, чем сегодняшние звезды главной последовательности.

Эти результаты вполне согласуются с выводами о природе и распределении голубых бродяг в шаровых скоплениях, сделанными в [200, 208]. Действительно, путь формирования голубых бродяг в скоплении (являются ли они первичными двойными или продуктами прямых столкновений) определяется именно их окружением. Существованиевойной последовательности голубых бродяг в скоплении M 30, испытавшем коллапс ядра [200], доказывает, что природа голубых бродяг зависит от их окружения и от динамического статуса скопления.

Разреженные системы, такие как рассеянные скопления, действительно, показывают высокую долю первичных двойных систем среди их населения голубых бродяг [209, 210]. Более плотные системы содержат как первичные двойные системы, так и продукты столкновений, в пропорциях, изменяющихся от скопления к скоплению. Arp 2, как разреженное скопление, подтверждает эту точку зрения.

### **3.3. Обсуждение и выводы**

В Главе 3 представлены результаты исследования структуры и звездного состава шаровых скоплений  $\omega$  Centauri и Arp 2. В  $\omega$  Centauri исследовалось пространственное распределение звезд населений, имеющих разное содержание элементов группы железа и, следовательно, принадлежащих к разным поколениям звезд. В Arp 2 пространственное распределение звезд голубых бродяг сравнивалось с распределением звезд горизонтальной ветви, красных гигантов и звезд главной последовательности.

Для исследования пространственного распределения звезд разных населений в  $\omega$  Cen был предложен метод аппроксимации изолиний поверхности плотности числа звезд эллипсами. С помощью этого метода удалось количественно охарактеризовать особенности распределения разных населений, видимые на картах поверхностной плотности. Во-первых, было показано, что центры распределений звезд различных населений не

совпадают (особенно это проявляется во внутренних частях скопления). Во-вторых, ориентации эллипсов, аппроксимирующих изолинии плотности разных населений, в центральной части скопления отличаются примерно на 90 градусов. В третьих, население, более богатое тяжелыми элементами, сильнее концентрируется к центру скопления, чем население, более бедное тяжелыми элементами.

Эти структурные особенности соответствуют различным сценариям происхождения населений. Более сильная концентрация «металличного» населения к центру скопления поддерживает гипотезу о самообогащении (в смысле, что более «металличные» звезды образовались из вещества, обогащенного тяжелыми элементами, произведенными в звездах первого поколения). Различная вытянутость населений разной металличности в центральной части скопления и несовпадение центров распределения поддерживает гипотезу о происхождении населений в результате слияния скоплений с разной металличностью. Обе эти гипотезы вполне могут сосуществовать, если рассматривать  $\omega$  Сен как ядерное скопление карликовой галактики, поглощенной в свое время Млечным Путем.

В обоих скоплениях распределение звезд разных населений сравнивалось также с помощью статистического теста Колмогорова-Смирнова, как в одномерном, так и в двумерном варианте [130]. В случае  $\omega$  Сен было показано, что распределение звезд населения бедного тяжелыми элементами значимо отличается от распределений звезд «металличного» и промежуточного населений, которые, в свою очередь, не различаются значимо. В случае Arp 2 население голубых бродяг сравнивалось с населениями звезд горизонтальной ветви, красных гигантов и звезд главной последовательности.

Оказалось, что пространственное распределение кандидатов в голубые бродяги значимо отличается от распределения звезд главной последовательности (голубые бродяги значительно сильнее концентрируются к

центру скопления). При этом, распределение голубых бродяг, красных гигантов и звезд горизонтальной ветви не различаются значимо. Все это интерпретируется таким образом, что голубые бродяги в Arp 2 представляют собой первичные двойные системы, в которых произошел перенос вещества с изначально более массивного компонента на изначально менее массивный компонент; последний стал более массивным, но не успел еще уйти с главной последовательности. Более высокая пространственная концентрация таких звезд к центру объясняется сегрегацией звезд по массе в динамически старом шаровом скоплении. Так как Arp 2 является одним из самых разреженных шаровых скоплений, внешне напоминающим рассеянное скопление, то образование голубых бродяг в нем путем прямых столкновений звезд считается маловероятным, в отличие от шаровых скоплений с высокой концентрацией звезд к центру.

Большая центральная концентрация красных гигантов и звезд горизонтальной ветви по сравнению со звездами главной последовательности объясняется также сегрегацией звезд по массе, произошедшей еще тогда, когда предшественники красных гигантов и звезд горизонтальной ветви были еще звездами главной последовательности, более массивными по сравнению с сегодняшним населением главной последовательности.

В целом, можно сказать, что применение статистических методов при исследовании пространственного распределения звезд разных населений позволило соискателю интерпретировать различия в распределении звезд с точки зрения происхождения этих населений.

### **3.4. Положения, выносимые на защиту**

По результатам третьей главы на защиту выносятся следующие положения:

- Выявлены различия в распределении звезд разных населений в шаро-

вом скоплении Омега Центавра (ортогональность больших полуосей эллипсов, аппроксимирующих изолинии поверхностной плотности, и более сильная концентрация звезд населения богатого металлами к центру скопления), свидетельствующие о том, что это скопление было ядерным скоплением карликовой галактики, аккрецированной Млечным Путем. Показано, что наиболее вероятным механизмом образования голубых бродяг в шаровом скоплении Arp 2 является эволюция первичных двойных систем.

## Глава 4. Экстремально молодые звездные скопления в областях звездообразования

В четвертой главе описываются исследования структуры молодого населенного звездного скопления NGC 2070 в Большом Магеллановом Облаке на основе опубликованных данных, а также исследования распределения звездной плотности в области звездообразования G174+2.5.

Результаты исследований этой главы опубликованы в работах:

- Селезнев А. Ф. Структура гало звездного скопления NGC 2070 // Письма в Астрономический журнал. — 1995. — Т. 21, № 10. — С. 743-749.
- Seleznev A. F. Star counts in LMC cluster NGC 2070 and structure of its halo // Structure and Evolution of Stellar Systems. Proceedings of International Conference, Petrozavodsk, Aug. 13–17 1995, St.Petersburg: St.Pb.Univ. Press. — 1997. — P. 127-130.
- Селезнев А. Ф. Звездные подсчеты в скоплении NGC 2070 // Астрономический журнал. — 1997. — Т. 74, № 6. — С. 837-844.
- Kirsanova M. S., Sobolev A. M., Thomasson M., Wiebe D. S., Johansson L. E. B., Seleznev A. F. Star formation around the HII region Sh2-235 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2008. — Vol. 388, Is. 2. — P. 729-736.

#### 4.1. Структура звездного скопления NGC 2070 в Большом Магеллановом Облаке

Звездное скопление NGC 2070 расположено в центре ассоциации 30 Doradus в туманности Тарантул в Большом Магеллановом Облаке (БМО). Это наиболее активная область взрывного звездообразования ('starburst region') в Местной группе галактик. Скопление NGC 2070, вероятно, самое молодое среди массивных молодых населенных звездных скоплений, наблюдавшихся в оптическом диапазоне. Совмещение его диаграммы «звездная величина–показатель цвета» с теоретическими изохронами дает оценку возраста  $t \leq 4 \cdot 10^6$  лет, а присутствие звезд типа Вольфа-Райе ограничивает интервал возраста до интервала  $t \in [2.2 \cdot 10^6; 7.0 \cdot 10^6]$  лет при металличности  $Z = 0.02$  [211]. Излучение звезд Вольфа-Райе и звезд спектрального класса O, многочисленных в NGC 2070, ионизует и возбуждает туманность Тарантул (смотри обзор в [18, 211]). Эллиотт с соавторами [212] указали на неоднородную структуру туманности Тарантул: она состоит из ряда перекрывающихся петель и оболочек. Авторы [212] объясняют такую структуру действием звездного ветра от массивных молодых звезд ассоциации 30 Doradus. Эта точка зрения подтверждается в работе Мейлана [211]: туманность Тарантул представляет собой набор расширяющихся газовых оболочек с диаметром 10–50 парсек, в наиболее плотных частях которых происходит звездообразование.

В работе [213] для скопления NGC 2070 приводится оценка массы  $(9 - 14) \cdot 10^4 M_\odot$ . Экстраполяция начальной функции масс, полученной по массивным звездам, выполненная в [211], дает для массы скопления интервал  $(3 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^5) M_\odot$ . Это типичные значения для массы молодых населенных скоплений в БМО. Для времени релаксации области ядра скопления NGC 2070 в [214] была получена оценка  $\sim 20 \cdot 10^6$  лет. Это означает, что даже в ядре скопления релаксация далека от завершения. Авторы [215] по-

лучили меньшую оценку для времени релаксации ядра скопления  $\sim 3 \cdot 10^4$  лет и сделали вывод, что релаксационные процессы играли важную роль в формировании структуры области R136 (центральной части скопления NGC 2070). Надо отметить, однако, что в этой работе использовалась дисперсия скоростей для звезд, которые всегда находятся в ядре скопления, в сфере с радиусом  $r_c = 0.06$  пк. В результате, время релаксации, полученное в [215], недооценено, так как, чтобы получить более реалистичную дисперсию скоростей, интегрирование необходимо проводить по всей системе [216]. В любом случае, время релаксации для всего скопления намного больше этих оценок. Поэтому, можно ожидать, что видимое распределение звезд в гало NGC 2070 мало изменилось со времени их рождения.

Работа [217] посвящена исследованию структуры гало скопления NGC 2070. В этой работе используются данные ПЗС фотометрии в полосах UBV для 2395 звезд из центральной части ассоциации 30 Doradus, выполненной Паркером [218]. Эти данные были получены на 90-см телескопе в обсерватории Серро-Тололо с использованием ПЗС матрицы  $320 \times 512$  пикселов с размером пикселя 0.49 угловой секунды при размерах (полуширине) изображения 1.2-2.0 угловых секунды. Каталог [218] содержит звезды до величины  $V = 21$  и является полным до величины  $V = B = 18$ , за исключением центральной части скопления. Каталог охватывает 5 перекрывающихся и одну изолированную площадку размером  $2.6 \times 4.1$  угловой минуты.

На Рис.4.1 звезды из каталога Паркера [218] вокруг центра скопления NGC 2070 показаны в проекции на картинную плоскость. По осям отложены прямоугольные координаты из [218]. Угловые размеры области, показанной на Рис.4.1, составляют примерно  $4'05'' \times 4'05''$ , что соответствует линейным размерам  $62.5 \times 62.5$  парсека (при модуле расстояния БМО 18.6 звездной величины) или  $51.9 \times 51.9$  парсека (при модуле расстояния БМО 18.2 звездной величины).

Хорошо видно, что звезды гало скопления NGC 2070 распределены

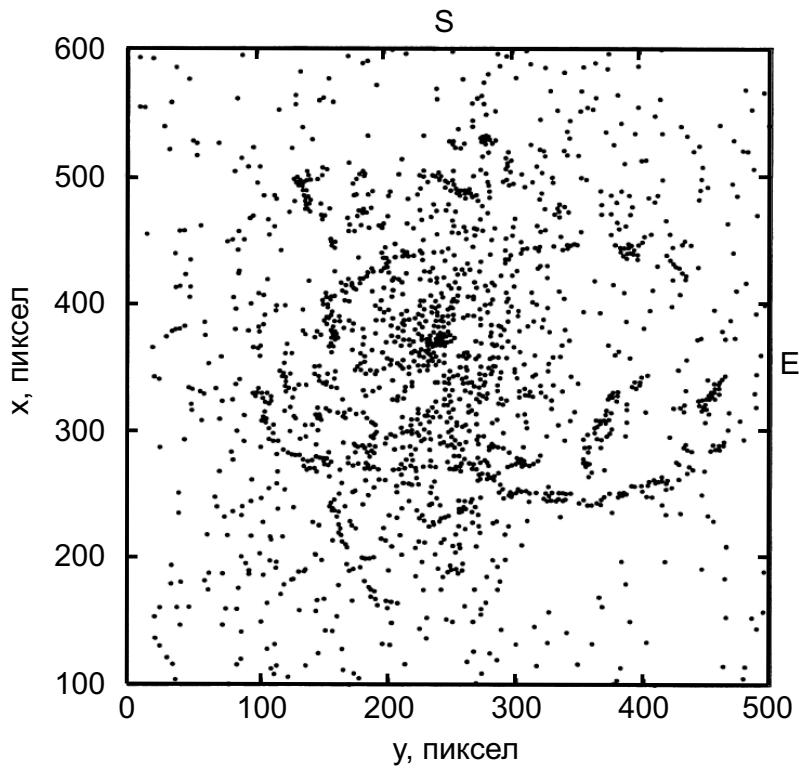


Рис. 4.1. Распределение звезд из каталога [218] вокруг центра скопления NGC 2070.

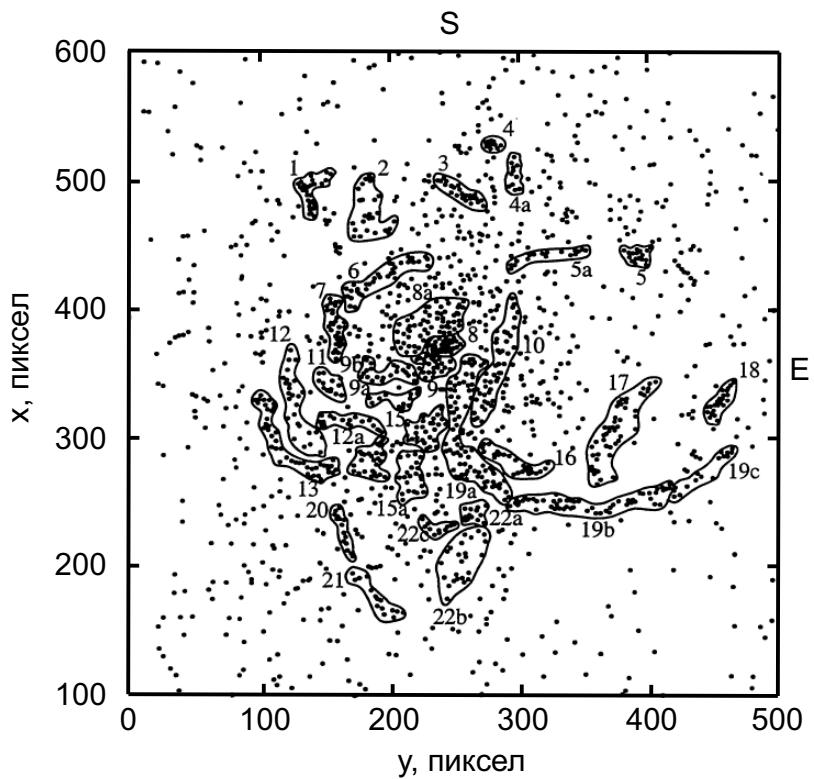


Рис. 4.2. Выделение групп звезд в гало NGC 2070.

крайне неравномерно и формируют многочисленные группы. В работе [217] были идентифицированы около 30 групп, содержащих от 10 до 150 звезд. Большая часть групп выглядят как дуги или волокна и образуют кольцеобразные структуры с диаметром 10–30 парсек. Эти структуры не являются концентрическими, наиболее заметные из них пересекаются в районе центра скопления. В большинстве случаев, звездные группы совпадают с яркими деталями на прямых изображениях туманности Тарантул (смотри, например, [219]).

Рис.4.2 схематически показывает выделенные в [217] группы. Группа 8 — это ядро NGC 2070. В [217] показано, что чем дальше группа расположена от центра скопления, тем ниже верхний предел яркости звезд, входящих в нее. Самые далекие от центра группы вообще не содержат звезд ярче  $V = 18$ . Звездный состав меняется даже внутри одной дуги (например, в группе 19) при переходе от центральной части скопления к периферии. Необходимо отметить, что данные [218] по слабым звездам ( $V > 18$ ) неполны в центральной части скопления, поэтому имеет смысл обсуждать лишь различие в ярких концах функций светимости для различных подгрупп.

Тот факт, что выделенные группы звезд совпадают с волокнами и арками ионизованного водорода в туманности Тарантул, и что в звездном поле за пределами области NGC 2070 нет заметных неоднородностей, говорит в пользу принадлежности выделенных групп к скоплению. Для звезд, входящих в выделенные группы, вероятность принадлежности к скоплению, в среднем, должна быть намного больше, чем для произвольной звезды внутри области каталога [218]. В связи с этим, представляет интерес построить диаграммы «звездная величина–показатель цвета» для отдельных групп.

В работе [217] избытки цвета и истинные показатели цвета звезд членов выделенных групп были определены с помощью Q-метода. Использовались калибровочные соотношения из работы Паркера и Гармани [220].

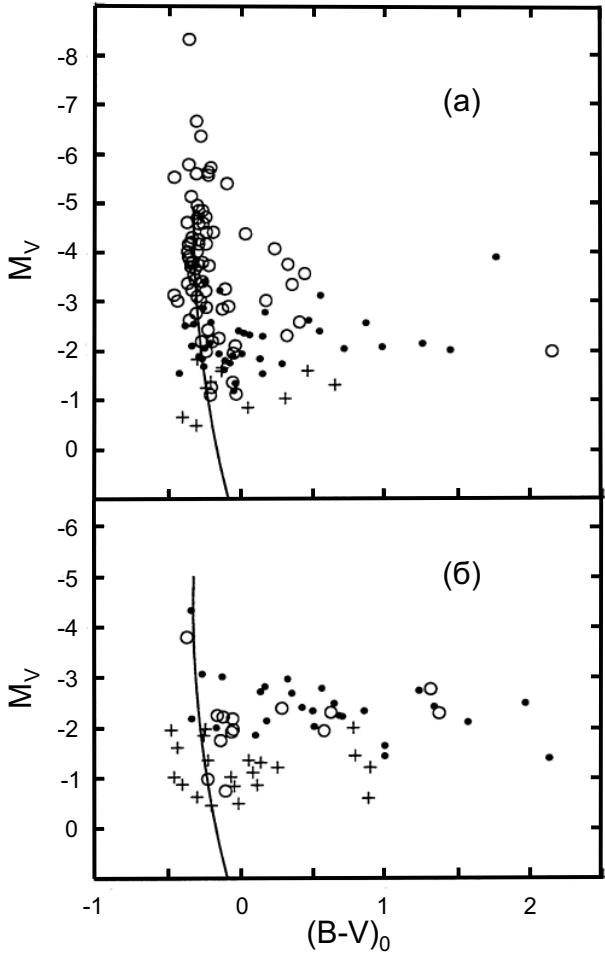


Рис. 4.3. Диаграммы «звездная величина–показатель цвета» для некоторых выделенных групп. (а) черные точки — группа 19б, открытые кружки — группа 19а, крестики — группа 19с. (б) черные точки — группа 1, открытые кружки — группа 20, крестики — группа 18. Сплошная линия — начальная главная последовательность, используемая в [220].

При вычислении абсолютных величин звезд использовалось соотношение  $A_V = 3.1E(B - V)$  и модуль расстояния БМО 18.5 звездной величины, как и в работе [220].

Рис.4.3 показывает диаграммы  $M_V - (B - V)_0$  для нескольких выделенных групп звезд. При построении диаграмм исключались звезды с  $(B - V)_0 < -0.4$ . Паркер и Гармани [220] объясняют появление звезд с такими показателями цвета влиянием очень неоднородной яркой туманности.

На Рис.4.3 видно, что большая часть звезд членов выделенных групп

— это звезды, лежащие справа от главной последовательности в нижней части диаграммы «звездная величина–показатель цвета». Большой разброс точек можно объяснить ошибками фотометрии. Для звезд с  $V \in [19.0; 19.5]$  звездной величины типичные ошибки величин  $V$ , показателей цвета ( $B-V$ ) и ( $U-B$ ) равны 0.084, 0.137 и 0.140 звездной величины, соответственно, а максимальные ошибки достигают  $\sim 0.3$  звездной величины [218]. Далее, для многих слабых звезд отсутствуют величины  $U$ . Для таких звезд использовалось среднее значение избытка цвета  $E(B-V) = 0.44$ . Такой же избыток цвета использовался для звезд, у которых параметр  $Q$  лежит вне интервала  $[-1.1; 0]$  из-за ошибок фотометрии [220].

Однако, отклонение звезд вправо от главной последовательности может быть вызвано, также, тем, что эти звезды еще не дошли до ГП. В качестве примера можно привести Галактическое рассеянное скопление NGC 6611, в котором были обнаружены звезды, не дошедшие до ГП с массами  $(3-8)M_{\odot}$  [221]. В таком случае, положение нижней точки поворота главной последовательности группы звезд может служить индикатором возраста этой группы.

Легко видеть, что разные группы звезд имеют разные абсолютные величины нижней точки поворота ГП внутри интервала  $M_V \in [-3.5; -1.0]$ . Это может быть результатом реального различия возрастов групп звезд. Необходимо отметить, что часть выделенных групп звезд имеют заметное число звезд ниже нижней точки поворота ГП. Также, относительно узкая главная последовательность в группах 8а и 10 достигает  $V = -1$  при отсутствии звезд справа от главной последовательности. К сожалению, фотометрические ошибки и эффект селекции из-за неполноты данных [218] для слабых звезд не дает возможности делать окончательные выводы о разбросе возрастов между выделенными группами и внутри отдельных групп. Тем не менее, имеются наблюдательные свидетельства о продолжительном и продолжающемся звездообразовании в скоплении NGC 2070 [211].

Релаксация гало скопления NGC 2070 далека от завершения. Его клочковатая структура показывает, что перемешивание еще не произошло, что находится в хорошем согласии с оценками шкалы динамического времени, полученными в [222] для десяти молодых населенных скоплений БМО, и с оценками возраста NGC 2070.

Арсет и Хиллс [223] исследовали динамическую эволюцию изолированного звездного скопления, состоящего в начальный момент времени из восьми подгрупп. Их численный эксперимент показал, что подгруппы сливаются в единую структуру в пределах времени  $\sim t_0$ , где  $t_0$  — это начальное динамическое время (время первого максимального сжатия системы, близкое к времени пересечения звездой системы). Вся система достигает состояния, стационарного по отношению к регулярным силам за время  $\sim (2-2.5)t_0$ . Так как группы в скоплении NGC 2070 четко разделены, можно сделать вывод, что возраст гало скопления намного меньше динамического времени (если считать NGC 2070 гравитационно связанной системой, смотри обсуждение в [211]).

В таком случае, видимое распределение звезд в скоплении NGC 2070 показывает примерное положение звезд в момент формирования. Тогда, можно сделать вывод о том, что звездообразование в NGC 2070 происходит в основном в тонких сферических (или цилиндрических) слоях, которые совпадают с дугами излучающего газа в туманности Тарантул. Этот вывод подтверждается обнаружением ранних О звезд в оболочках, а также обнаружением кандидатов в протозвезды в самых плотных участках волокон по инфракрасным наблюдениям [211]). Поэтому, наличие звезд до главной последовательности в выделенных в [217] группах вполне возможно.

Таким образом, распределение звезд в гало NGC 2070 поддерживает гипотезу звездообразования индуцированного ударными волнами соответствующей геометрии. Эта возможность обсуждалась многими авторами (смотри, например, обзор в [224]).

Две возможных причины могут быть ответственны за различия звездного состава выделенных в [217] групп (отсутствие ярких звезд в группах, лежащих дальше от центра скопления). Во-первых, группы, расположенные на разных расстояниях от центра скопления, могут иметь разный возраст. Гипотеза запаздывающего звездообразования в центральных областях скоплений БМО SL 666, NGC 2098, и NGC 2100 была выдвинута в [225], чтобы объяснить сегрегацию звезд по массе в этих молодых скоплениях. В [211] приводятся доказательства продолжительного звездообразования в 30 Doradus с временной шкалой порядка  $\sim 5 \cdot 10^7$  лет. Диаграммы «звездная величина–показатель цвета» для отдельных групп в NGC 2070, возможно, показывают различия в возрасте (с поправкой на ошибки фотометрии), но градиент возраста от центра к краю скопления отсутствует. Во-вторых, физические условия в исходном газовом облаке могли различаться, что привело к формированию звезд разных масс на разных расстояниях от центра скопления. Нельзя исключить и совместное действие обоих механизмов.

К сожалению, присутствие яркой туманности сильно искажает результаты наблюдений NGC 2070. Поэтому, для получения более определенных результатов необходимо провести наблюдения гало скопления NGC 2070 в относительно узких полосах спектра, исключающих яркие эмиссионные линии туманности.

Для исследования структуры и получения оценок основных динамических характеристик скопления NGC 2070 [226] был составлен сводный каталог звезд в области скопления. При этом использовались два исходных каталога. Первый — это каталог Паркера [218] (смотри выше). Второй каталог Малумута и Хипа основан на наблюдениях, выполненных с помощью камеры WF/PC Космического Телескопа имени Хаббла [227]. Этот каталог содержит величины  $B$  для 843 звезд, величины  $U$  и  $V$  для 675 звезд (для 496 звезд имеются все три величины) и экваториальные координаты звезд в

области примерно  $33'' \times 33''$  с центром на объекте R136a. Согласно [227] этот каталог полон до звездной величины  $B = 18$  вне круга с радиусом  $3.28''$  с центром на звезде R136a1. Внутри этого круга каталог полон примерно до  $B = 16.5$  (эта оценка основана на функции светимости) или примерно до  $B = 17.5$  (эта оценка основана на результатах моделирования) [227]. Фотометрическая система в [227] калибровалась с использованием данных из [218], поэтому дополнительная редукция звездных величин для сводного каталога не потребовалась.

В сводный каталог были включены все звезды из [227] в круге радиусом  $12.5''$  с центром на звезде R136a1 и все звезды из [218], лежащие вне этого круга. В результате, сводный каталог содержит 3016 звезд: 711 звезд из [227] и 2305 звезд из [218]. 56 звезд из 711, взятых из [227], не имеют величин  $B$ . Так как в [226] предполагалось использовать именно  $B$  величины (так как они были доступны для максимального числа звезд из [227]), то для этих 56 звезд звездные величины  $B$  были грубо оценены по двухиндексной диаграмме  $(U - B) - (B - V)$ , построенной по звездам из [227], имеющим все три величины.

Для определения основных характеристик скопления NGC 2070, а именно его радиуса и числа членов, в [226] был применен метод, предложенный в [91] и использовавшийся при создании Каталога структурных и динамических характеристик 103 рассеянных звездных скоплений [92]. Напомним, что этот метод состоит в статистическом сравнении функции  $N(r)$  (число звезд в круге радиуса  $r$ ) для области скопления и нескольких близлежащих областей звездного фона.

К сожалению, размер области, покрываемой сводным каталогом, не дает возможность провести звездные подсчеты в пределах полного круга. Кроме того, изолированная «северная» область из каталога [218] наблюдалась с более короткой экспозицией и потому имеет меньшую предельную звездную величину. Поэтому, звездные подсчеты в [226] проводились

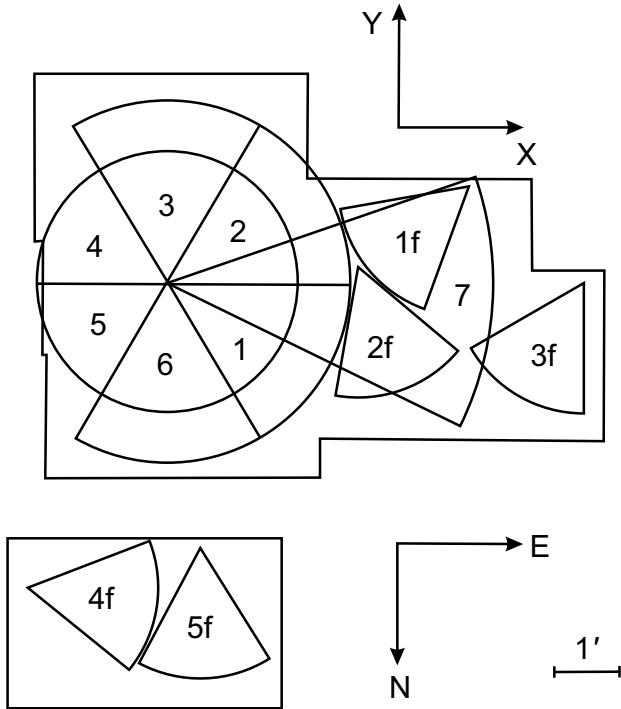


Рис. 4.4. Деление области сводного каталога на сектора для проведения звездных подсчетов.

отдельно для каждого из  $60^\circ$ -секторов области скопления и затем сравнивались с набором фоновых областей. На Рис.4.4 показано деление области скопления на сектора.

Секторы скопления пронумерованы цифрами от 1 до 7 (сектор 7 — это  $45^\circ$ -сектор, в котором можно проследить изменение поверхностной плотности до максимально возможного расстояния от центра скопления). Цифры 1-5 с буквой f обозначают области сравнения (они выбирались в предположении, что радиус скопления меньше  $2'46.6''$ , что соответствует 40.5 пк при модуле расстояния БМО 18.5 звездной величины).

Для учета дифференциального покраснения, в работе [226] был использован Q-метод и калибровочные соотношения из [220], чтобы определить избытки цвета  $E(B - V)$  и истинные показатели цвета  $(B - V)_0$  для звезд из сводного каталога. Имеющиеся данные фотометрии позволили определить  $E(B - V)$  для 1288 звезд из сводного каталога (у которых были данные фотометрии во всех трех полосах  $UBV$ , и у которых выпол-

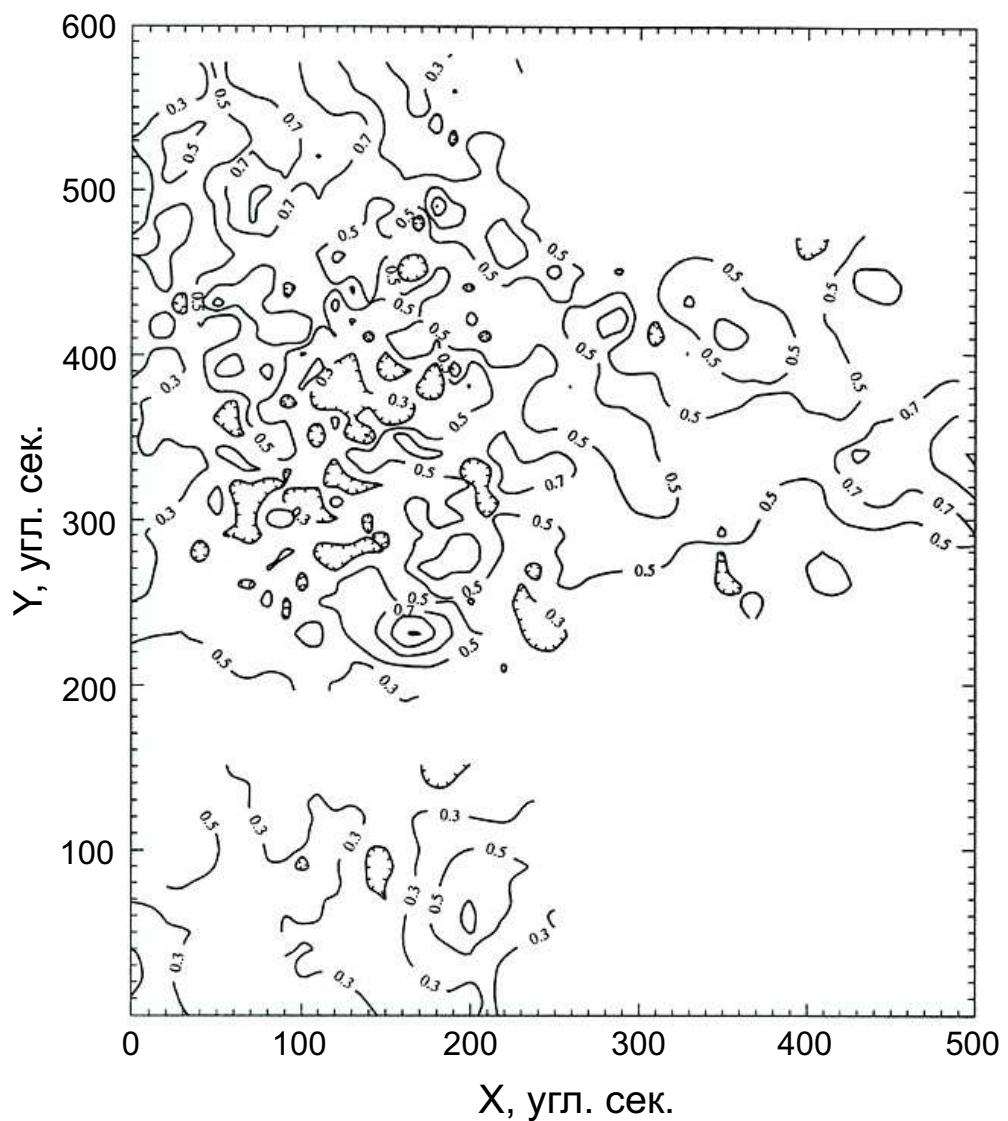


Рис. 4.5. Распределение избытка цвета  $E(B - V)$  в области скопления NGC 2070.

нялось условие  $Q \in [-1.1; 0]$ . На Рис.4.5 показано распределение величины избытка цвета  $E(B-V)$  в области скопления NGC 2070. Это распределение весьма далеко от однородного. В среднем, избыток цвета увеличивается с удалением от центра скопления [226].

Для каждой из оставшихся 1728 звезд в [226] избыток цвета был оценен с помощью усреднения величин  $E(B-V)$ , полученных Q-методом, по десяти ближайшим звездам с весами, обратно пропорциональными расстояниям до этих звезд. Затем были определены абсолютные звездные величины, с использованием соотношения  $A_B = 4.1E(B-V)$  для полного поглощения в полосе  $B$  ( $A_V = 3.1E(B-V)$ ) и значения модуля расстояния БМО 18.5 звездной величины [220]. При этом было обнаружено, также, что избытки цвета  $E(B-V)$  у ярких звезд в среднем больше, чем у более слабых звезд (смотри обсуждение в [226]).

В Таблице 4.1 представлены результаты звездных подсчетов. В 1-й колонке даны предельные абсолютные звездные величины в полосе  $B$ , во 2-й колонке приведены номера секторов из области скопления («Все» означает все скопление). В колонке 3 приведен список секторов из областей сравнения (каждый сектор из области скопления сравнивался как минимум с тремя секторами из областей сравнения; сектора 4f и 5f имеют предельную звездную величину  $M_B \leq 0$ ) в колонке 4 приводится оценка радиуса скопления, и в колонке 5 — число звезд скопления в секторе.

Хорошо видно, что гало скопления асимметрично, и что размер скопления уменьшается при уменьшении предельной величины (то есть, более яркие звезды расположены более компактно). Одно из объяснений этого эффекта может заключаться в том, что NGC 2070 является ядром ассоциации, и что более яркие звезды на самом деле распределены более широко, попадая при этом в площадки сравнения. Другое объяснение — это реальная концентрация ярких звезд к центру NGC 2070. Асимметрия, в основном, объясняется очень маленьким возрастом скопления.

Таблица 4.1. Результаты звездных подсчетов в NGC 2070.

$M_{B,lim}$	Сектор	Сектора	Граница скопления	Число звезд
				скопления
+1.0	1	1,2,3	$> 117.6''$	$> 302$
+1.0	2	1,2,3	$> 117.6''$	$> 263$
+1.0	3	1,2,3	$> 117.6''$	$> 285$
+1.0	4	1,2,3	$107.8'' \pm 2.9''$	$281 \pm 0.1$
+1.0	5	1,2,3	$> 117.6''$	$> 338$
+1.0	6	1,2,3	$> 117.6''$	$> 406$
+1.0	Все		$> 117.6''$	$> 1875$
-1.9	1	1,2,3,4,5	$> 117.6''$	$> 201$
-1.9	2	1,2,3,4,5	$> 117.6''$	$> 135$
-1.9	3	1,2,3,4,5	$> 117.6''$	$> 194$
-1.9	4	1,2,3,4,5	$107.8'' \pm 7.8''$	$199 \pm 1.7$
-1.9	5	1,2,3,4,5	$> 117.6''$	$> 203$
-1.9	6	1,2,3,4,5	$> 117.6''$	$> 317$
-1.9	Все		$> 117.6''$	$> 1249$
-3.1	1	1,2,3,4,5	$> 117.6''$	$> 88$
-3.1	2	1,2,3,4,5	$> 117.6''$	$> 66$
-3.1	3	1,2,3,4,5	$78.4'' \pm 9.8''$	$97 \pm 1.6$
-3.1	4	1,2,3,4,5	$93.1'' \pm 3.9''$	$105 \pm 0.4$
-3.1	5	1,2,3,4,5	$> 117.6''$	$> 101$
-3.1	6	1,2,3,4,5	$> 117.6''$	$> 181$
-3.1	Все		$> 117.6''$	$> 638$
-4.1	1	1,2,3,4,5	$98.0'' \pm 4.4''$	$46 \pm 0.6$
-4.1	2	1,2,3,4,5	$83.3'' \pm 15.2''$	$30 \pm 0.7$
-4.1	3	1,2,3,4,5	$78.4'' \pm 9.8''$	$40 \pm 0.5$
-4.1	4	1,2,3,4,5	$88.2'' \pm 6.9''$	$41 \pm 0.4$
-4.1	5	1,2,3,4,5	$93.1'' \pm 4.4''$	$40 \pm 0.1$
-4.1	6	1,2,3,4,5	$> 112.7''$	$> 101$
-4.1	Все		$> 112.7''$	$> 298$

Таблица 4.2. Оценки массы скопления NGC 2070.

$M_{B,lim}$	Число звезд в скоплении	Нижняя граница массы звезды, $M_\odot$	Средняя масса звезды, $M_\odot$	Оценка массы скопления, $M_\odot$
-4.1	>298	19.1	33.7	>10000
-3.1	>638	13.2	25.6	>16300
-1.9	>1249	8.3	17.6	>22000

Оценка числа членов скопления, полученная в [226], с учетом данных о функции масс NGC 2070 [220, 227], позволяет получить нижнюю оценку массы скопления в интервале звездных величин сводного каталога [226]. В Таблице 4.2 приведены такие оценки для трех предельных величин. Для получения оценок массы был принят верхний предел массы звезды скопления в 85 масс Солнца [220]. Нижний предел массы звезд оценивался по зависимости «масса–абсолютная звездная величина» из [228]. Оценка массы скопления в [226] получалась как произведение числа звезд на среднюю массу звезды, которая, в свою очередь, определялась как средневзвешенное по функции масс внутри рассматриваемого интервала звездных величин. В качестве функции масс использовалась степенная функция с показателем степени -2.5 [220].

В [226] с использованием методики [94, 229] (смотри выше в разделе 1.1.1) были построены радиальные профили поверхностной плотности скопления NGC 2070; следуя [227], в качестве центра скопления была взята звезда R136a1. На Рис.4.6 показаны профили поверхностной плотности числа звезд NGC 2070 для звезд разных предельных величин:  $M_{B,lim} = +1$  (это практически все звезды из сводного каталога; данные по слабым звездам, очевидно, неполные),  $M_{B,lim} = -1, 9$ ,  $M_{B,lim} = -3.1$ ,  $M_{B,lim} = -4.1$ .

Профиль плотности для звезд ярче  $M_{B,lim} = +1$  очень похож на двухкомпонентный профиль поверхностной яркости NGC 2070 из [211]. Однако, в случае, показанном на Рис.4.6, излом плотности вблизи  $r \simeq 16''$  вызван

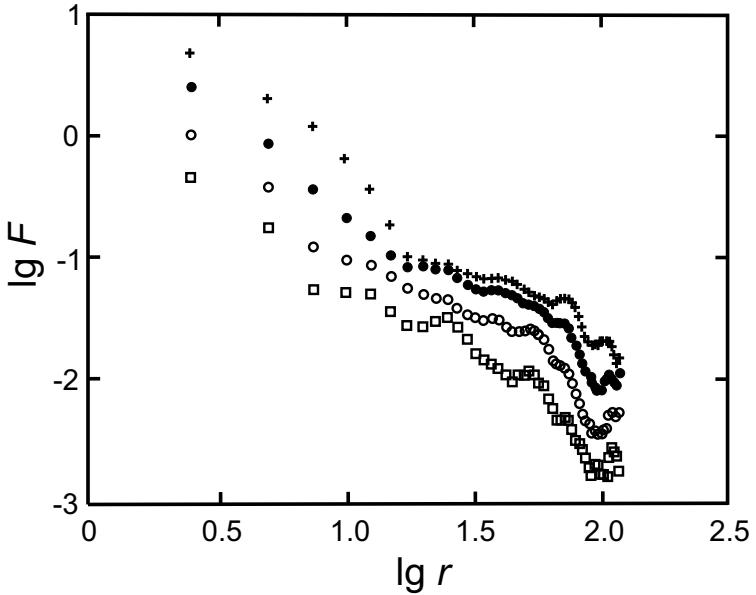


Рис. 4.6. Радиальные профили поверхностной плотности числа звезд NGC 2070, построенные по звездам до разных предельных величин:  $M_{B,lim} = +1$  (крестики),  $M_{B,lim} = -1,9$  (сплошные кружки),  $M_{B,lim} = -3,1$  (открытые кружки),  $M_{B,lim} = -4,1$  (квадратики). Расстояние от центра  $r$  в секундах дуги, плотность  $F$  в (сек. дуги) $^{-2}$ .

усиливающейся неполнотой выборки [218] в направлении центра скопления. Действительно, при переходе к более ярким звездам этот излом становится все менее заметным.

Необходимо отметить неоднородности на профилях плотности в области гало скопления, которые имеют форму ступенек и вторичных максимумов. Эти неоднородности особенно хорошо заметны, когда профили плотности строятся для разных направлений от центра скопления (на Рис.4.6 они слабее, так как в этом случае происходит усреднение по азимуту). На Рис.4.7 показаны профили поверхностной плотности числа звезд в скоплении NGC 2070 для секторов 1-7. По оси абсцисс отложен логарифм расстояния от центра скопления в секундах дуги, по оси ординат — логарифм плотности в относительных единицах (одно деление по оси ординат соответствует 0.2). Профили плотности для отдельных секторов заметно различаются между собой. Видно, что гало скопления асимметрично.

Основное, что обращает на себя внимание — это значительные неодно-

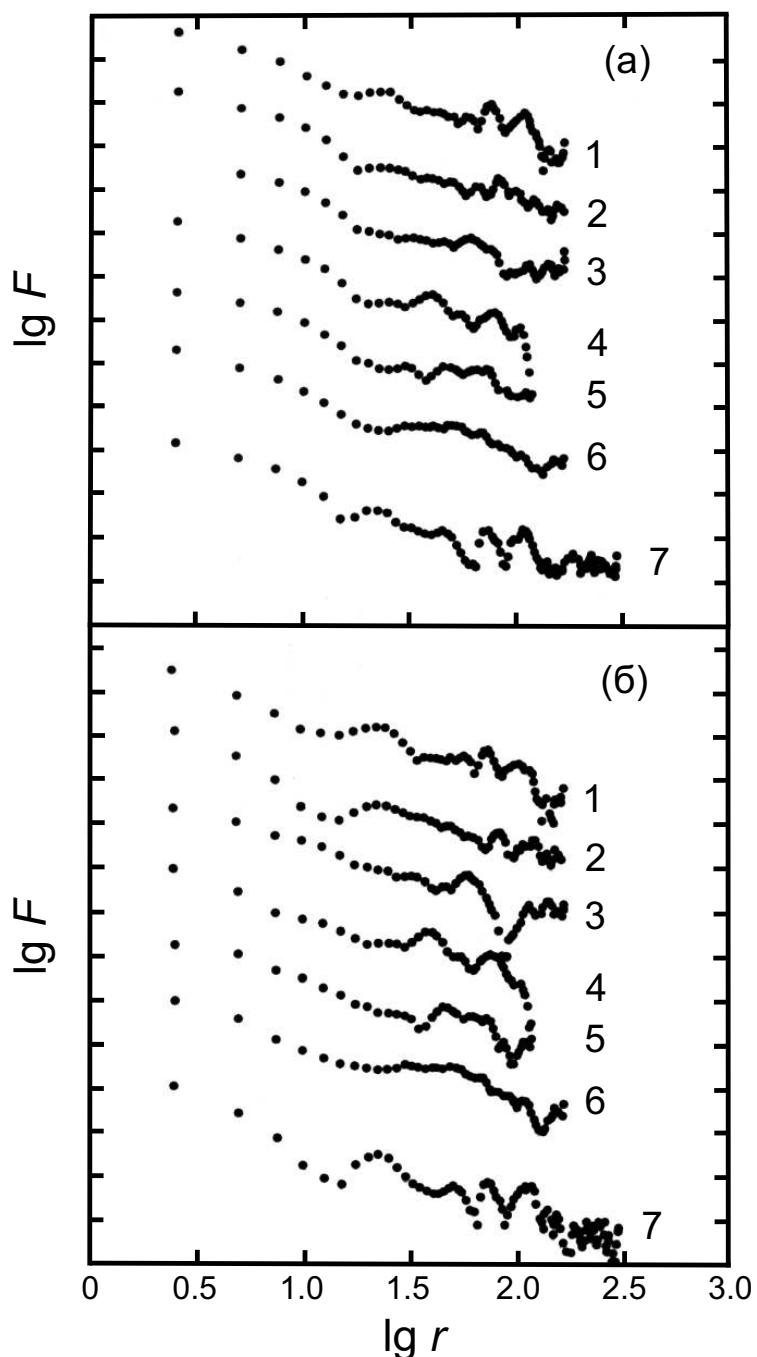


Рис. 4.7. Радиальные профили поверхностной плотности числа звезд NGC 2070 для разных направлений от центра скопления (цифрами 1-6 обозначены профили для  $60^\circ$ -секторов, цифрой 7 — профиль для  $45^\circ$ -сектора. Одно деление по оси ординат соответствует 0.2. Предельная величина  $M_{B,lim} = +1$  (а) и  $M_{B,lim} = -1, 9$  (б). Расстояние от центра  $r$  в секундах дуги, плотность  $F$  в  $(\text{сек. дуги})^{-2}$ .

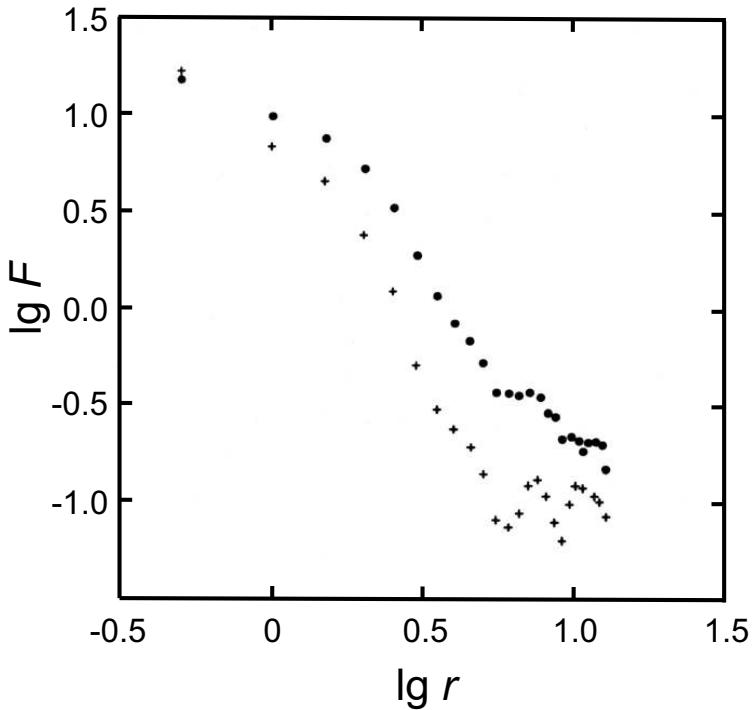


Рис. 4.8. Радиальные профили поверхностной плотности числа звезд в центральной части скопления NGC 2070. Предельная величина  $M_{B,lim} = -1.9$  (точки) и  $M_{B,lim} = -3.1$  (крестики). Расстояние от центра  $r$  в секундах дуги, плотность  $F$  в (сек. дуги) $^{-2}$ .

родности профилей, вызванные наличием в гало скопления плотных группировок звезд, имеющих вид волокон и дуг и совпадающих с волокнами ионизованного газа центральной части туманности Тарантул [217]. Подобная структура свидетельствует о том, что гало скопления далеко от стационарного состояния по отношению к регулярным силам.

Искажения профиля плотности проявляются уже на внешней границе ядра скопления. Это хорошо видно на Рис.4.8, где показаны профили плотности для двух предельных величин, построенные по звездам из области  $r \leq 12.5''$  (выборка [227]). Только для самой внутренней части скопления ( $r \leq 5.6''$  или  $r \leq 4$  пк) характерна относительно гладкая кривая поверхностной плотности.

Результаты звездных подсчетов (профили поверхностной плотности на Рис.4.6–4.8) наглядно показывают, что структура скопления не может быть описана моделью Кинга [122]. Наличие значительных неоднородно-

стей профилей плотности в виде вторичных максимумов и ступенек, заметная асимметрия скопления (различная протяженность скопления и различия в профилях плотности в  $60^\circ$ -секторах) — все это свидетельствует о том, что скопление и, особенно, его гало далеки от стационарного состояния по отношению к регулярным силам. Только ядро скопления (область с  $r \leqslant 5.6''$ ) характеризуется относительно гладким профилем плотности.

Сравнение оценок возраста ( $4 \cdot 10^6$  лет [211]) и времени бурной релаксации (характерное динамическое время для достижения системой стационарного состояния по отношению к регулярным силам) для скопления NGC 2070 подтверждает этот вывод. Для времени бурной релаксации в случае модели распределения плотности  $\rho \sim r^{-2}$  в работе Данилова и Путкова [128] было получено следующее выражение:

$$\tau_{vr} \simeq 2.7 \sqrt{\frac{R^3}{GM}}, \quad (4.1)$$

где  $R$  и  $M$  — радиус и масса скопления, соответственно, а  $G$  — гравитационная постоянная. В зависимости от принятой оценки полной массы скопления NGC 2070 ( $2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5 M_\odot$ ), оценка времени бурной релаксации получается в интервале  $\tau_{vr} \simeq (1.6 - 5.2) \cdot 10^7$  лет. Таким образом, можно заключить, что звезды, образующие структурные неоднородности, находятся вблизи мест своего рождения.

#### 4.2. Звездные скопления в области звездообразования G174+2.5

Область звездообразования G174+2.5 ассоциируется с одноименным гигантским молекулярным облаком. В этой области расположены четыре области ионизованного водорода из каталога Шарплесса [230], видимые в оптическом диапазоне — Sh2-231, Sh2-232, Sh2-233 и Sh2-235. Этот комплекс расположен на расстоянии от 1.6 до 2.5 кпк [231, 232] в спиральном рукаве Персея. Область ионизованного водорода Sh2-235 обра-

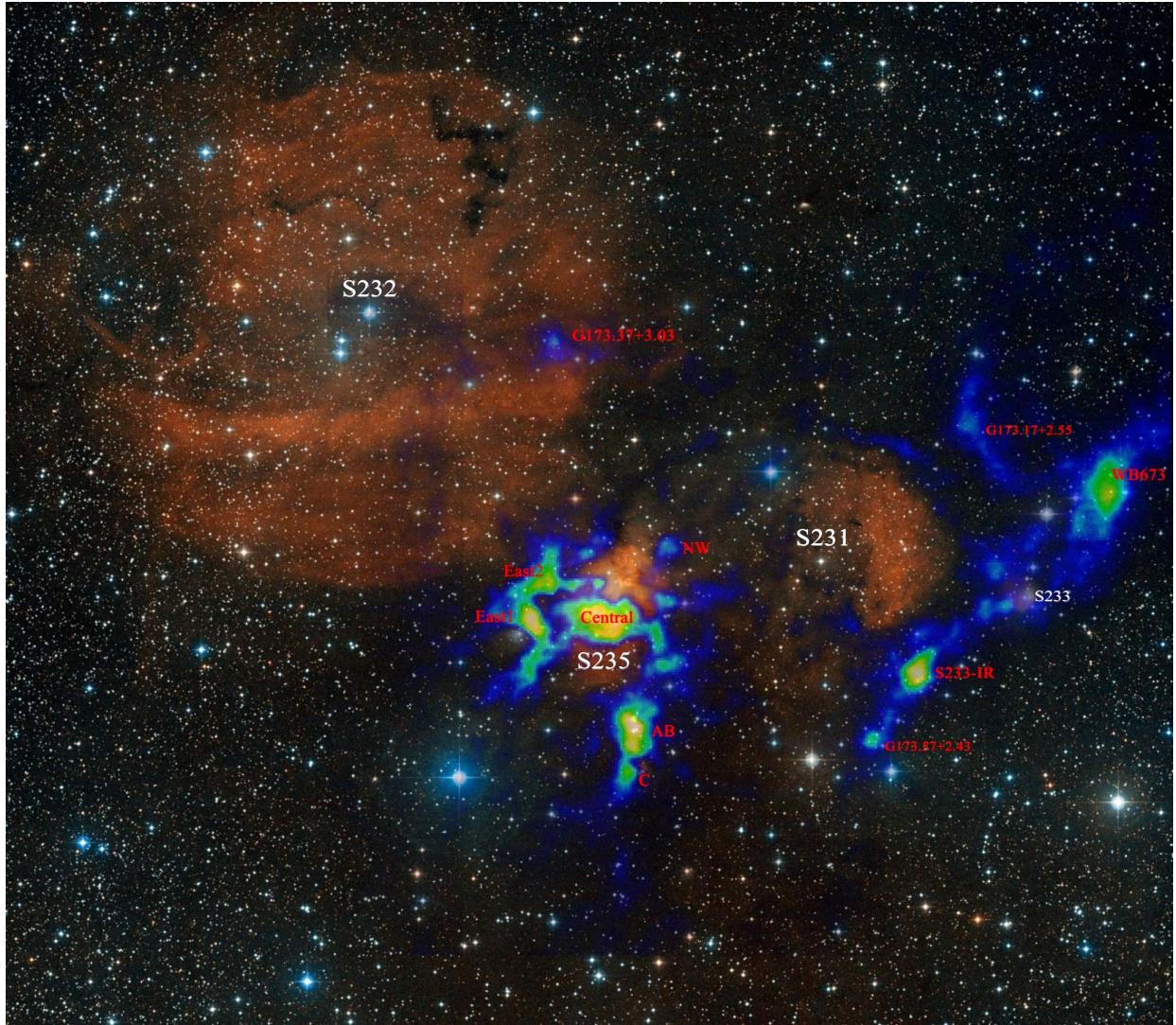


Рис. 4.9. Область звездообразования G174+2.5. На изображение области в оптическом диапазоне наложено изображение в эмиссионной радиолинии  $^{13}CO(2 - 1)$ , полученное по наблюдениям на Heinrich Hertz Submillimeter Telescope [233].

зовалась под действием массивной звезды спектрального класса O9.5V BD+35°1201 [231], которая ионизовала и рассеяла окружающий молекулярный газ. Молекулярный комплекс Sh2-235 является активной областью звездообразования, там наблюдаются объекты, находящиеся на разных стадиях этого процесса. Вокруг Sh2-235 есть молодые звездные скопления. Эти скопления были обнаружены из анализа данных Spitzer в окрестности Sh2-235 [234] и по изображениям 2MASS в направлении на источник IRAS 05382+3547 [235].

Таблица 4.3. Координаты молодых звездных скоплений в молекулярном комплексе вокруг Sh2-235.

Название	RA (J2000.0)	Dec (J2000.0)
	( $^h$ $^m$ $^s$ )	( $^{\circ}$ $'$ $"$ )
S235East1	5 41 30	35 49 22
S235East2	5 41 24	35 52 16
S235Central	5 41 08	35 49 17
S235North-West	5 40 46	35 55 06
S232IR	5 41 08	36 12 27
S233IR	5 39 11	35 45 19
S235A-B-C	5 40 52	35 41 35
IRAS 05361+3539	5 39 28	35 40 43

В работе [236] соискателем были построены карты поверхностной плотности для комплекса звездообразования Sh2-235 на основе каталога точечных источников (PSC) 2MASS, эти карты показаны на Рис.4.10. Прежде всего, карты плотности были построены для области  $100 \times 100$  минут дуги (Рис.4.10а), значительно превышающей область предыдущих исследований [234, 235]. В этой области были обнаружены 7 молодых звездных скоплений, их координаты и обозначения приведены в Таблице 4.3. Самое богатое звездное скопление ассоциируется с хорошо изученным участком комплекса звездообразования, содержащим объекты S235A, S235B и S235C [237]. Это скопление было обозначено в [236] как S235A-B-C. Скопления S235A-B-C, S235East1 и S235Central показаны на рисунках в работе [234]. Скопления S235East1 и S235East2 рассматривались в работе [235].

Два других скопления расположены более чем в 20 угловых минутах в стороне от Sh2-235: это хорошо изученное двойное скопление S233IR между областями ионизованного водорода Sh2-231 и Sh2-233 [238] и относительно слабая концентрация звезд на западной стороне Sh2-232. В исследуемой области имеется также скопление, связанное с инфракрасным источником IRAS 05361+3539 ( $G173.58+2.45$ ), исследованное в работе [239], которое

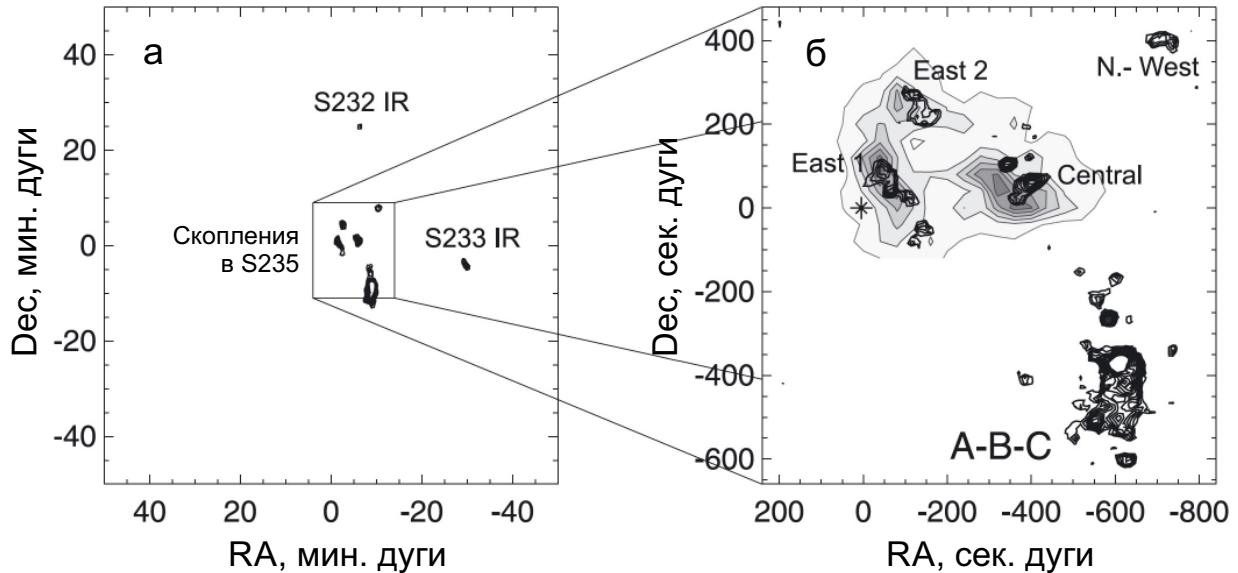


Рис. 4.10. (а)Карты поверхностной плотности числа звезд по данным PSC 2MASS в окрестностях комплекса звездообразования Sh2-235. Начало системы координат соответствует экваториальным координатам на эпоху J2000.0 RA= $05^h41^m33.80^s$ , Dec= $+35^\circ48'27.00''$ . Карта построена методом KDE с полушириной кернела 1 угловая минута и шагом сетки 0.5 угловой минуты. Изолинии плотности проведены от 13 до 31 (мин.дуги) $^{-2}$  с шагом 2(мин.дуги) $^{-2}$ . (б) Карта эмиссии CS(2-1) и распределение звездной плотности в ближайшей окрестности Sh2-235. Начало системы координат такое же, как в (а). Карта построена методом KDE с полушириной кернела 0.4 угловой минуты и шагом сетки 0.2 угловой минуты. Изолинии плотности проведены от 20 до 56 (мин.дуги) $^{-2}$  с шагом 4(мин.дуги) $^{-2}$ . Слабые вариации плотности в области поля не показаны. Звездочкой показано положение источника IRAS 05382+3547.

относительно бедное и не выделяется среди случайных флюктуаций источников поля 2MASS.

Таким образом, анализ, проведенный в работе [236], позволил обнаружить два неизвестных ранее относительно бедных скопления S235North-West и S232IR (Рис.4.10а). Несмотря на тщательное исследование, другие скопления в области  $100 \times 100$  минут дуги вокруг G174+2.5 не были обнаружены. Следует отметить, что пять из семи ярких скоплений расположены в непосредственной близости Sh2-235, в пределах круга с радиусом 10 угловых минут. Таким образом, Sh2-235 можно рассматривать как центр образования молодых скоплений во всем гигантском молекулярном облаке G174+2.5.

Ближайшие окрестности Sh2-235 были исследованы с более высоким разрешением. Изолинии распределения звездной плотности, наложенные на карту эмиссии молекулы CS(2-1), показаны на Рис.4.10б. На этом рисунке хорошо видно, что скопления S235 East1, East2, Central, North-West и A-B-C имеют сложную структуру и состоят из субскоплений; также, имеются небольшие группы-спутники вблизи этих скоплений. Существование субскоплений рассматривалось в работе [223] как характерная особенность молодых звездных скоплений, возраст которых меньше чем одно динамическое время (время пересечения звездой скопления). Карта эмиссии молекулы CS в линии CS(2-1) покрывает область, содержащую три молодых скопления: S235 East1, East2 и Central. Положение молекулярных сгустков на этой карте коррелирует с этими скоплениями, это подтверждает вывод, основанный на величине поглощения света в этом направлении, что эти скопления все еще погружены в плотное вещество родительского облака. Самые плотные части каждого скопления проецируются на плотные молекулярные сгустки. Можно отметить также некоторое смещение эмиссионных пиков CS(2-1) относительно максимумов звездной плотности в скоплениях East2 и Central. Таким образом, результаты звездных подсчетов и их срав-

нение с картой эмиссии молекулы CS показывает, что молодые звездные скопления, связанные с плотными сгустками вещества родительского облака, погружены в молекулярную структуру, имеющую форму оболочки вокруг области ионизованного водорода Sh2-235.

В работе [236] соавторы соискателя исследовали также кинематику газа в области Sh2-235. На основе этого исследования были выделены три основных компонента молекулярного газа. Первый компонент — это первичный невозмущенный газ гигантского молекулярного облака. Второй компонент — это газ, вовлеченный в движение расширением области ионизованного водорода (газ, в котором образовались молодые погруженные скопления). Третий компонент — это быстро движущийся газ, который ускоряется звездным ветром от этих молодых скоплений. В работе был сделан вывод, что клочковатая структура молекулярного газа и его кинематика вокруг области НII допускает, по крайней мере, два возможных сценария для индуцированного звездообразования вокруг Sh2-235: сценарий «сгребания-и-сжатия» ('collect-and-collapse') и сжатие ударной волной плотных сгустков газа, уже существовавших в молекулярном облаке.

Большая работа по анализу звездной составляющей комплекса звездообразования G174+2.5 и сопоставлению номенклатуры звездных скоплений в этой области была проделана Камарго, Бонатто и Бика в работе [240]. В частности, в этой работе показано, что скопление S235North-West [236] практически одновременно (и независимо) было обнаружено в работе [241], где фигурирует под названием Koposov 7. Но еще раньше это скопление было обнаружено в обзоре [242], где получило название FSR 784.

### **4.3. Обсуждение и выводы**

В Главе 4 приведены результаты исследования молодых звездных скоплений в Большом Магеллановом Облаке и в нашей Галактике. В случае скопления NGC 2070 в БМО мы имеем дело с ближайшей к Солнеч-

ной системе областью взрывного звездообразования ('star-burst'). Интерес к этому скоплению у соискателя был вызван тем обстоятельством, что распределение звезд в гало скопления NGC 2070 по данным Паркера [218] показало неоднородности в виде дуг (или оболочек), совпадающих с положением газовых волокон туманности Тарантул. Выделенные соискателем подгруппы (или субскопления) в гало NGC 2070 показывают возможное различие в возрасте по нижней точке поворота главной последовательности, хотя какой-либо градиент возраста обнаружить не удалось. Наличие большого количества подгрупп в гало NGC 2070 приводит к тому, что радиальные профили плотности скопления, построенные для различных направлений от центра скопления, показывают значительные неоднородности в виде ступенек и вторичных максимумов. Все это естественно объясняется малым возрастом скопления, значительно меньшим времени бурной релаксации. На основе этого был сделан вывод о том, что звезды подгрупп находятся вблизи мест своего рождения.

В качестве критики этих результатов можно упомянуть тот факт, что данные [218] были получены на небольшом (0.9-м) наземном телескопе. Возможно, что часть объектов, попавших в каталог [218], это яркие точки туманности, ошибочно отождествленные как звезды. Но, с другой стороны, подобные волокнообразные структуры из звезд заметны невооруженным глазом на изображениях центральной части скопления, полученных на Космическом Телескопе имени Хаббла. Пример такого изображения, взятого из открытых источников (<https://hubblesite.org/image/883/category/61-magellanic-clouds>), приведен на Рис.4.11. На этом рисунке на вставках в виде прямоугольников, показаны изображения, полученные с инфракрасной камерой NICMOS Телескопа имени Хаббла. На вставках хорошо видно, что внутри ближайших к центру скопления волокон туманности Тарантул имеется достаточно большое количество звезд, сгущения которых совпадают с волокнами туманности. Это является аргументом в пользу реальности

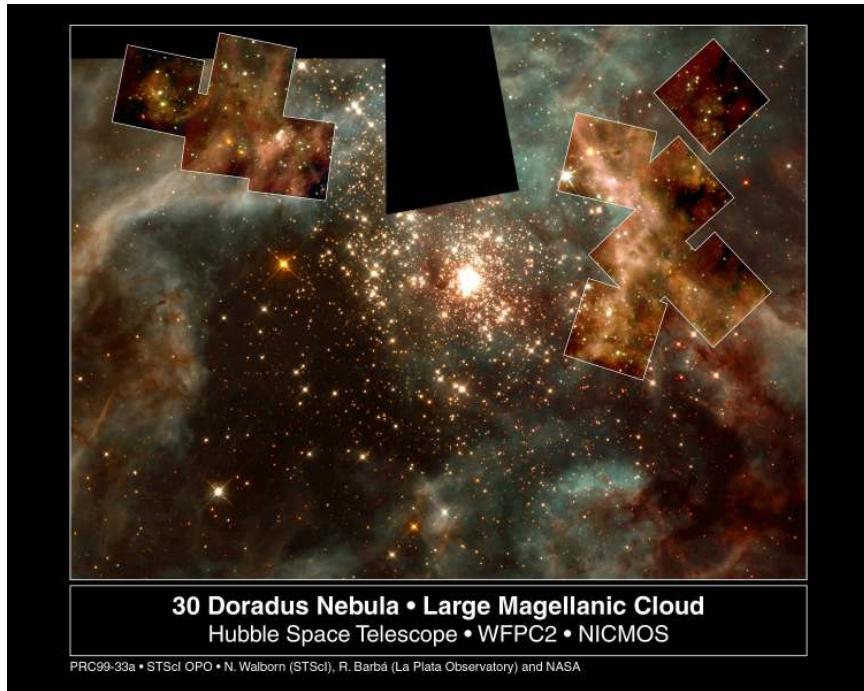


Рис. 4.11. Изображение центральной части скопления NGC 2070, полученное на Космическом Телескопе имени Хаббла (<https://hubblesite.org/image/883/category/61-magellanic-clouds>).

данных [218] и выводов, сделанных соискателем в работах [217, 226].

При исследовании распределения звезд в Галактической области звездообразования G174+2.5 был использован каталог точечных источников обзора 2MASS.

Анализ карт поверхностной плотности числа звезд, проведенный в работе [236], позволил обнаружить два неизвестных ранее относительно бедных скопления S235North-West и S232IR. Правда, впоследствии оказалось, что скопление S235North-West было открыто ранее в работе [242], где оно получило название FSR 784. Также, это скопление было независимо открыто в работе [241], там оно названо Koposov 7.

#### 4.4. Положения, выносимые на защиту

По результатам четвертой главы на защиту выносятся следующие положения:

- Обнаружено, что гало экстремально молодого звездного скопления NGC 2070 в Большом Магеллановом Облаке состоит из большого числа подгрупп, совпадающих с волокнами туманности Тарантул и имеющих форму дуг или оболочек. Исследовано распределение погруженных скоплений в области звездообразования G174+2.5, обнаружено неизвестное ранее скопление S232IR, расположенное на западной стороне области ионизованного водорода Sh2-232.

## Глава 5. Функции светимости, функции масс и оценки массы рассеянных звездных скоплений

В главе 5 рассмотрено получение функций светимости ( $\Phi C$ ) звездных скоплений с помощью метода KDE и получение функции масс ( $\Phi M$ ) по функции светимости и зависимости «масса-светимость». Приведены результаты построения функций светимости и функций масс нескольких рассеянных и шаровых скоплений. Показана возможность обнаружения сегрегации звезд по массе на основе  $\Phi M$  для ядра и короны скопления. Рассмотрен вопрос о влиянии неразрешенных двойных и кратных звезд в скоплении на оценку массы скопления по его  $\Phi M$ . Для рассеянного скопления NGC 4337 получены как «фотометрическая» оценка массы (с помощью  $\Phi M$ ), так и «динамические» оценки массы по дисперсии скоростей звезд в скоплении (полученной по измерениям лучевых скоростей звезд). Обсуждаются причины различия «фотометрической» и «динамических» оценок массы скопления.

Результаты исследований этой главы опубликованы в работах:

- Селезнев А. Ф. О методике оценивания функции масс и функции светимости звездного скопления // Астрономический журнал. — 1998. — Т. 75, № 2. — С. 180-187.
- Селезнев А. Ф., Карраро Д., Пиотто Дж., Розенберг А. Функция светимости скопления Palomar 1 – испытание новой методики // Астрономический журнал. — 2000. — Т. 77, № 1. — С. 15-20.
- Prisinzano L., Carraro G., Piotto G., Seleznev A. F., Stetson P. B., Saviane I. Luminosity and mass function of galactic open clusters I. NGC 4815 // Astronomy and Astrophysics. — 2001. — Vol. 369. — P. 851-861.

- Seleznev A. F. Kernel density estimation in the study of star clusters // Baltic Astronomy — 2016. — Vol. 25, Is. 3. — P. 267-274.
- Seleznev A. F., Capuzzo Dolcetta R., Carraro G. The Galactic star cluster NGC 4337: estimates of its photometric and dynamical mass // Memorie della Societa Astronomica Italiana — 2016. — Vol. 87. — P. 699-700.
- Seleznev A. F., Carraro G., Capuzzo Dolcetta R., Monaco L., Baume G. On the mass of the Galactic star cluster NGC 4337 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society — 2017. — Vol. 467, Is. 3. — P. 2517-2528.
- Yeh F. C., Carraro G., Montalto M., Seleznev A. F. Ruprecht 147: A Paradigm of Dissolving Star Cluster // The Astronomical Journal — 2019. — Vol. 157, Is. 3, article id. 115.
- Borodina O. I., Seleznev A. F., Carraro G., Danilov V. M. Unresolved Binaries and Galactic Clusters' Mass Estimates // The Astrophysical Journal — 2019. — Vol. 874, Is. 2, article id. 127.
- Seleznev A. F., Danilov V. M., Carraro G. Investigation of the nearby open clusters with Gaia DR2 data // Star Clusters: From the Milky Way to the Early Universe Proceedings IAU Symposium No.351, Cambridge Univ. Press. — 2020. — P. 502-506.
- Danilov V. M., Seleznev A. F. On the motion of stars in the Pleiades according to Gaia DR2 data // Astrophysical Bulletin — 2020. — Vol. 75, No. 4. — P. 407-424.
- Borodina O. I., Carraro G., Seleznev A. F., Danilov V. M. Unresolved multiple stars and Galactic clusters' mass estimate // The Astrophysical Journal — 2021. — Vol. 908, Is. 1, article id. 60.

### 5.1. Функции светимости рассеянных звездных скоплений

Получение функций светимости звездных скоплений — это пример статистического подхода к исследованию звездного состава скоплений, когда функция распределения получается в результате сравнения площадки, содержащей скопление, и одной или нескольких площадок сравнения. Функция светимости — это функция распределения звезд по абсолютным звездным величинам. Первый шаг на пути получения ФС звездного скопления — это получение его функции блеска (ФБ), функции распределения звезд по видимым звездным величинам. Причина в том, что для площадки сравнения построить функцию светимости невозможно, так как неизвестны расстояния и значения полного поглощения света для звезд фона. Функция светимости скопления получается из его функции блеска сдвигом оси абсолют на величину видимого модуля расстояния скопления (сумма истинного модуля расстояния и полного поглощения света в рассматриваемой полосе спектра).

Функции светимости и получаемые из них функции масс (смотри ниже) играют важную роль в астрофизике. Во-первых, они дают представление о распределении звезд по абсолютным звездным величинам и массам, что необходимо знать, например, для численного моделирования в рамках задачи N тел. Во-вторых, получение ФС и ФМ — это первый шаг для построения начальной функции масс (НФМ) скоплений, а НФМ дает очень важную информацию о звездообразовании, об условиях формирования скоплений.

Вопросы получения функций блеска и функций светимости звездных скоплений подробно рассмотрены в книге А.Е.Василевского [90]. В этой книге для построения функций распределения используется метод гистограмм. В качестве примера использования этой методики можно привести исследование рассеянного звездного скопления NGC 1960 в работе [243].

Метод гистограмм обладает рядом недостатков. Часть из них уже рассматривалась выше в разделе 1.1.1. Это наличие «ошибки интервала» и то, что получаемая оценка не является непрерывной и дифференцируемой функцией. Кроме того, оценка функции распределения, получаемая методом гистограмм зависит от двух параметров — ширины интервала и начальной точки. Метод KDE свободен от этих недостатков, а получаемая оценка функции распределения зависит только от одного параметра — полуширины кернела.

Использовать для получения функций блеска и функций светимости метод KDE было предложено в работе автора [244]. В работе [245] этот метод был применен для получения функции светимости шарового скопления Palomar 1.

В работе [244] соискатель исследовал возможность использования метода KDE с фиксированным и адаптивным ядром (смотри выше в разделе 1.1.2) для оценивания функции светимости и функции масс звездного скопления. В этой работе были рассмотрены три модели скопления, содержащие каждая по 1000 звезд:

- функция масс Солпитера без сегрегации звезд по массе;
- функция масс Солпитера с сегрегацией звезд по массе;
- функция масс с отсутствием звезд менее массивных, чем  $0.2\text{-}0.25 M_{\odot}$  ('low-mass cutoff') и с сегрегацией звезд по массе.

Оба метода дают приемлемую оценку  $\Phi M$ , даже в том случае, когда применяются к небольшой «наблюдаемой» области, при условии, что выборка содержит не менее  $\sim 60$  звезд. Метод KDE с адаптивным ядром лучше подходит для анализа слабых крыльев функции распределения. В рассматриваемом случае, адаптивный метод лучше воспроизводит функцию светимости модели в области массивных звезд.

Особенности функции масс, такие как «обрезание» маломассивных звезд, могут быть обнаружены независимо от положения «наблюдаемой» области. Методы KDE не требуют группировки точек данных по интервалам ('binning', как в случае метода гистограмм) и потому позволяют обнаруживать мелкомасштабные особенности распределения звезд по массе или по звездной величине. Использование методов KDE позволяет обнаруживать сегрегацию звезд по массе при «сканировании» скопления «окном» малого размера, при условии, что в «окно» попадает не менее  $\sim 60$  звезд. Таким образом, нет необходимости изучать скопление целиком для получения его ФС или ФМ. Достаточно изучить несколько областей относительного небольшого размера, расположенных на разных расстояниях от центра скопления.

В [244] была также предложена версия алгоритма KDE для получения ФС в случае реальных наблюдений в присутствии звезд поля. Статистическое вычитание звезд поля осуществляется при сравнении площадок, расположенных внутри области скопления, с несколькими площадками сравнения в области вокруг скопления (все площадки должны иметь одинаковую площадь).

Первым объектом, к которому была применена новая методика построения функции блеска, стало шаровое скопление Palomar 1 [245]. Это слабое и очень бедно населенное шаровое скопление. Оно было классифицировано как шаровое, в первую очередь, благодаря своему положению в Галактике — его Галактоцентрическое расстояние равно 20.3 кпк, а высота над плоскостью галактики — 4.5 кпк. Розенберг с соавторами [246] включили Palomar 1 в небольшую группу относительно молодых шаровых скоплений (его возраст от 6.3 до 8 миллиардов лет, что делает его самым молодым шаровым скоплением Галактики) с металличностью  $[Fe/H] \approx -0.6$ , в которую входят также скопления Palomar 12, Rup 106, Arp 2, Terzan 7 и IC 4499.

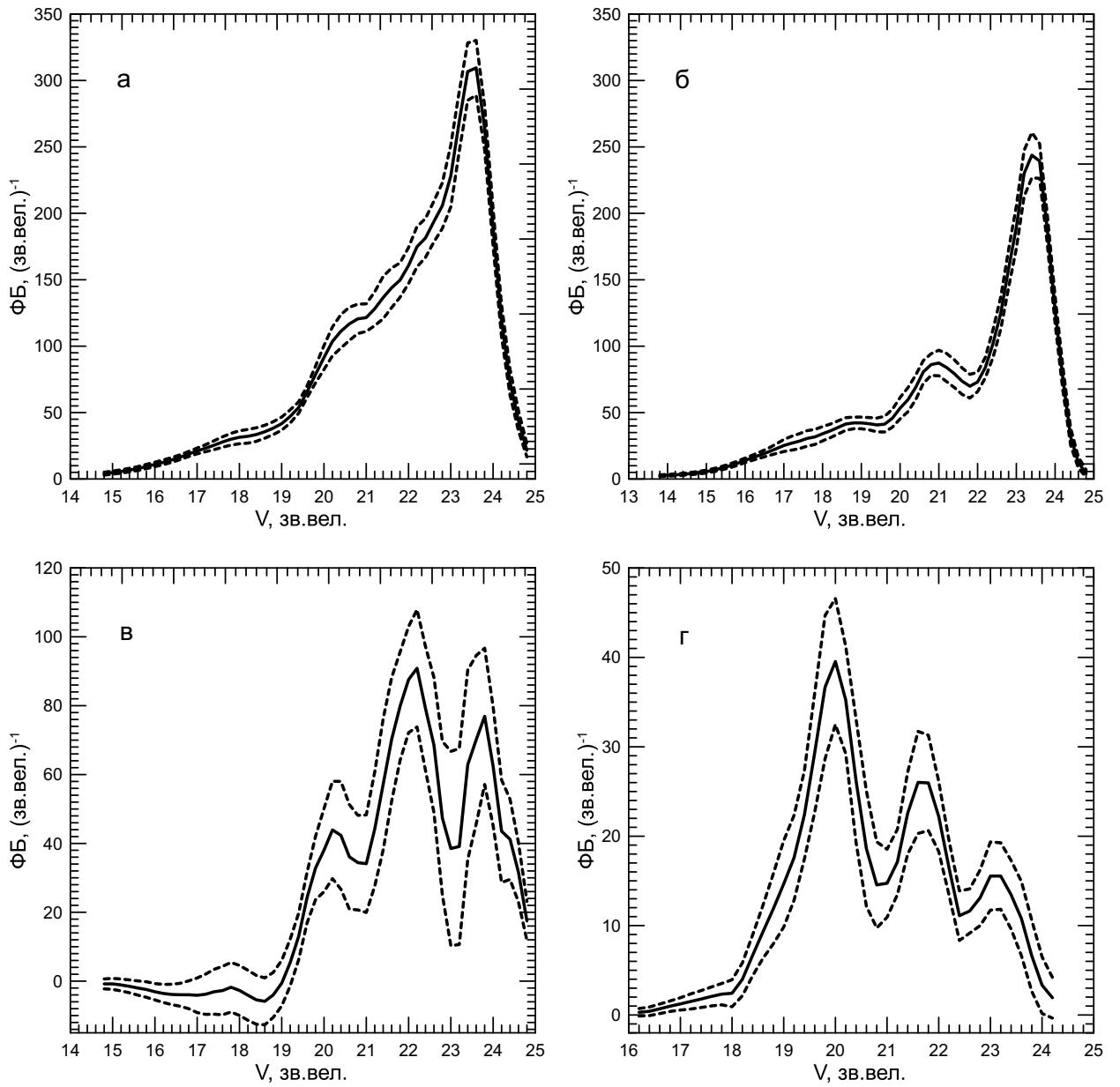


Рис. 5.1. Оценка функции блеска скопления Palomar 1 в полосе V. (а) — ФБ в кольце с  $r \in (30''; 270'')$  в площадке скопления. Оценка ФБ получена методом KDE с аддитивным квадратичным ядром (ядро Епанечникова) с полушириной 0.3 звездной величины. (б) — ФБ в кольце такого же размера в площадке сравнения. Использован KDE с теми же параметрами. (в) — ФБ для гало скопления Palomar 1 (внутри кольца; вычтена ФБ для площадки сравнения). (г) — ФБ для ядра скопления Palomar 1 (вычтена ФБ для площадки сравнения). Сплошная черная линия — оценка функции блеска, пунктирная линия — доверительный интервал шириной  $2\sigma$ .

Наблюдательные данные для исследования были получены в ноябре 1994 года на 2.5-м телескопе имени Исаака Ньютона в обсерватории на острове Ла Пальма. Каталог включает в себя прямоугольные координаты (в минутах дуги) и звездные величины в полосах V и I для 1540 звезд в площадке скопления и для 1251 звезды в близлежащем участке поля, очень незначительно (на 1 угловую секунду) перекрывающимся с площадкой скопления. Размер площадки составляет примерно  $10.4 \times 11.2$  квадратных угловых минут. Согласно [247], предельный радиус скопления Palomar 1 равен 19.9 пк или 5 угловых минут. Поэтому, скопление целиком укладывается в центральную площадку.

Функции блеска скопления Palomar 1 были получены для областей, имеющих разный размер и форму. Во-первых, оценка ФБ была получена для круга с радиусом 30 угловых секунд с центром, совпадающим с центром скопления. В качестве площадок сравнения были использованы пять кругов такого же размера в близлежащем участке поля. Во-вторых, ФБ была оценена в кольце с  $r \in (30''; 270'')$  в площадке скопления. Кольцо такого же размера в близлежащем участке поля было использовано как площадка сравнения. Эти области соответствуют приблизительно ядру и гало скопления. Полученные функции блеска для полосы V показаны на Рис.5.1, для полосы I — на Рис.5.2. Доверительный интервал строился методом ‘smoothed bootstrap’ (смотри выше в разделе 1.1.2). В [245] показано, что учет звезд фона очень мало сказывается на оценке ФБ для области ядра скопления.

В работе [245] оценивается влияние полуширины ядра  $h$  на ширину доверительного интервала. С этой целью оценки ФБ строились для значений полуширины ядра 0.1, 0.2, ..., 0.7. Оказалось, что максимальное значение дисперсии ‘bootstrap’-оценки (полуширины доверительного интервала) монотонно убывает с ростом  $h$ ; при этом степень сглаживания получаемой оценки ФБ сильно возрастает. Это несколько противоречит книге Сильвер-

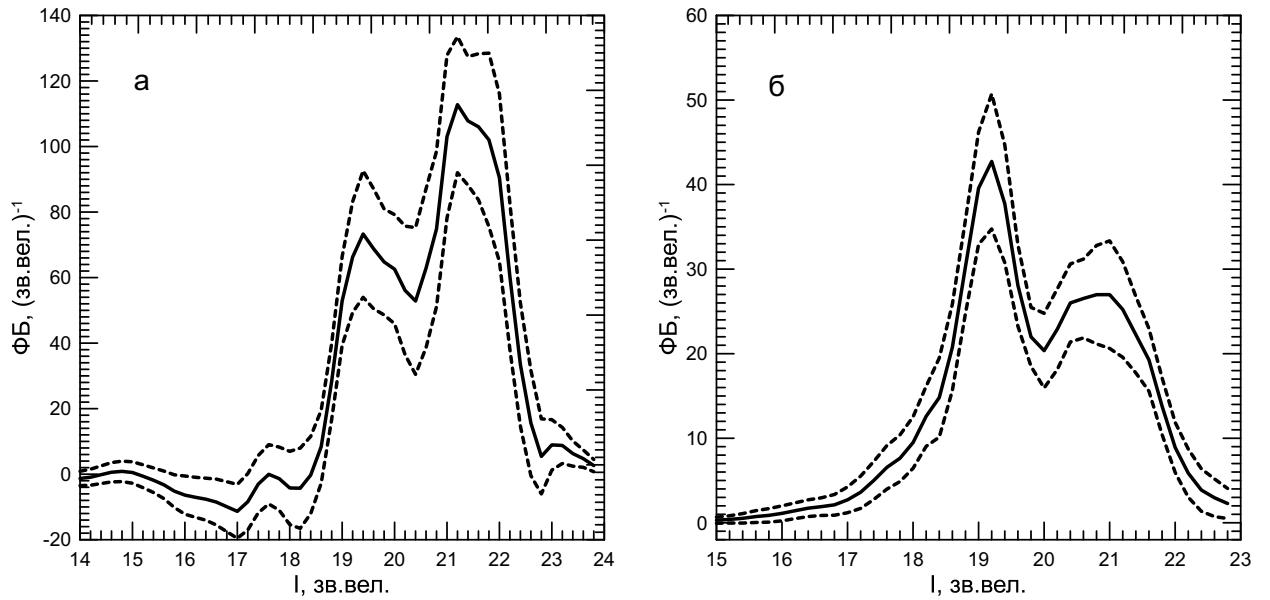


Рис. 5.2. Оценка функции блеска скопления Palomar 1 в полосе I. (а) ФБ для гало скопления Palomar 1 (внутри кольца; вычтена ФБ для площадки сравнения). (б) ФБ для ядра скопления Palomar 1 (вычтена ФБ для площадки сравнения). Параметры KDE и обозначения такие же, как на Рис.5.1.

мана [95], где приводятся формулы для расчета оптимального параметра  $h$  из условия минимума интегральной погрешности получаемой оценки плотности распределения. В случае оценивания ФБ минимум не был найден. При этом оказалось, что достоверность деталей ФБ имеет максимум при  $h = 0.2$ . В качестве меры достоверности использовалось отношение разности «второй максимум ФБ минус первый минимум ФБ» к максимальному значению дисперсии ‘bootstrap’-оценки (к максимальной полуширине доверительного интервала).

Из сравнения ФБ для скопления Palomar 1 в полосах V и I можно сделать следующие выводы.

Во-первых, ФБ для ядра скопления (Рис.5.1г) в полосе V имеет два минимума, а в полосе I — только один (Рис.5.2б). Первый минимум ФБ в полосе V соответствует примерно  $V \approx 21$  звездной величине, этот минимум хорошо заметен на диаграмме «звездная величина–показатель цвета» для области ядра скопления [245]. Достоверность этого минимума составляет

примерно 93%. Второй минимум соответствует примерно  $V \approx 22.5 - 23$  звездной величине. Он выражен слабее, но и для него достоверность велика.

Во-вторых, сравнение ФБ для области ядра и области гало скопления показывает, что ядро содержит относительно большую долю более ярких звезд. Так как почти вся ФБ приходится на главную последовательность на диаграмме «звездная величина–показатель цвета» скопления [245], это свидетельствует о реальной сегрегации звезд скопления по массе.

Область сравнения содержит большую долю более ярких звезд, чем область скопления. Это объясняет то, что ФБ скопления имеет отрицательные значения в интервалах  $V \in [14.8; 19]$  звездных величин и  $I \in [14; 18.4]$  звездных величин.

Обрыв ФБ скопления в области слабых звезд вызван возрастающей неполнотой данных с приближением к предельной величине. Это подтверждается тем, что ФБ для области скопления и для области сравнения ведут себя одинаково в области слабых звезд (Рис.5.1а,б).

В работе [248] такая же методика использована для получения функции блеска рассеянного скопления NGC 4815. Фотометрические наблюдения в полосах V и I были проведены на телескопе NTT Европейской Южной Обсерватории в апреле 1999 года. Данные были получены для площадки скопления и для четырех площадок сравнения размером  $9.2 \times 9.2$  квадратных угловых минуты; площадки сравнения расположены к северу, югу, востоку и западу от площадки скопления.

С помощью стандартного эксперимента по добавлению искусственных звезд [249] была оценена полнота выборки. Функция блеска строилась только для тех величин, для которых отношение количества обнаруженных искусственных звезд к их полному количеству составляло 50% или больше. Этот порог соответствует звездной величине  $V=24$ .

С целью определения размеров скопления были проведены звездные

подсчеты до разных предельных звездных величин по методу Данилова, Маткина и Пыльской [91]. Они подробно описаны в статье [248]. Оказалось, что скопление не отличается значимо от площадок сравнения при  $V=21$  в смысле методики [91]. Звездные подсчеты до предельной величины  $V=19$  дали оценку радиуса скопления  $3.6 \pm 0.3$  угловой минуты. Это значительно меньше величины радиуса скопления в 4.6 угловой минуты, полученной в работе [250]. К сожалению, размер площадки скопления слишком мал для того, чтобы получить надежную оценку радиуса скопления. Возможно, оценка  $3.6 \pm 0.3$  угловой минуты соответствует только ядру скопления. Это косвенно подтверждается тем, что площадка скопления содержит намного больше звезд, чем любая из площадок сравнения [248]. Этот избыток числа звезд получается из-за очень большого числа слабых звезд на периферии площадки скопления. Звездные подсчеты, проведенные в [248], не дают ответа на вопрос, действительно ли радиус скопления равен 3.6 угловой минуты, или слабые звезды на его периферии принадлежат к скоплению и формируют его гало.

Для построения функции блеска отбирались звезды вдоль главной последовательности скопления на диаграмме  $V, V-I$ , заключенные между линиями  $V = 6.8(V-I) + 12$  и  $V = 6.8(V-I) + 3.84$  (см. Рис.1 из [248]). Для построения ФБ использовался адаптивный метод KDE с ядром Епанечникова (квадратичным) и начальной полушириной ядра  $h = 0.3$  звездной величины, а также стандартный метод гистограмм с шириной интервала 0.5 звездной величины. Полученные ФБ показаны на Рис.5.3.

Для каждой площадки функция блеска исправлялась за неполноту данных в соответствии с результатами эксперимента с добавлением искусственных звезд. Функция блеска скопления определялась по следующей формуле:

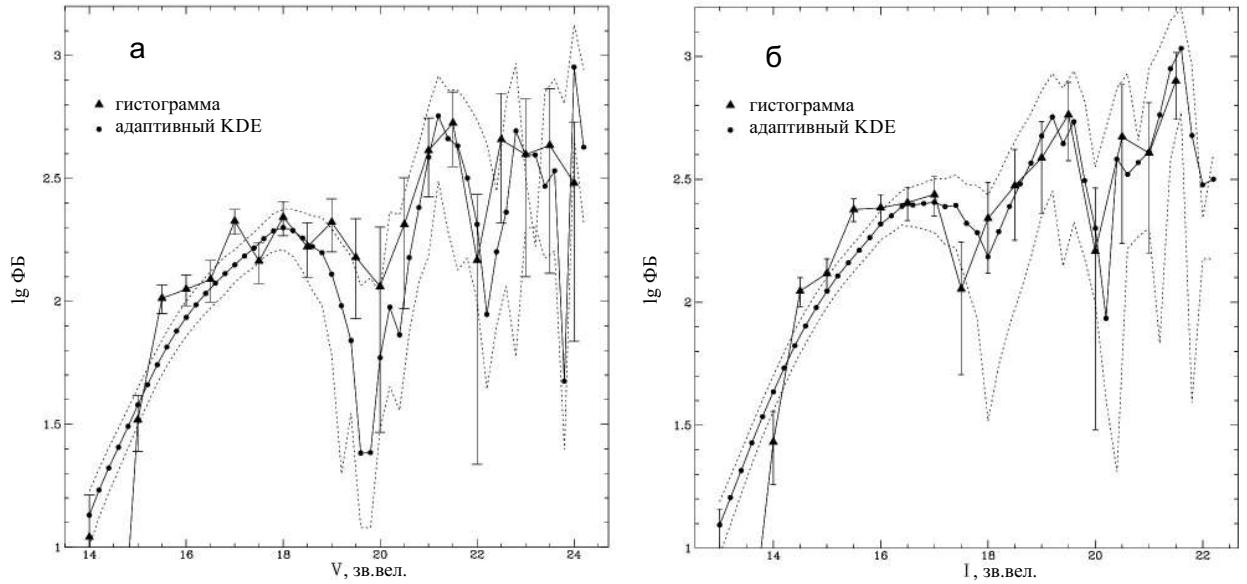


Рис. 5.3. Оценки функции блеска скопления NGC 4815. (а) в полосе V (средняя ФБ по площадкам сравнения вычтена). (б) в полосе I (средняя ФБ по площадкам сравнения вычтена). Кружки — оценка ФБ методом аддитивного KDE с квадратичным ядром и начальной полушириной  $h = 0.3$  звездной величины. Треугольники — оценка ФБ методом гистограммы с шириной интервала 0.5 звездной величины. Пунктирная линия — доверительный интервал шириной  $2\sigma$ .

$$\varphi(V) = \varphi_0(V) - \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k \varphi_i(V), \quad (5.1)$$

где  $i = 0$  соответствует площадке скопления, а  $i = 1, 2, 3, \dots$  соответствует площадкам сравнения.

Необходимо отметить большую неопределенность получаемых оценок функции блеска NGC 4815 ниже  $V=21$  ( $I \sim 19$ ) звездной величины. Причина этого — в больших флюктуациях плотности звезд фона. ФБ, полученные разными методами, достаточно близки друг к другу благодаря большому объему выборки. Отметим также, что функция блеска при  $V > 20$  ( $I > 18$ ) звездных величин определяется периферией площадки скопления (смотри выше). Функции блеска NGC 4815 были использованы для получения оценок функции масс этого скопления (смотри ниже).

## 5.2. Функции масс рассеянных звездных скоплений

Под функцией масс здесь и далее будем понимать функцию

$$\psi(m) = \frac{dn}{dm}, \quad \int_{m_1}^{m_2} \psi(m) dm = N, \quad (5.2)$$

где  $m$  — масса звезды и  $N$  — число звезд скопления в интервале значений массы  $[m_1; m_2]$ . Это отклонение от исторически принятой терминологии (см. обзор в [252]); эту функцию традиционно называют спектром масс, а функцией масс называют распределение на единичный логарифмический интервал массы  $\psi(\lg m) = \frac{dn}{d\lg m}$ . Но эти функции связаны между собой простым соотношением  $\psi(\lg m) = m \cdot \ln 10 \cdot \psi(m)$  [252]. Так как  $\psi(m)$  называется функцией масс в статьях соискателя, то эта терминология сохранена и в настоящей работе. Масса скопления в интервале масс  $[m_1; m_2]$  определяется как

$$\int_{m_1}^{m_2} \psi(m) m dm = M. \quad (5.3)$$

Аналогично, функция блеска может быть записана как

$$\varphi(G) = \frac{dn}{dG}, \quad \int_{G_1}^{G_2} \varphi(G) dG = N. \quad (5.4)$$

Здесь  $G$  — видимая звездная величина в основной полосе каталогов космической миссии Gaia. Если диапазон масс соответствует диапазону звездных величин, то число звезд скопления в выражениях (5.2) и (5.4) должно быть одинаковым.

Пусть  $m = m(G)$  — соотношение «масса звезды — звездная величина».

Тогда, мы можем записать:

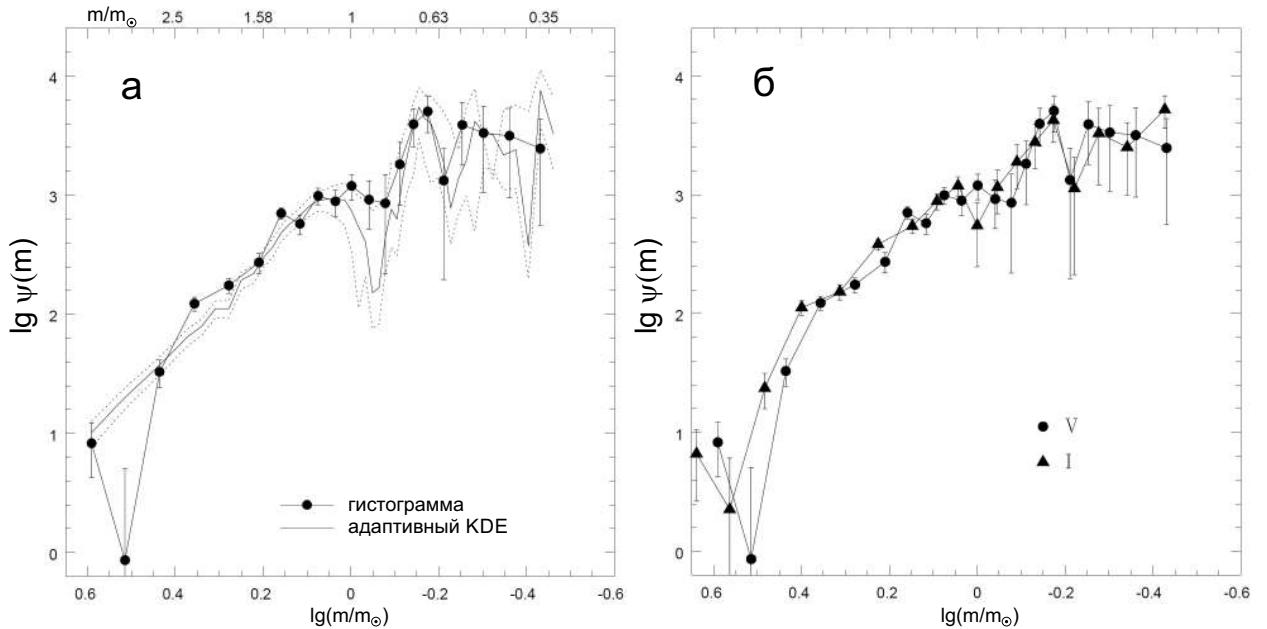


Рис. 5.4. Оценки функции масс скопления NGC 4815. (а) По функции блеска в полосе V. Сплошная линия без значков — по ФБ, построенной методом адаптивного KDE. Пунктирная линия — доверительный интервал шириной  $2\sigma$ . Сплошная линия с точками — оценка ФМ по ФБ, построенной методом гистограмм. (б) Сравнение ФМ, полученных по ФБ в полосе V и в полосе I, построенных методом гистограмм.

$$dm = \frac{dm}{dG} \cdot dG \equiv m'_G \cdot dG, \text{ и} \quad (5.5)$$

$$\psi(m) = \frac{dn}{dm} = \frac{dn}{|m'_G| \cdot dG} = \frac{\varphi(G)}{|m'_G|}. \quad (5.6)$$

Функция масс рассеянного скопления NGC 4815 была получена с помощью соотношения «масса – абсолютная звездная величина» из таблиц теоретических изохрон [251]. Модуль расстояния и избыток цвета, полученные из совмещения диаграммы «звездная величина–показатель цвета» скопления с изохроной согласуются, в пределах ошибок, со значениями, полученными в [250]. При переходе от видимых величин к абсолютным использовались значения избытка цвета  $E(B - V) = 0.70$  и видимого модуля расстояния  $(V - M_V) = 14.10$ . Для полосы I был вычислен видимый модуль расстояния  $(I - M_I) = 13.20$ .

На Рис.5.4а показаны ФМ скопления NGC 4815, полученные по ФБ, построенным методом адаптивного KDE и методом гистограмм. Обе ФМ хорошо совпадают друг с другом. Также хорошо согласуются ФМ, полученные по ФБ в полосах V и I (Рис.5.4б).

На Рис.5.4а заметен минимум ФМ в районе  $m \simeq 0.9M_{\odot}$ . Этот минимум является следствием минимумов функции блеска при  $V \simeq 19.5 - 20$  и  $I \simeq 17.5 - 18$  звездных величин (Рис.5.3). Для определения значимости этого минимума ФМ была использована оценка ФМ, полученная по ФБ, построенной методом адаптивного KDE, так как этот метод чувствительнее к особенностям ФБ (ФС) и ФМ, чем метод гистограмм. В качестве меры значимости этого минимума было использовано отношение глубины минимума относительно среднего сглаженного уровня ФМ к дисперсии оценки ФМ в районе этого минимума. Было получено значение отношения 1.98, что соответствует вероятности реальности минимума 95%.

Интегрированием функции масс была получена оценка массы скопления:  $1620 \pm 690M_{\odot}$  для ФБ по методу KDE и  $1820 \pm 650M_{\odot}$  для ФБ по методу гистограмм. Эти оценки массы относятся ко всей центральной площадке (площадке скопления). К сожалению, очень трудно сказать, какую часть полной массы скопления составляют эти оценки. Во-первых, нам неизвестен точный размер скопления. Во-вторых, мы не знаем содержание слабых звезд в скоплении. Ошибка оценки массы получена при интегрировании верхней и нижней границ доверительного интервала.

Полученная функция масс не может быть аппроксимирована одной степенной функцией. В интервале масс  $m/m_{\odot} \in [0.8; 2.5]$  ФМ воспроизводится степенным законом  $\sim m^{-\alpha}$  с показателем степени  $\alpha = 3.1 \pm 0.3$  (начальная функция масс Солпитера в этих обозначениях имеет  $\alpha = 2.35$ ). В этом же диапазоне масс наклон ФМ, полученной по ФБ в полосе I, равен  $\alpha = 2.9 \pm 0.3$ . Для звезд с массой  $m < 0.8m_{\odot}$  функция масс гораздо более плоская:  $\alpha = -0.68 \pm 0.49$ .

Уменьшение показателя степени в области малых масс может быть вызвано двумя причинами. Во-первых, как уже говорилось выше, скопление перестает значимо отличаться от фона при  $V > 21$  звездной величины. Это вызвано, прежде всего, крупномасштабными неоднородностями плотности звезд фона (смотри также [92]). Поэтому, маломассивные звезды теряются на богатом неоднородном фоне звезд поля. Следствием этого является, также, то, что данные о «маломассивной» части ФМ менее надежны. Во-вторых, динамическая эволюция скопления приводит к усиленной потере маломассивных звезд скопления, как в результате столкновительной релаксации, так и в результате взаимодействия скопления с молекулярными облаками в диске Галактики.

В работе [248] наклон ФМ скопления NGC 4815 сравнивается с наклоном ФМ других скоплений разного возраста, полученным по ФБ и ФС из литературы. При этом делается вывод, что начальная функция масс не зависит сильно от металличности, звездной плотности и от галактоцентрического расстояния скопления.

В работе [131] для рассеянного скопления Ruprecht 147 функция блеска и функция масс были получены на основе выборки из 3739 звезд (см. раздел 2.3). Функция блеска Ruprecht 147 была получена с помощью KDE, следуя методике, описанной в предыдущем разделе [244, 245]. Были получены две функции блеска. Одна ( $\varphi_1$ ) для площадки скопления (круг с радиусом  $R_c = 446$  угловых минут), а другая ( $\varphi_2$ ) — для кольца вокруг скопления, площадь которого равна площади круга скопления. Функция блеска скопления была получена как разность этих двух функций:  $\varphi(G) = \varphi_1(G) - \varphi_2(G)$ . Соответствующая этой ФБ функция масс была получена с помощью соотношения (5.6). Необходимое для этого соотношение  $m = m(G)$  было получено с помощью таблицы изохроны соответствующего возраста (<http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd>, [106]), а его производная  $m'_G$  — с помощью формул численного дифференцирования полинома наилуч-

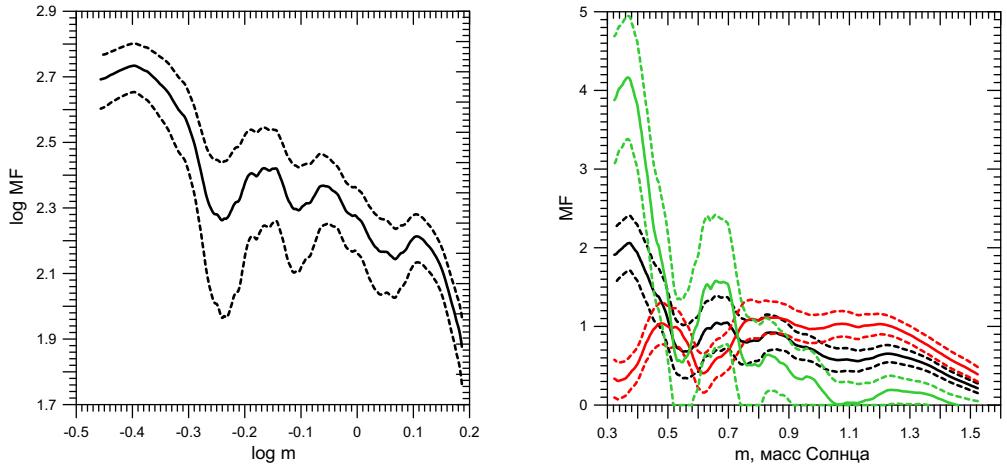


Рис. 5.5. Функция масс скопления Ruprecht 147 (сплошная черная линия), ядра скопления (сплошная красная линия), короны скопления (сплошная зеленая линия). Во всех случаях доверительный интервал шириной  $\pm 1\sigma$  показан штриховой линией. Слева: функция масс, нормированная на число звезд скопления. Справа: функции масс, нормированные на 1.

шего среднеквадратичного приближения из [93] и с помощью процедуры получения кубического сплайна из [130] (при которой определяются первая и вторая производная для аппроксимируемой функции). ФМ для скопления Ruprecht 147 показана на левой панели Рис. 5.5. Диапазон масс соответствует звездам с  $G \in [9.76; 18.0]$ . Яркие преволюционировавшие звезды скопления были исключены из-за того, что для них не удается получить  $m'_G$  из-за сложного для дифференцирования вида функции  $m = m(G)$ .

На правой панели Рис. 5.5 показаны функции масс для всего скопления (черные линии), для ядра скопления (красные линии) и для короны скопления (зеленые линии), нормированные на единицу. Этот рисунок наглядно показывает наличие развитой сегрегации звезд скопления по массам — ядро скопления имеет значимый дефицит мало-массивных звезд в сравнении с его короной.

Масса скопления была получена интегрированием функции масс. Количество звезд в диапазоне звездных величин  $G \in [7.0; 9.76]$  было получено при интегрировании функции светимости скопления и его ядра в этом диапазоне звездных величин. Это количество было получено равным  $18 \pm 7$

для всего скопления (ядро и корона) и  $19 \pm 6$  для ядра скопления. Фактически, это означает, что все яркие звезды расположены в ядре скопления. Средняя масса звезды в этом интервале звездных величин была оценена в 1.55 массы Солнца по той же таблице изохроны. Окончательно, для числа звезд скопления была получена оценка  $N = 280 \pm 66$  и для массы скопления —  $M = 234 \pm 52$  массы Солнца (ядро и корона скопления). Для ядра скопления (100 угловых минут) были получены оценки  $N_{core} = 159 \pm 32$  и  $M_{core} = 163 \pm 28$  масс Солнца. Эти оценки должны рассматриваться как нижние, так как мы не учитывали звезды слабее  $G = 18$ , невидимые остатки проеволюционировавших массивных звезд, а также наличие неразрешенных двойных и кратных звезд.

Для скопления Плеяды ФБ и ФМ были получены аналогично [138]. В качестве области сравнения при получении функции блеска было использовано кольцо с внутренним радиусом 10.9 градуса и с площадью, равной площади круга с радиусом 10.9 градуса. При этом использовалась полуширина кернела  $h = 1$  зв.вел. Аналогично были получены функции блеска для ядра и короны скопления. Функция блеска для всего скопления показана на Рис. 5.6а.

Функция светимости и соотношение «масса звезды – звездная величина» из таблиц изохрон [106] были использованы для получения функции масс по методике, описанной выше. ФМ получена на единичный интервал массы звезды и на единицу объема. ФМ для скопления в логарифмическом масштабе показана на рис.5.6б. На рис.5.6в показаны функции масс для ядра и короны скопления, нормированные на единицу. Видно, что относительное содержание звезд с  $m > 1m_{\odot}$  в короне меньше в сравнении с ядром скопления. В свою очередь, относительное содержание звезд с  $m < 0.4m_{\odot}$  в короне больше, чем в ядре скопления. В случае Плеяд, различие звездного состава между ядром и короной не такое сильное, как у скопления Rup 147, что объясняется меньшим возрастом Плеяд.

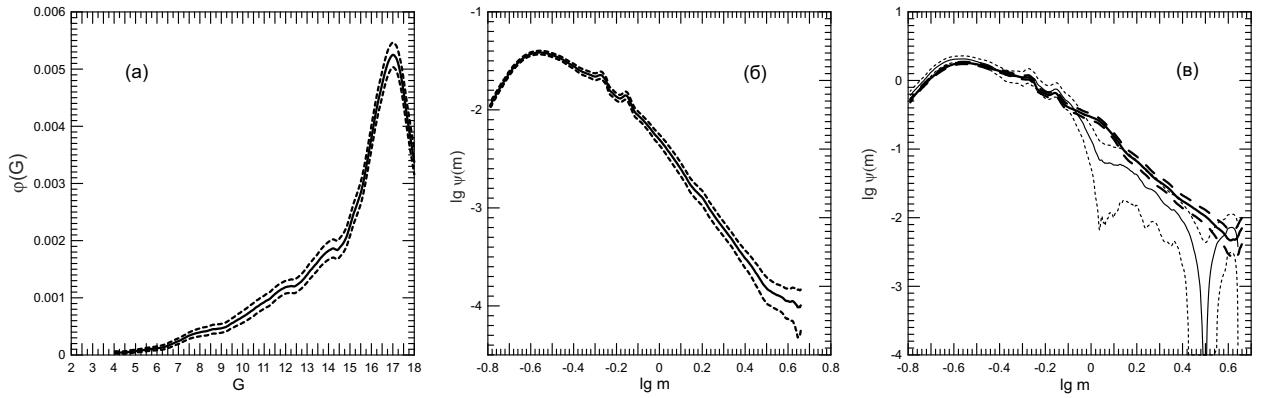


Рис. 5.6. Функция блеска (а) и функция масс скопления Плеяды. Пунктирные линии показывают доверительный интервал шириной  $\pm 1\sigma$ . ФБ приведена в единицах  $(\text{зв.вел.})^{-1} \text{пк}^{-3}$ . Масса звезды  $m$  дана в массах Солнца  $m_\odot$ , значения ФМ — в  $m_\odot^{-1} \text{пк}^{-3}$ . На панели (в) показаны функция масс для ядра скопления (толстые линии) и для короны (тонкие линии), нормированные на 1.

Интегрирование ФМ дает число звезд скопления и массу скопления  $N = 1542 \pm 121$ ,  $M_c = 855 \pm 104 m_\odot$  (для ядра скопления  $N_{core} = 1097 \pm 77$ ,  $M_{core} = 665 \pm 71 m_\odot$ ). Зависимость «масса звезды – звездная величина» по [106] может быть использована только для звезд с  $G \geq 4.0$  зв.вел., поэтому для 6 самых ярких звезд Плеяд оценка массы была получена через среднюю массу звезды  $\bar{m} = 4.66 m_\odot$ , полученную также по таблицам изохрон [106].

Мы оценили наклон ФМ скопления Плеяды. Для звезд с массой  $m > 1 m_\odot$  он оказался равным  $-2.89 \pm 0.03$ , а для звезд с массой  $m \in [0.5; 1] m_\odot$   $-2.20 \pm 0.04$ . В области ярких звезд наклон значительно больше, чем у начальной функции масс Солпитера (-2.35), но, тем не менее, оба значения вполне соответствуют начальной функции масс Крупы [109]. Необходимо отметить, что большой наклон ФМ Плеяд для ярких звезд получался и ранее  $-2.74 \pm 0.07$  [253] и  $-2.71 \pm 0.27$  [254].

Необходимо отметить критическую важность определения производной соотношения «масса звезды – звездная величина» для получения функции масс. Эта производная, полученная двумя разными способами, показа-

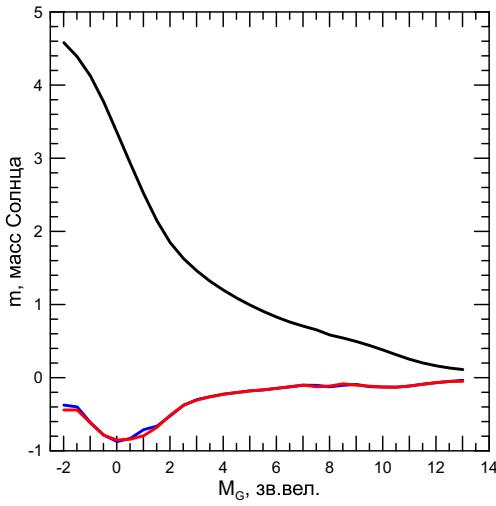


Рис. 5.7. Черная линия — соотношение «масса звезды – абсолютная звездная величина» из таблицы изохроны [106, 255]. Красная линия — производная этого соотношения в единицах  $m_\odot/(\text{зв.вел.})$ , полученная с помощью формул численного дифференцирования полинома наилучшего среднеквадратичного приближения из [93]. Синяя линия — производная, найденная с помощью процедуры получения кубического сплайна из [130].

на Рис.5.7. Автор отдает предпочтение способу дифференцирования полинома наилучшего среднеквадратичного приближения, так как при этом получается более гладкая оценка производной. При использовании процедуры сплайн-аппроксимации надо быть очень осторожным. Так, при использовании стандартной процедуры из библиотеки Python часто получается очень вариативная оценка искомой производной.

Еще одна проблема при получении функции масс описанным выше способом заключается в том, что при использовании соотношения «масса звезды – абсолютная звездная величина» из таблиц теоретических изохрон не удается оценить погрешность определения массы по звездной величине. Авторы изохрон [106] не публикуют величину ошибки используемого ими соотношения «масса – светимость». В результате ширина доверительного интервала ФМ оказывается несколько заниженной. Также заниженной оказывается ошибка значения массы скопления, получаемого при интегрировании функции масс.

В заключение этого раздела перечислим факторы, влияющие на вид

функции масс.

- Крупномасштабные флюктуации плотности звезд поля. Это неустранимый фактор. Но с ним связаны факторы, на которые можно повлиять. Это выбор площадок сравнения и правильное определение размеров скопления.
- Возрастающая неполнота данных при приближении к пределу каталога.
- Динамическая эволюция скопления. Уход звезд из скопления в результате диффузии в пространстве скоростей. Сближения скопления с массивными объектами диска Галактики (в первую очередь, с молекулярными облаками).
- Неразрешенные двойные и кратные звезды.

### **5.3. Рассеянное скопление NGC 4337, сравнение динамических и фотометрических оценок массы**

В работе [104] исследование рассеянного скопления NGC 4337 было проведено на основе фотометрических и спектроскопических данных.

Изображения скопления в полосах UBV<sub>I</sub> в площадке  $20 \times 20$  квадратных угловых минут были получены 21 марта 2006 года на 1.0-метровом телескопе в обсерватории Серро-Тололо. В [104] подробно описаны наблюдения, процедура калибровки снимков, а также исследование полноты фотометрических данных с помощью эксперимента по добавлению искусственных звезд.

Для 113 звезд скопления NGC 4337 из области сгущения красных гигантов, точки поворота и главной последовательности были получены спектры на много-объектном волоконно-оптическом спектрографе FLAMES, установленном на 8.2-метровом телескопе UT2 VLT. В [104] приводится

подробное описание наблюдений и получения лучевых скоростей звезд по этим данным, а также таблица лучевых скоростей для 45 звезд – вероятных членов скопления.

Эти данные были использованы для получения оценки массы скопления по его функции масс (далее будем называть эту оценку фотометрической), а также по формулам звездной динамики, содержащим дисперсию скоростей, в различных предположениях (далее будем называть эту оценку динамической).

Прежде всего, в [104] были уточнены значения избытка цвета и расстояния до скопления по звездам, отобранным как вероятные члены скопления по значениям лучевых скоростей. Было обнаружено, что изохона  $1.5 \cdot 10^9$  лет [106] лучше воспроизводит форму последовательности скопления в области точки поворота и звездную величину сгущения красных гигантов, чем изохона  $1.6 \cdot 10^9$  лет (по результатам [256]). В результате, для избытка цвета было принято значение  $E(V - I) = 0.385 \pm 0.005$  звездной величины и для видимого модуля расстояния  $(V - M_V) = 12.72 \pm 0.02$  звездной величины. Это соответствует гелиоцентрическому расстоянию скопления  $2.2 \pm 0.1$  кпк.

Для уточнения координат центра скопления и изучения его структуры в проекции на картинную плоскость были построены карты поверхностной плотности с помощью метода KDE. Рис.5.8а показывает карту поверхностной плотности для звезд с  $V \leq 16$  звездных величин, полуширина ядра  $h = 3$  угловым минутам. Начало системы координат соответствует RA=  $12^h 24^m 04^s$  и Dec=  $-58^\circ 07' 24''$ . Координаты X и Y приведены в угловых минутах, X растет на восток, Y растет на север. Эта карта была выбрана как наилучшее представление распределения звезд скопления.

Центр скопления был определен двумя способами. Во-первых, как центр симметрии изолинии плотности  $7$  ( $\text{угл.мин.})^{-2}$ ). Во-вторых, с помощью графиков линейной плотности по координатам X и Y, построенных

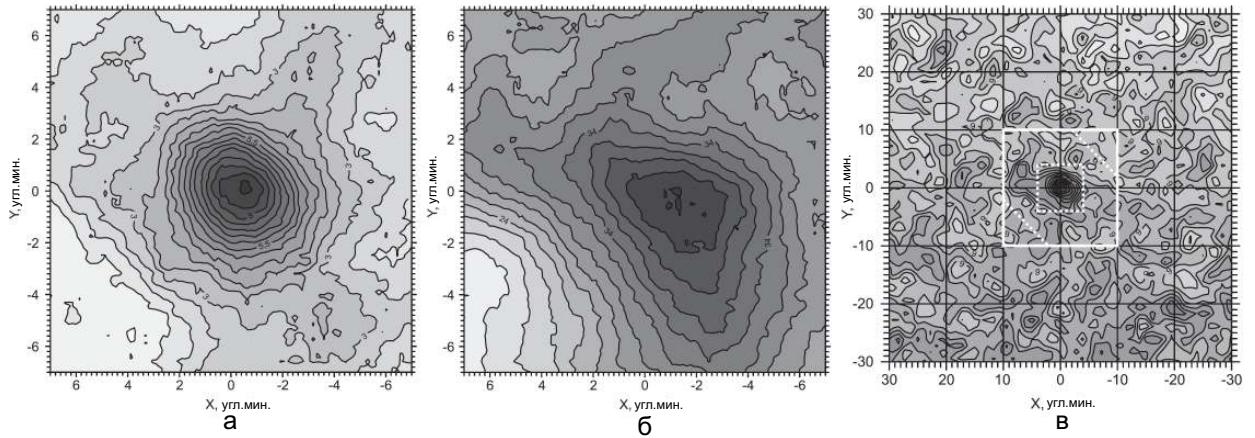


Рис. 5.8. (а) Карта поверхностной плотности NGC 4337 для звезд с  $V \leq 16$  звездных величин. Плотность в единицах  $(\text{угл.мин.})^{-2}$ . (б) Карта поверхностной плотности NGC 4337 для звезд с  $V \leq 20$  звездных величин. (в) Карта поверхностной плотности NGC 4337 для звезд с  $J \leq 16$  звездных величин по данным 2MASS. Белый квадрат (сплошные линии) — площадка, для которой были получены данные в оптическом диапазоне. Белый квадрат (пунктирные линии) — площадка для определения функции блеска скопления. Белые пунктирные линии в углах большого белого квадрата показывают область сравнения для определения ФБ.

методом KDE с полушириной ядра  $h = 1,3$  угловых минут. Средние координаты центра скопления по разным методам были получены равными  $X_c = -0.34 \pm 0.15$  угловых минут и  $Y_c = 0.02 \pm 0.13$  угловых минут. Окончательно, для координат центра скопления было принято RA =  $186^\circ.00594$  и Dec =  $-58^\circ.12300$  с неопределенностью порядка 10 угловых секунд.

Рис.5.8б показывает карту поверхностной плотности, построенную с теми же параметрами, что и карта на Рис.5.8а, но с учетом более слабых звезд ( $V \leq 20$  звездных величин). На этой карте скопление вытянуто в направлении с северо-востока на юго-запад. Эта структурная особенность подтверждается картой поверхностной плотности, полученной по данным каталога 2MASS и показанной на Рис.5.8в ( $J \leq 16$  звездных величин,  $h = 2$  угловых минуты).

Белый квадрат из сплошных линий на Рис.5.8в показывает область, для которой в [104] были получены данные фотометрии в оптическом диапазоне. Из-за вытянутой формы скопления, единственная возможная об-

ласть для оценки плотности звезд фона расположена в северо-западном и юго-восточном углах «оптической» площадки.

Радиус скопления был оценен по радиальным профилям поверхностной плотности, построенным с помощью метода KDE (смотри описание метода выше), до разных предельных величин. С помощью интегрирования профиля были определены также радиусы кругов, содержащих в проекции на картинную плоскость половину членов скопления. Значения радиусов приведены в Таблице 4 из [104]. Размер площадки, для которой были получены данные фотометрии в оптическом диапазоне, относительно невелик, поэтому весьма вероятно, что при определении радиуса скопления мы не учитываем гало скопления. Это подтверждается звездными подсчетами, проведенными по данным 2MASS, согласно которым радиус скопления равен  $R_c = 10.0 \pm 0.8$  угловых минут. Сравнение этой величины с картами плотности свидетельствует о том, что эта оценка радиуса соответствует максимальной вытянутости скопления в северо-восточном и юго-западном направлениях. В перпендикулярном направлении протяженность скопления значительно меньше. Это подтверждает правильность выбора площадок сравнения для определения функции блеска.

Радиальные профили были использованы также для получения оценки массы скопления NGC 4337 по методике, предложенной в [98]. Нижняя оценка массы до  $V = 21$  звездной величины оказалась равной  $M_c = 1820 \pm 620$  масс Солнца.

Для построения функции блеска NGC 4337, как и в [248], был использован метод KDE. В отличие от [248], использовался метод с фиксированным ядром, так как при наличии богатого фона нет смысла использовать адаптивный метод (он эффективен только при наличии слабых крыльев распределения). ФБ была оценена в площадке скопления (белый квадрат из пунктирных линий на Рис.5.8в) и в области сравнения (два треугольника в углах между белыми пунктирными линиями и границей области,

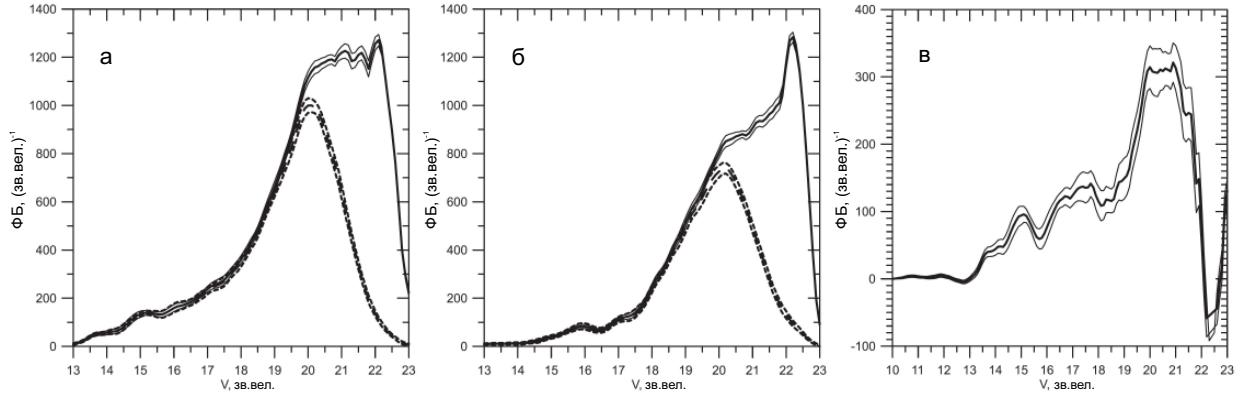


Рис. 5.9. Функция блеска скопления NGC 4337. (а) Толстая сплошная линия показывает  $\Phi_B$  для области скопления (белый квадрат из пунктирных линий на Рис.5.8в), исправленную за неполноту данных.  $\Phi_B$  получена методом KDE с квадратичным ядром с полушириной  $h = 0.5$  звездной величины. Тонкие сплошные линии показывают доверительный интервал шириной  $2\sigma$ . Пунктирные линии показывают неисправленную  $\Phi_B$  с ее доверительным интервалом. (б) То же, что (а), но для области сравнения (треугольники, ограниченные белыми пунктирными линиями на Рис.5.8в). (в)  $\Phi_B$  звезд скопления, результат вычитания  $\Phi_B$  звезд поля (толстая сплошная линия на панели (б)) из  $\Phi_B$  площадки скопления (толстая сплошная линия на панели (а)) со своим доверительным интервалом.

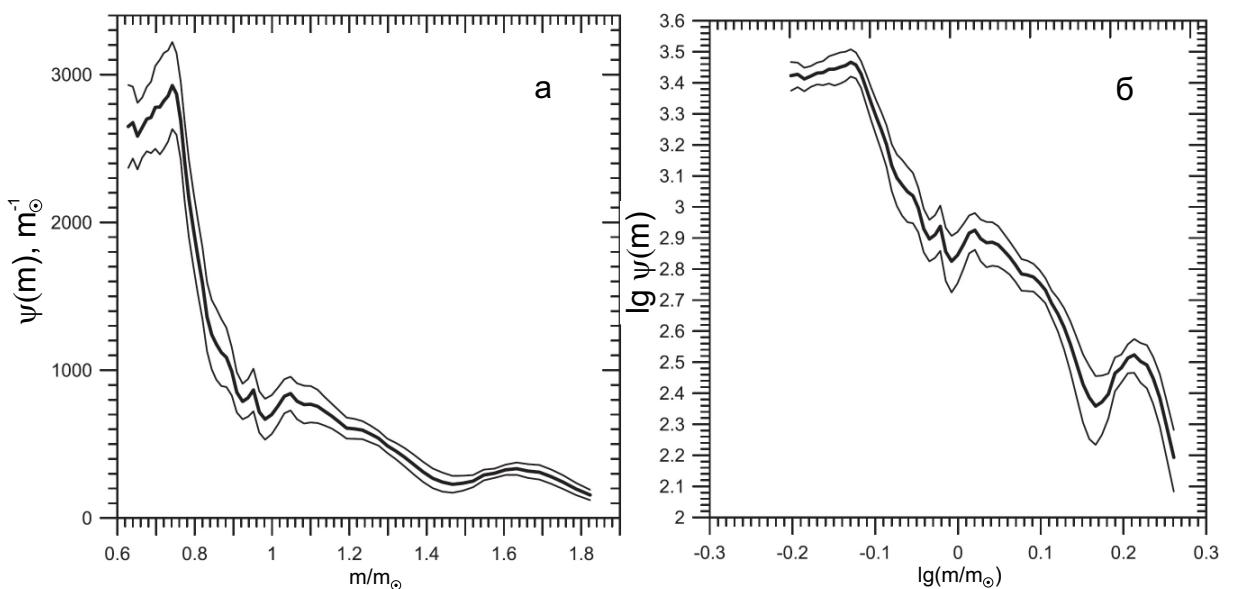


Рис. 5.10. (а) Функция масс скопления NGC 4337. Толстая сплошная линия показывает  $\Phi_M$ , тонкие сплошные линии показывают доверительный интервал шириной  $2\sigma$ . (б) Функция масс скопления в логарифмических осях, обозначения такие же, как в (а).

исследованной в оптическом диапазоне). Эти функции блеска и разность между ними показаны на Рис.5.9. Так как NGC 4337 имеет вытянутую форму, мы предполагаем, что две треугольные области не содержат звезды скопления. Площадь области скопления равна сумме площадей двух треугольников. При построении ФБ были использованы результаты анализа неполноты выборки.

При  $V > 21$  звездной величины ФБ звезд скопления испытывает резкий обрыв, несмотря на учет неполноты выборки. Наиболее вероятное объяснение этого заключается в том, что множители, учитывающие неполноту выборки, имеют большие неопределенности вблизи предела по звездной величине, и что был достигнут предел полноты фотометрических данных. В дальнейшем исследовании мы ограничились звездами со звездной величиной  $V < 21$ .

Самые яркие звезды скопления (сгущение красных гигантов) имеют звездные величины в интервале  $V \in [13.5; 14.3]$  звездной величины. Поэтому, имеет смысл начать ФБ с  $V = 13$ . Полученная ФБ звезд скопления имеет отрицательные значения вблизи  $V = 12$  и  $V = 22$ . Это вполне возможно, так как ФБ звезд скопления получается как разность двух ФБ, но эти значения лежат за пределами интересующей нас области звездных величин.

В [104] была исследована статистическая значимость минимумов ФБ вблизи  $V = 16$  и  $V = 18$ . При этом использовались тест Колмогорова-Смирнова и тест  $\chi^2$ . Сравнение ФБ и ее гистограммы в случае теста  $\chi^2$  проводилось с кривыми (и гистограммами), у которых минимумы были заменены постепенным положительным наклоном, в случае КС теста конструировалась кумулятивная ФБ. КС тест не показал статистическую значимость этих минимумов, а тест  $\chi^2$  показал значимое различие с «гладкой» функцией с величиной  $p \approx 0.17$ .

Необходимо учитывать, что полученная ФБ нормирована на коли-

чество звезд скопления внутри белого квадрата из пунктирных линий на Рис.5.8в. Для того, чтобы получить нормировку к полному числу звезд скопления, было получено отношение числа звезд скопления внутри квадрата к полному числу звезд скопления. Чтобы определить число звезд скопления внутри квадрата, был вычислен двойной интеграл от профиля поверхностной плотности по этому квадрату. Число звезд фона внутри квадрата было оценено через среднюю плотность звезд фона в областях сравнения. Полное число звезд было взято из результатов интегрирования радиального профиля плотности. В итоге, для предельной звездной величины  $V = 21$  был получен коэффициент нормировки  $0.55 \pm 0.24$ .

Функция масс скопления была получена по ФБ в интервале звездных величин  $V \in [14.5; 21]$ , что соответствует интервалу абсолютных звездных величин  $M_V \in [1.78; 8.28]$ . При этом мы избежали неоднозначности в области сгущения красных гигантов и эффектов селекции при  $V > 21$ . Соотношение «масса – звездная величина» было получено по таблице теоретической изохроны соответствующего возраста из [106] и было аппроксимировано сплайном вместе с его первой производной. Функция масс скопления показана на Рис.5.10 в линейных и логарифмических осях.

Линейная регрессия логарифмической ФМ дала ее наклон  $-2.68 \pm 0.08$ . Для учета доверительного интервала ФМ был проведен численный эксперимент [104], по итогам которого был получен средний наклон  $-2.72 \pm 0.08$ .

Нижняя оценка массы скопления была получена интегрированием функции масс, с учетом нормировочного коэффициента (смотри выше) было получено значение  $1775 \pm 812 M_{\odot}$ . Количество звезд скопления с  $V < 14.5$  было оценено по радиальному профилю для звезд с такой предельной величиной, а их средняя масса была получена по таблице изохроны. С учетом звезд с  $V < 14.5$  оценка массы скопления составляет  $1880 \pm 820 M_{\odot}$ . Эта оценка не отличается, в пределах ошибки, от оценки,

полученной по радиальным профилям плотности (смотри выше). Необходимо понимать, что эти оценки являются нижними оценками массы скопления, так как мы не учитывали неизвестный «мало-массивный» конец функции масс, невидимые остатки проеволюционировавших массивных звезд и неразрешенные двойные системы.

В работе [104] были получены также «динамические» оценки массы скопления, основанные на дисперсии скоростей звезд, полученной по данным о лучевых скоростях звезд вероятных членов скопления. Были получены оценка средней лучевой скорости  $\langle v_r \rangle = -17.78 \pm 1.00$  км/с и оценка дисперсии лучевых скоростей  $\sigma_r = 1.62 \pm 0.30$  км/с. Полная дисперсия скоростей была получена в предположении изотропного распределения скоростей:  $\sigma^2 = 3\sigma_r^2$ . Ошибка дисперсии лучевых скоростей была оценена по формуле  $D\sigma^2 \approx 2\sigma^4/N$  из книги Крамера [257].

Оценка массы скопления NGC 4337 была получена, во-первых, по формуле для виртуальной массы в предположении, что скопление (изолированное) находится в состоянии статистического равновесия

$$M_{vir} = \frac{2\sigma^2 \bar{R}}{G}, \quad (5.7)$$

и, во-вторых, по формуле, полученной в работе Данилова и Локтина [258] с учетом нестационарности скопления и влияния гравитационного поля Галактики:

$$M_d = \frac{2\bar{R}R_u \left[ 2\sigma^2 - \frac{(\alpha_1 + \alpha_3) \langle r^2 \rangle}{3} \right]}{G(\bar{R} + R_u)}. \quad (5.8)$$

В этих формулах  $R_u = \langle 1/r_i \rangle^{-1}$  — среднее обратное расстояние звезды от центра скопления,  $\bar{R} = \langle 1/r_{ij} \rangle^{-1}$  — среднее обратное расстояние между всеми парами звезд скопления,  $\langle r^2 \rangle$  — средний квадрат расстояния звезды от центра скопления.  $\alpha_1$  и  $\alpha_3$  — это «полевые» константы [125], ха-

рактеризующие потенциал Галактики  $\Phi(R, z)$  в Галактоцентрических цилиндрических координатах в окрестности звездного скопления:

$$\alpha_1 = \left( \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} \right)_{R_{cl}} = 4A(B - A) < 0 , \quad (5.9)$$

где  $A$  и  $B$  это постоянные Оорта, и

$$\alpha_3 = - \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right)_{z_{cl}} > 0 . \quad (5.10)$$

$R_{cl}$  и  $z_{cl}$  — это цилиндрические координаты центра масс скопления. Значения  $\alpha_1$  и  $\alpha_3$  были получены для модели потенциала Галактики Кутузова и Осипкова [124]. Аргументы в пользу этой модели были приведены в [98] и в разделе 2.1 настоящей работы.

Для того, чтобы получить величины  $\bar{R}$ ,  $R_u$  и  $\langle r^2 \rangle$ , было получено пространственное распределение звезд скопления с помощью метода Монте-Карло в соответствии с радиальным профилем пространственной плотности скопления  $f(r)$ . Функция  $f(r)$  была найдена с помощью решения уравнения Абеля, предложенного Цейпелем и Линдгреном [1]:

$$f(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\sqrt{R_c^2 - r^2}} S(\sqrt{r^2 + z^2}) dz , \quad (5.11)$$

где

$$S(r) = - \frac{1}{r} \frac{dF(r)}{dr} . \quad (5.12)$$

Для использования этого метода требуется, чтобы радиальный профиль поверхностной плотности  $F(r)$  был дифференцируемой функцией. Это достигается автоматически при использовании метода KDE для определения  $F(r)$ . Были построены 20 случайных выборок для того, чтобы оценить разброс получаемых оценок  $\bar{R}$ ,  $R_u$  и  $\langle r^2 \rangle$ . Для профиля про-

странныческой плотности, соответствующего предельной звездной величине  $V = 20$  были получены следующие оценки:  $\bar{R} = 2.71 \pm 0.14$  пк,  $R_u = 1.84 \pm 0.16$  пк, и  $\langle r^2 \rangle = 7.20 \pm 0.71$  пк<sup>2</sup>. Профиль пространственной плотности для  $V = 20$  был выбран по той причине, что профиль поверхности плотности  $F(r)$  для этой предельной величины является непрерывно убывающим, что также является критически важным при использовании формул 5.11 и 5.12.

С этими значениями средних характеристик пространственного распределения звезд были получены динамические оценки массы:  $M_{vir} = 10100 \pm 2200 M_\odot$  и  $M_d = 8200 \pm 2500 M_\odot$ .

Как можно объяснить такую большую разницу между «фотометрическими» и «динамическими» оценками массы скопления NGC 4337? Одно из возможных объяснений заключается в том, что звездные подсчеты не обнаружили протяженную корону скопления (из-за относительно малого размера исследуемой площадки или из-за крупномасштабных флюктуаций плотности звезд поля в случае звездных подсчетов по каталогу 2MASS). В таком случае «фотометрическая» оценка массы будет заниженной. Необходимо помнить, что «фотометрическая» оценка массы в любом случае является нижней оценкой из-за неизвестной функции масс для маломассивных звезд, неизвестного содержания неразрешенных двойных систем и неизвестного содержания невидимых массивных остатков проеволюционировавших массивных звезд.

Другая возможность заключается в том, что оценка дисперсии скоростей, на которой основаны «динамические» оценки массы скопления, сильно завышена. Это может быть в следующих случаях:

- (1) если реальные ошибки измерения лучевых скоростей больше, чем считалось в [104],
- (2) если в выборку попали не члены скопления,

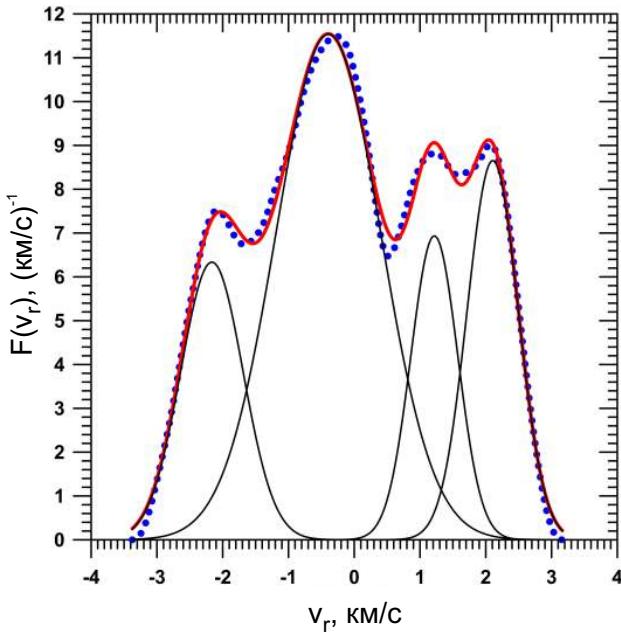


Рис. 5.11. Распределение остаточных лучевых скоростей для 45 звезд вероятных членов NGC 4337, по которым рассчитывалась дисперсия скоростей  $\sigma_r$ . Сплошная красная линия — распределение лучевых скоростей, полученное методом KDE с биквадратичным ядром с полушириной  $h = 2 \text{ км/с}$ . Синяя пунктирная линия — результат аппроксимации распределения лучевых скоростей четырьмя гауссианами, которые показаны тонкими черными линиями.

(3) если выборка звезд с лучевыми скоростями содержит большое количество неразрешенных двойных систем, в спектрах которых видны линии только главного компонента (так называемые ‘single-lined binaries’).

В поддержку гипотезы (2) говорит тот факт, что распределение остаточных лучевых скоростей для 45 звезд вероятных членов скопления NGC 4337, по которым рассчитывалась дисперсия скоростей  $\sigma_r$ , оказалось многоомодальным [99]. Это распределение показано на Рис.5.11.

В настоящее время доступны высокоточные астрометрические данные (тригонометрические параллаксы и собственные движения) из каталога Gaia EDR3. Поэтому есть смысл посмотреть на распределение собственных движений 45 звезд вероятных членов скопления NGC 4337, имеющих данные о лучевых скоростях. С помощью программы TopCat

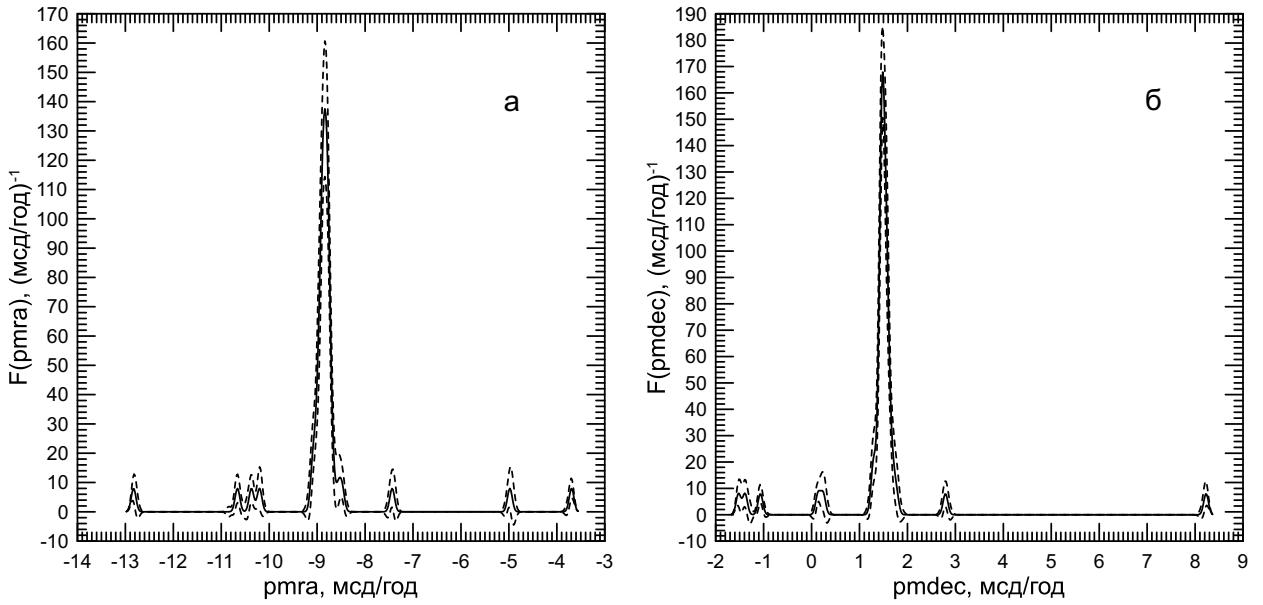


Рис. 5.12. Распределение собственных движений для 45 звезд вероятных членов NGC 4337, имеющих данные о лучевых скоростях. (а) Распределение собственных движений pmra по прямому восхождению. (б) Распределение собственных движений pmdec по склонению. Распределения получены методом KDE с гауссовым ядром с дисперсией  $h = 0.05$  мсд/год. Сплошная линия — оценка распределения, пунктирная линия — доверительный интервал шириной  $2\sigma$ .

(<http://www.star.bris.ac.uk/~mbt/topcat/>) из каталога Gaia EDR3 была загружена область приблизительно  $20 \times 20$  квадратных угловых минут с центром на скоплении NGC 4337. С помощью той же программы была проведена кросс-корреляция с таблицей данных лучевых скоростей. На Рис. 5.12 показано распределение собственных движений 45 звезд, имеющих данные о лучевых скоростях, полученное методом KDE с гауссовым ядром с дисперсией  $h = 0.05$  мсд/год. На этих распределениях видно, что семь звезд, скорее всего, не являются членами скопления NGC 4337.

После удаления из выборки 7 звезд значение дисперсии лучевых скоростей изменилось. Оно стало равным  $\sigma_r = 1.4 \pm 0.3$  км/с. При этом, значения дисперсий тангенциальных скоростей оказались равными  $\sigma_{RA} = 1.28 \pm 0.03$  км/с и  $\sigma_{Dec} = 1.02 \pm 0.02$  км/с. Эти значения лишь ненамного меньше дисперсии лучевых скоростей. Если использовать полученные значения дисперсий в формулах 5.7 и 5.8, то динамические оценки мас-

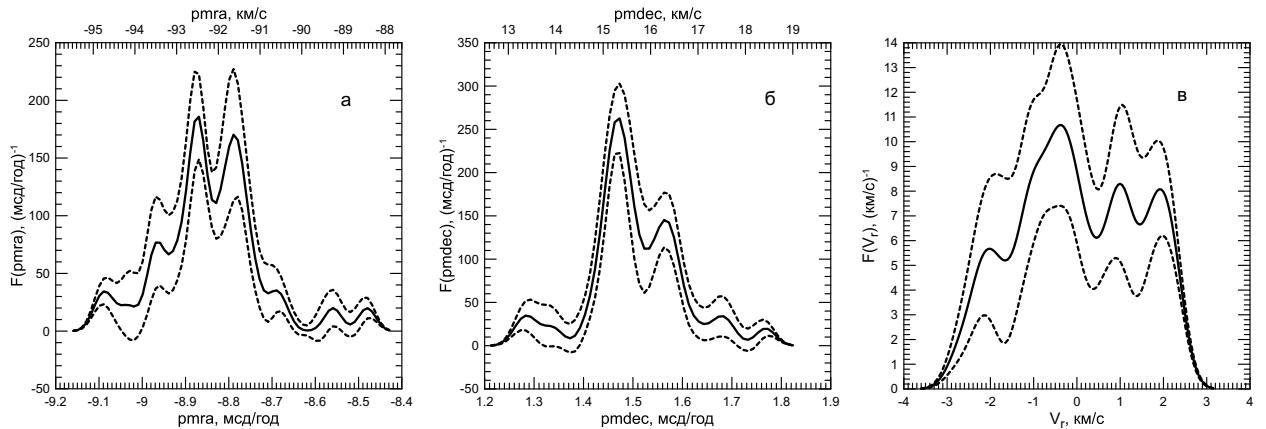


Рис. 5.13. Распределение собственных движений и лучевых скоростей для 38 звезд вероятных членов NGC 4337, имеющих данные о лучевых скоростях. (а) Распределение собственных движений  $\text{pmra}$  по прямому восхождению. (б) Распределение собственных движений  $\text{pmdec}$  по склонению. Распределения получены методом KDE с гауссовым ядром с дисперсией  $h = 0.02$  мсд/год. Сплошная линия — оценка распределения, пунктирная линия — доверительный интервал шириной  $2\sigma$ . Сверху подписаны соответствующие значения тангенциальной скорости. (в) Распределение остаточных лучевых скоростей, полученное методом KDE с гауссовым ядром с дисперсией  $h = 0.3$  км/с.

сы все равно будут значительно превосходить фотометрическую оценку. Но если построить распределения тангенциальных скоростей в масштабе, приблизительно равным масштабу Рис.5.11, то окажется, что эти распределения, как и распределение лучевых скоростей, многомодальные (смотри Рис.5.13).

При этом, надо отметить, что распределение лучевых скоростей шире, чем распределение тангенциальных скоростей. Таким образом, ни одна из гипотез, перечисленных выше, не может быть отброшена. Данная проблема требует дальнейшего исследования.

#### 5.4. Влияние неразрешенных двойных и кратных систем на оценки массы звездных скоплений

Одно из первых указаний на то, что звездные скопления могут содержать большое количество неразрешенных двойных звезд, появилось в

работе Хаффнера и Хекманна [259]. Маедер [260] показал, как изменяется положение неразрешенной двойной звезды на диаграмме «звездная величина–показатель цвета» в зависимости от величины отношения масс ее компонент  $q = M_2/M_1$  ( $M_2$  — это масса вторичного компонента, а  $M_1$  — масса главного компонента). В работе [261] было показано, что вторичная последовательность, видимая обычно над главной последовательностью на диаграмме «звездная величина–показатель цвета» звездного скопления, сформирована неразрешенными двойными звездами с широким спектром отношения масс компонент, а не только двойными с одинаковыми компонентами. Обзор результатов по населению двойных звезд в звездных скоплениях был представлен в [262].

Доля двойных  $\alpha$  в шаровых скоплениях Галактики обычно не превышает 10% [263], с редкими исключениями. Так, в работе [264] для трех шаровых скоплений была найдена гораздо большая доля двойных систем ( $\alpha = 0.6 - 0.8$ ). Рассеянные скопления содержат большее количество двойных, обычно в них  $\alpha \geq 30\%$  [264–268]. Это, однако, меньше, чем содержание двойных систем среди звезд поля в окрестностях Солнца [269]. Было отмечено, также, что доля двойных возрастает с увеличением массы главного компонента. Этот факт часто связывают с динамической эволюцией скоплений [270, 271]. Существует и противоположное мнение. Например, в работе [272] авторы обнаружили увеличение доли двойных в сторону меньших масс звезд в скоплениях Альфа Персея и Ясли.

Распределение величины  $q$  имеет фундаментальное значение. К сожалению, среди исследователей нет согласия в этом вопросе. Обзор можно найти в книге Масевич и Тутукова [273]. Согласно [274] это распределение для звезд поля не показывает максимума вблизи единицы; напротив, распределение  $q$  непрерывно возрастает в сторону нуля. Однако, Фишер с соавторами [275] обнаружили в распределении  $q$  для звезд поля максимум вблизи единицы. Такой же максимум обнаружили Макстед с соав-

торами [276] для маломассивных спектроскопических двойных в молодых звездных скоплениях вблизи  $\sigma$  Ori и  $\lambda$  Ori. Авторы [277] поддерживают эту точку зрения и показывают, что в распределении  $q$  имеется предпочтение к равным массам компонент, и это чаще случается в относительно тесных парах.

Реджиани и Мейер [278] предложили универсальную форму для распределения  $q$  как для звезд солнечного типа, так и для карликов спектрального класса M в Галактическом поле:

$$dN/dq \sim q^\beta \quad (5.13)$$

при  $\beta = 0.25 \pm 0.29$  (можно считать распределение плоским в пределах ошибок). В работе [263] утверждается, что в интервале  $q \in [0.5, 1.0]$  распределение  $q$  для шаровых скоплений Галактики можно считать плоским, с некоторыми возможными отклонениями. Коувенховен с соавторами [279] предложили для  $q$  два различных распределения: степенной закон (5.13) при  $q \in [q_0, 1]$  и различных значениях  $\beta$  и Гауссово распределение:

$$dN/dq \sim \exp[-(q - \mu_q)^2 / 2\sigma_q^2] \quad (5.14)$$

для  $q \in (0, 1]$  при  $\mu_q = 0.23$  и  $\sigma_q^2 = 0.42$ . Согласно [272], распределение  $q$  зависит от интервала массы: системы большей массы показывают убывающее распределение отношения масс компонент, а системы меньшей массы показывают дефицит компонент с малым  $q$  (смотри Рис.8 из [272]). В результате, объединенная выборка имеет дефицит систем с  $q > 0.85$ . При этом, не отвергается и плоское распределение (смотри Рис.6 из [272]).

Очень важно, что распределение  $q$  хранит память о свойствах первичных двойных (образовавшихся при формировании скопления). Это подтверждается рядом экспериментов в рамках задачи N тел [280–282]. Геллер с соавторами [281] провели N-body моделирование старого рассеянного

скопления NGC 188 и показали, что распределение элементов орбиты короткопериодических (с периодом короче 1000 дней) двойных солнечного типа могло не измениться значительно за несколько миллиардов лет эволюции. Это означает, что наблюдения двойных даже в самых старых рассеянных скоплениях может дать существенную информацию о населении первичных двойных. Паркер и Реджиани [282] показали, что при уменьшении доли двойных в скоплении форма распределения  $q$  не изменяется в ходе динамической эволюции.

Присутствие неразрешенных двойных систем в звездных скоплениях влияет как на «фотометрическую», так и на «динамическую» оценку массы скопления. В случае «динамической» оценки массы, если выборка звезд для определения дисперсии скоростей (по лучевым скоростям) содержит неразрешенные двойные системы, то это приведет к переоценке дисперсии скоростей и, следовательно, к переоценке массы. На это было обращено внимание в работах [104, 283, 284], смотри также предыдущий раздел.

Когда масса скопления оценивается по его функции светимости или функции блеска, то оценка будет заниженной, если не учитывать наличие неразрешенных двойных систем. Причина в том, что масса неразрешенной двойной звезды больше, чем масса одиночной звезды такой же звездной величины из-за сильной зависимости светимости от массы (приблизительно  $(L/L_\odot) \sim (M/M_\odot)^4$ , смотри, например, [285]).

Если одиночная звезда и двойная система имеют одинаковую звездную величину, то их светимости тоже равны:  $L_s = L_1 + L_2$ . Здесь индекс  $s$  означает одиночную звезду, а индексы 1 и 2 — главный и вторичный компонент двойной, соответственно. Поэтому,  $M_s^4 = M_1^4 + M_2^4$ . С другой стороны,  $(M_1 + M_2)^4 = M_1^4 + M_2^4 + 4M_1M_2^3 + 6M_1^2M_2^2 + 4M_1^3M_2 = M_s^4 + 4M_1M_2^3 + 6M_1^2M_2^2 + 4M_1^3M_2$ . Так как все члены в этом выражении положительны, то  $(M_1 + M_2)^4 > M_s^4$ , и  $M_1 + M_2 > M_s$ .

Например, наличие неразрешенных двойных систем было учтено в

работе [266] для оценки массы скопления Ясли. Халай и Баумгардт [266] получили долю двойных равной  $35 \pm 5\%$  и использовали поправочный коэффициент 1.35 к оценке массы скопления. Следуя [266], такой же поправочный коэффициент был использован автором настоящей работы для оценки полной массы скопления NGC 1502 в работе [98]. К сожалению, в работе [266] не было описано получение этого поправочного коэффициента.

С целью заполнить этот пробел, в работе [286] был использован новый подход для оценки массы рассеянного скопления по его функции блеска с учетом наличия неразрешенных двойных систем при различных значениях доли двойных систем и различных вариантах распределения  $q$ .

Для этого в [286] были использованы функции блеска пяти рассеянных скоплений разного возраста NGC 1912, NGC 2099, NGC 6834, NGC 7142 и IC 2714, полученные по данным каталога 2MASS с помощью метода, описанного выше. Доля двойных  $\alpha$  считалась в [286] независящей от звездной величины; рассматривались значения  $\alpha$  от 10% до 90%. Для  $q$  были рассмотрены четыре разных распределения:

1.  $\delta$ -функция с  $q = 1$ .
2. Плоское (равномерное) распределение.
3. Гауссово распределение (5.14) [279].
4. Гауссово распределение (5.14) с максимумом, сдвинутым в сторону  $q = 1$ , чтобы учесть результаты [275–277]. Использовались параметры распределения  $\mu_q = 0.60$  и  $\sigma_q^2 = 0.42$ .

В работе [279] были рассмотрены различные методы присвоения значений массы компонентам двойных систем ('pairing methods'). Задача, поставленная в [286], отличается от ситуаций, рассмотренных в [279]. У нас есть звездная величина неразрешенной двойной системы, и нам надо определить массы компонент так, чтобы удовлетворить этому условию. Метод,

предложенный в [286], можно назвать ‘luminosity-limited pairing’ (составление пары с ограничением по светимости), следуя терминологии [279].

В [286] используется квадратичное соотношение «масса-светимость» из работы Экера с соавторами [287]:

$$\lg L = -(0.705 \pm 0.041)(\lg M)^2 + (4.655 \pm 0.042)(\lg M) - (0.025 \pm 0.010) \quad (5.15)$$

где  $L$  светимость, а  $M$  — масса в солнечных единицах. Соотношение (5.15) описывает одиночные звезды главной последовательности. Следовательно, мы предполагаем, что компоненты всех неразрешенных двойных — это звезды ГП, не испытавшие стадии обмена массой. Это разумное предположение для звезд ниже точки поворота ГП. Только NGC 7142 с логарифмом возраста  $\lg t = 9.2$  может содержать некоторое количество двойных звезд после этой стадии. Тем не менее, даже среди звезд выше точки поворота ГП в NGC 7142 может иметься всего несколько двойных звезд после стадии обмена массой. Это могут быть пять «голубых бродяг» и 1-2 превоэволюционировавших «желтых бродяги» среди звезд верхней части диаграммы «звездная величина–показатель цвета» (смотри Рис.3 и 4 в [288]).

На Рис.5.14 показана ФБ скопления NGC 7142 для иллюстрации методики, описанной ниже. Распределение звездных величин для каждого скопления разбивалось на интервалы  $\Delta J$ . В каждом из интервалов вычислялось число звезд и через долю двойных  $\alpha$  определялось число двойных звезд:

$$N = \int_J^{J+\Delta J} \varphi(J') dJ', \quad N_b = \alpha \int_J^{J+\Delta J} \varphi(J') dJ'. \quad (5.16)$$

Числа звезд округлялись до целых чисел. Количество интервалов подбиралось таким образом, чтобы в каждом из интервалов была хотя бы одна звезда. Для каждого интервала звездных величин для дальнейших вычислений использовалась средняя звездная величина.

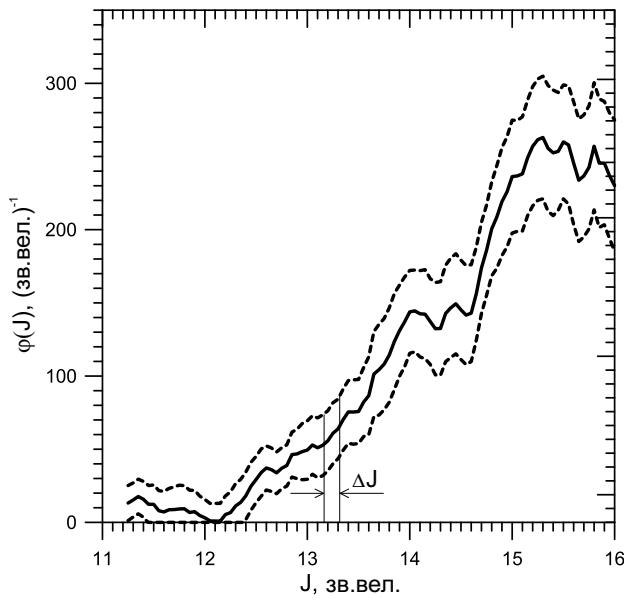


Рис. 5.14. Функция блеска рассеянного скопления NGC 7142 (сплошная линия) с доверительным интервалом шириной  $2\sigma$  (пунктирная линия). Интервал звездной величины  $J$  показан в целях иллюстрации метода.

Таблица 5.1. Характеристики звездных скоплений.

Скопление	$\lg t$	$(m - M)_0^1$	$E(B - V)^1$	$M_{min}$	$M_{max}$
	$t$ в годах	зв.вел.	зв.вел.	$M_\odot$	$M_\odot$
1	2	3	4	5	6
IC 2714	8.6	10.48	0.34	0.73	2.82
NGC 1912	8.3	10.29	0.25	0.68	3.60
NGC 2099	8.7	10.74	0.30	0.76	2.77
NGC 6834	7.9	11.59	0.71	1.07	5.12
NGC 7142	9.2	11.25	0.39	0.87	1.80

1 - по каталогу Локтина и Поповой [111].

Значения болометрической светимости были получены по звездным величинам с помощью таблиц теоретических изохрон [106]. Вначале, выбиралась изохрона, соответствующая возрасту скопления. В качестве первого приближения возрасты скоплений были взяты из каталога Локтина и Поповой [111]. Затем эти возрасты уточнялись при сравнении диаграммы «звездная величина–показатель цвета» для вероятных членов скопления, отобранных по каталогу Gaia DR2 [80] по параллаксам и собственным движениям. Абсолютные звездные величины вычислялись по значениям истинных модулей расстояния скоплений и их избытоков цвета. Характеристики скоплений приведены в Таблице 5.1.

После этого, значения масс звезд (в предположении, что они все одиночные) и их светимостей брались из таблицы теоретической изохроны, соответствующей окончательно принятому возрасту скопления. Таблица 5.1 содержит значения границ интервалов по массе, покрытых используемыми функциями блеска: в 5-й колонке приведена минимальная масса звезды (она соответствует звездной величине  $J = 16$  за исключением NGC 6834, для которого минимальная масса соответствует величине  $J = 15.9$ ; эти величины, в свою очередь, соответствуют пределу полноты каталога 2MASS), а в 6-й колонке — максимальная масса. Звезды с массами вблизи верхнего предела массы уже отошли от главной последовательности. Поэтому, для таких звезд мы использовали изохрону, соответствующую возрасту  $4 \cdot 10^7$  лет, чтобы определить светимость проэволюционировавшей звезды на стадии ГП (бралась звезда с той же массой, что и у проэволюционировавшей звезды). Для каждой неразрешенной двойной звезды может быть записана

такая система уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{lcl} L & = & L_1 + L_2 \\ \log L_1 & = & -0.705(\log M_1)^2 + 4.655(\log M_1) - 0.025 \\ \log L_2 & = & -0.705(\log M_2)^2 + 4.655(\log M_2) - 0.025 \\ q & = & M_2/M_1 \end{array} \right. \quad (5.17)$$

где  $L$  — полная светимость двойной звезды,  $L_1$  и  $L_2$  — светимости, а  $M_1$  и  $M_2$  — массы главного и вторичного компонента двойной звезды, соответственно. Для каждой двойной звезды соотношение масс компонент  $q$  выбиралось из распределения  $q$  с помощью метода Монте-Карло.

Обозначим  $x = \log M_1$ ,  $a = -0.705$ ,  $b = 4.655$ , и  $c = -0.025$ . После несложных преобразований получаем уравнение, связывающее полную светимость и массу главного компонента:

$$\ln L = \ln 10 \cdot (ax^2 + bx + c) + \ln(1 + e^{\ln 10 \cdot (a(\log q)^2 + \log q(b+2ax))}) \quad (5.18)$$

Наша цель — найти  $x$ , поэтому построим функцию  $f(x)$ , обращающуюся в ноль в точке, в которой уравнение (5.18) и система (5.17) имеют решение:

$$f(x) = \ln 10 \cdot (ax^2 + bx + c) + \ln(1 + e^{\ln 10 \cdot (a(\log q)^2 + \log q(b+2ax))}) - \ln L \quad (5.19)$$

Для решения этого уравнения в [286] был использован итерационный метод Ньютона-Рафсона:

$$x_{k+1} = x_k - f(x_k)/f'(x_k) \quad , \text{ где } f'(x) = df(x)/dx \quad (5.20)$$

пока разность  $|x_{k+1} - x_k|$  не достигнет требуемой точности.

Метод Ньютона-Рафсона сходится только в том случае, когда выполняются определенные условия. Во-первых, начальная точка не должна быть очень далеко от корня уравнения. Поэтому, чтобы найти начальную точку для итерации, в цикле по  $x$  при  $x \in [-1.097, 1]$  с маленьким шагом вычислялись значения функции  $f(x)$ . Цикл останавливался, когда  $f(x_i) \cdot f(x_{i+1}) < 0$ ; в этом случае очевидно, что корень уравнения (5.19) лежит в интервале  $x \in [x_i, x_{i+1}]$ . После этого точка  $x_i$  использовалась как стартовая. Во-вторых, функция  $f(x)$  должна быть непрерывной в области определения. Последнее легко доказать, так как  $f(x)$  является комбинацией непрерывных функций.

Конечная точка итерационного процесса  $x_k$  принималась в качестве решения уравнения. По найденному  $x$  находится масса главного компонента двойной  $M_1 = 10^x$ , а из четвертого уравнения системы (5.17) — масса вторичного компонента. Полная масса двойной звезды есть сумма  $M_1 + M_2$ .

Эта процедура выполнялась для всех  $N_b$  двойных звезд, чтобы определить полную массу двойных звезд в интервале  $J \in [J; J + \Delta J]$ . После выполнения процедуры для всех интервалов звездной величины, мы получаем полную массу двойных звезд в скоплении  $M_b$ . Чтобы определить массу скопления, остается найти массу всех одиночных звезд, число которых в каждом интервале звездной величины  $N_s = N - N_b$ . Для этих звезд мы используем таблицу изохроны и находим массу по звездной величине с использованием параметров скопления из Таблицы 5.1. В результате, мы получаем массу скопления  $M = M_b + M_s$  в рассматриваемом интервале звездных величин.

Если найти теперь  $M_{wob}$ , массу скопления в предположении, что все звезды являются одиночными, то отношение  $M/M_{wob}$  даст поправочный коэффициент к массе, учитывающий наличие неразрешенных двойных систем ('wob' означает здесь 'WithOut Binaries', то есть, «без двойных звезд»). Программа для расчета поправочных коэффициентов была на-

писана О.И.Бородиной, она же выполнила все расчеты.

Для каждого из пяти скоплений выборки описанная выше процедура повторялась 30 раз как для ФБ скопления, так и для границ доверительного интервала ФБ. Таким образом, был оценен разброс значений поправочных коэффициентов. При этом, рассматривались все значения  $\alpha$  от 0.1 до 0.9 и все виды распределения  $q$ .

Для случая равных масс компонент в [286] рассматривались два варианта. Первый вариант, когда скопление содержит только одиночные и двойные звезды. Во втором варианте учитывались также кратные системы (тройные и четверные) согласно работе Токовинина [289], который нашел для систем различной кратности поля Галактики 1:2:3:4:5 (1 означает одиночную звезду) частотное соотношение 55:33:8:4:1.

Учет кратных систем имеет смысл, так как на расстоянии 1 кпк иерархическая тройная система с разделением 100 астрономических единиц имеет угловое разделение примерно 0.1 угловой секунды. В таком случае иерархическая тройная система или четверная система из двух тесных двойных может быть неразрешенной даже на крупном телескопе.

На Рис.5.15 показана зависимость поправочного коэффициента к массе скопления от доли двойных для пяти рассеянных скоплений. Линиями различного цвета показаны зависимости для различных распределений  $q$ . Видно, что модель с равными массами компонент заметно отличается от остальных моделей, которые, в свою очередь, различаются гораздо меньше.

Зависимости поправочного коэффициента к массе скопления  $y$  от доли двойных систем  $\alpha$  были аппроксимированы линейной зависимостью  $y = A + B\alpha$ . Коэффициенты зависимости приведены в Таблице 5.2. В таблице приведены также значение критерия  $\chi^2$  для полученной аппроксимации и вероятность степени соответствия  $Q$  [130]. Практически во всех случаях коэффициент  $A$  не отличается значимо от единицы. Коэффициенты  $B$  для скоплений хорошо согласуются в пределах одной модели распределения  $q$ ,

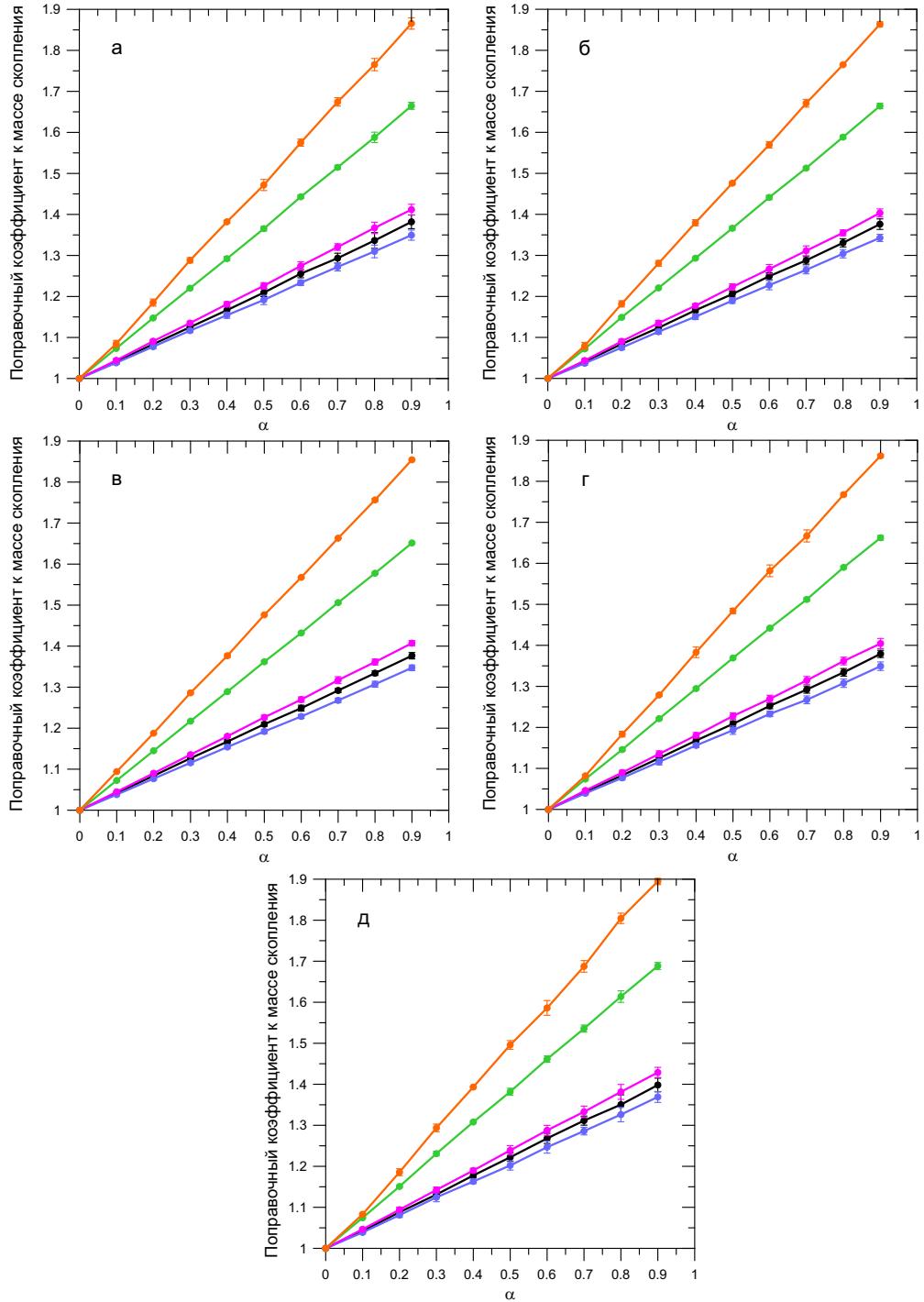


Рис. 5.15. Зависимость поправочного коэффициента к массе скопления от доли двойных  $\alpha$  при различных предположениях о распределении  $q$ . Зеленая линия — равные компоненты. Оранжевая линия — равные компоненты с учетом кратных (тройных и четверных) систем. Чёрная линия — плоское распределение  $q$ . Синяя линия — Гауссово распределение с модой вблизи нуля. Розовая линия — Гауссово распределение с модой вблизи единицы. (а) IC 2714; (б) NGC 1912; (в) NGC 2099; (г) NGC 6834; (д) NGC 7142.

Таблица 5.2. Линейная аппроксимация  $y = A + B\alpha$  зависимости поправочного коэффициента к массе скопления от доли двойных звезд

модель	Скопление	A	B	$\chi^2$	Q
распределения $q$					
Компоненты с равными массами	NGC 1912	$1.000 \pm 0.002$	$0.735 \pm 0.005$	1.162	0.997
	NGC 2099	$1.000 \pm 0.000$	$0.722 \pm 0.001$	1.639	0.990
	NGC 6834	$1.000 \pm 0.002$	$0.736 \pm 0.004$	1.025	0.998
	NGC 7142	$0.997 \pm 0.001$	$0.773 \pm 0.006$	1.263	0.996
Компоненты с равными массами с учетом кратных систем	IC 2714	$0.994 \pm 0.005$	$0.968 \pm 0.012$	1.690	0.989
	NGC 1912	$0.991 \pm 0.004$	$0.968 \pm 0.006$	2.316	0.970
	NGC 2099	$0.999 \pm 0.000$	$0.949 \pm 0.001$	5.274	0.728
	NGC 6834	$0.987 \pm 0.003$	$0.975 \pm 0.005$	5.582	0.694
	NGC 7142	$0.983 \pm 0.003$	$1.020 \pm 0.007$	6.496	0.592
Плоское распределение	IC 2714	$0.999 \pm 0.004$	$0.423 \pm 0.011$	0.181	1.000
	NGC 1912	$1.000 \pm 0.004$	$0.414 \pm 0.009$	0.227	1.000
	NGC 2099	$1.000 \pm 0.002$	$0.417 \pm 0.005$	0.194	1.000
	NGC 6834	$1.000 \pm 0.003$	$0.419 \pm 0.008$	0.185	1.000
	NGC 7142	$0.998 \pm 0.004$	$0.447 \pm 0.011$	0.190	1.000
Гауссово распределение $\mu_q = 0.23$	IC 2714	$1.000 \pm 0.004$	$0.389 \pm 0.010$	0.086	1.000
	NGC 1912	$0.999 \pm 0.004$	$0.381 \pm 0.009$	0.061	1.000
	NGC 2099	$1.000 \pm 0.003$	$0.384 \pm 0.006$	0.273	1.000
	NGC 6834	$1.000 \pm 0.003$	$0.386 \pm 0.008$	0.256	1.000
	NGC 7142	$0.998 \pm 0.004$	$0.411 \pm 0.010$	0.167	1.000
Гауссово распределение $\mu_q = 0.60$	IC 2714	$0.998 \pm 0.003$	$0.459 \pm 0.009$	0.218	1.000
	NGC 1912	$1.000 \pm 0.004$	$0.446 \pm 0.009$	0.265	1.000
	NGC 2099	$1.000 \pm 0.002$	$0.452 \pm 0.006$	0.073	1.000
	NGC 6834	$1.001 \pm 0.003$	$0.450 \pm 0.009$	0.161	1.000
	NGC 7142	$0.999 \pm 0.003$	$0.478 \pm 0.010$	0.058	1.000

за исключением самого старого скопления выборки NGC 7142. Это доказывает, что форма ФБ не изменяет значительно зависимость поправочного коэффициента к массе скопления от доли двойных звезд.

В работе [290] влияние неразрешенных кратных систем на оценку массы звездного скопления рассмотрено более подробно. Информация о кратных системах в звездных скоплениях крайне скудная. Для частоты систем разной кратности в [290] использовались данные Мермийо с соавторами [291] для скопления Плеяды. Для случая рассеянных скоплений эти данные кажутся более подходящими, чем данные для звезд поля из работы Токовинина [289] (смотри выше). Население кратных звезд в звездных скоплениях может значительно отличаться от населения кратных звезд поля. В [291] для кратных звезд в Плеядах было получено соотношение 56:30:2 (одиночные, двойные и тройные звезды). Подобная работа для скопления Ясли была выполнена Мермийо и Майором [292]. Они обнаружили относительное содержание систем разной кратности 47:30:3. В работе [293] Мермийо рассмотрел различные источники неполноты данных о двойных и кратных звездах и сделал вывод, что «несмотря на значительные предпринятые усилия, доступный материал все еще неполон на нескольких уровнях». С того времени ситуация изменилась незначительно.

Данные из работы [291] не являются полными. Авторы исследовали 88 звезд спектральных классов F5 – K0 ( $(B - V) \in [0.38; 1.1]$ ) в круге радиусом  $70'$  вокруг звезды Альциона. Эта площадка расположена в пределах ядра скопления Плеяды (согласно данным [138] у Плеяд радиус ядра равен  $2.^{\circ}62$ , а радиус короны  $10.^{\circ}9$ , смотри выше). Данные [291] неполные, так как относятся только к внутренней части скопления.

В работе [294] по результатам наблюдений 144 карликов членов Плеяд спектральных классов G и K были найдены 22 двойные и 3 тройные системы. В работе [295] было обнаружено, что большинство короткопериодических спектроскопических двойных имеют третий компонент (по край-

ней мере, для звезд поля). Таким образом, многочисленные исследования, посвященные поиску спектроскопических двойных или двойных по фотометрическим данным в близких РЗС, легко могут пропустить третий компонент, если этот компонент является визуально отделенным.

В недавней работе [296] Данилов исследовал выборку из 395 звезд, вероятных членов Плеяд. Эти звезды расположены в пределах круга с радиусом  $2.^{\circ}5$  вокруг центра скопления, имеют звездные величины  $G < 15$  и ошибки тангенциальных скоростей меньше 0.177 км/с. На основе данных о положениях и тангенциальных скоростях было выделено 36–37 широких визуальных двойных. На основе положения звезд на диаграмме «звездная величина–показатель цвета» были выделены 62–70 неразрешенных двойных (или кратных) звезды. Расстояния между компонентами в визуальных парах оказались больше 0.165 пк (приблизительно 4000 астрономических единиц). Среднее отношение масс компонент в визуальных парах  $q = 0.67 \pm 0.04$ , распределение  $q$  приблизительно плоское при  $q \in [0.05; 0.8]$  с локальным максимумом при  $q = 0.85$ . Данилов [296] отметил 9 совпадений неразрешенных кратных звезд с компонентами визуальных пар, то есть, возможно, тройные или четверные системы. Кроме того, он обнаружил две тройных, одну четверную и одну шестерную визуальные системы с относительными скоростями в парах близкими к круговым. Если рассматривать все неразрешенные системы как двойные, то тогда выборка [296] содержит 260–270 одиночных звезд, 89–98 двойных и 9 тройных звезд.

Тем не менее, для исследования влияния кратных звезд на оценку массы скопления по его ФБ были взяты данные [291] (в этой работе обнаружено наименьшее число тройных систем среди всех кратных) и данные [289] для звезд поля. При этом предполагается, что в реальных скоплениях доля тройных (и большей кратности) звезд находится между этими двумя крайними случаями. Соответственно, и поправочный коэффициент к массе скопления будет заключен в пределах между коэффициентами для

этих двух случаев.

Для распределения  $q$  мы использовали только плоское распределение, основываясь на недавних результатах Ли с соавторами [297]. Были использованы те же ФБ для 5 РЗС из [286].

Для оценки поправочного коэффициента к массе скопления в работе [290] моделировались скопления, имеющие функции блеска, полученные из наблюдений, и с долей неразрешенных кратных звезд, определяемой соотношением:

$$\alpha = \frac{N_{binaries} + N_{triples} + N_{quadruples}}{N_{singles} + N_{binaries} + N_{triples} + N_{quadruples}}, \quad (5.21)$$

долей неразрешенных тройных систем среди всех кратных звезд  $\beta$ :

$$\beta = \frac{N_{triples}}{N_{binaries} + N_{triples} + N_{quadruples}}, \quad (5.22)$$

и, аналогично, доля неразрешенных четверных систем  $\gamma$

$$\gamma = \frac{N_{quadruples}}{N_{binaries} + N_{triples} + N_{quadruples}} \quad (5.23)$$

и распределением отношений масс компонент  $f(q)$ .

Доля неразрешенных кратных звезд  $\alpha$  изменялась от 0.1 до 0.9 с шагом 0.1. Доля неразрешенных тройных рассчитывалась по данным [291] или [289] и составляла, соответственно, 2:32 (это означает, что каждые две звезды из 32 кратных являются тройными) или 8:45. Доля неразрешенных четверных систем в случае [291] равна нулю, а в случае [289] их доля равна 4:45. Количество пятерных систем не учитывалось, как пренебрежимо малое. В [290] использовалось равномерное распределение отношения масс компонент  $q_i = M_i/M_1$  при  $q \in [0; 1]$  ( $i = 2$  для двойных звезд,  $i = 2, 3$  для тройных звезд и  $i = 2, 3, 4$  для четверных).

Распределение звездных величин разбивалось на равные интервалы

$\Delta J$ , в каждом из них вычислялось число звезд  $N$  аналогично [286]. Затем, для каждого интервала вычислялось количество двойных, тройных и четверных звезд.

$$N_{triples} = \alpha * \beta * N \quad (5.24)$$

$$N_{quadruples} = \alpha * \gamma * N \quad (5.25)$$

$$N_{binaries} = \alpha * N - N_{triples} - N_{quadruples} \quad (5.26)$$

$$N_{singles} = N - N_{binaries} - N_{triples} - N_{quadruples} \quad (5.27)$$

Так как все числа звезд  $N_{quadruples}$ ,  $N_{triples}$ ,  $N_{binaries}$ ,  $N_{singles}$  должны быть целыми, в [290] количества неразрешенных кратных звезд округлялись вверх до целого значения. Для всех звезд в интервале звездной величины использовалась одна и та же средняя звездная величина.

Затем, для каждого значения средней звездной величины вычислялась болометрическая светимость. Для звезд главной последовательности использовалась формула Экера ([287], смотри выше), значение массы для которой бралось из таблицы теоретической изохроны. Для звезд, которые уже покинули ГП, мы использовали изохрону с возрастом  $4 \times 10^7$  лет, чтобы определить светимость проэволюционировавшей звезды на стадии ГП, при условии, что масса равна массе проэволюционировавшей звезды.

После этого, с помощью метода Неймана [97, 286] генерировались отношения масс компонент  $q_2, q_3, q_4$  для каждой четверной звезды,  $q_2, q_3$  для каждой тройной звезды и  $q_2$  для каждой двойной звезды. Таким образом,

для каждой кратной звезды мы имеем следующую систему уравнений [296]:

$$\begin{cases} L = \sum_{i=1}^k L_i \\ \log L_i = -0.705(\log M_i)^2 + 4.655(\log M_i) - 0.025 \\ q_i = \frac{M_i}{M_1} \\ i = 1, 2, \dots, k \end{cases} \quad (5.28)$$

где  $q_1 \equiv 1$ ,  $L$  и  $L_i$  — светимости всей системы и каждого компонента,  $k$  — номер компонента в кратной системе.  $M_1, M_2, M_3, M_4$  — это зависимые переменные, значения которых нам надо найти,  $L_1, L_2, L_3, L_4$  — тоже неизвестные величины. Второе уравнение системы — это соотношение «масса—светимость» из работы Экера [287].

Можно преобразовать систему к одному уравнению  $f(x) = 0$ :

$$f(x) = dx^2 + bx + c + \log(1 + F(x)) - \log L, \quad (5.29)$$

$$F(x) = \sum_{i=2}^k 10^{d(\log q_i)^2 + \log q_i(2dx+b)}, \quad (5.30)$$

где  $x = \log M_1$ ,  $d = -0.705$ ,  $b = 4.655$ ,  $c = -0.025$ .

Решая это уравнение относительно  $x$ , получаем все массы компонент неразрешенных кратных систем  $M_1 = 10^x$ ,  $M_i = q_i M_1$  ( $i = 2$  для двойных,  $i = 2, 3$  для тройных звезд и  $i = 2, 3, 4$  для четверных звезд).

Наконец, складывая массы кратных звезд с массами одиночных звезд, получается масса скопления в рассматриваемом интервале звездных величин. Так как отношения  $q_i$  получаются случайным образом, то результирующая оценка массы может изменяться. Поэтому вся процедура в [290] повторялась 30 раз, и для полученных значений массы вычислялись среднее значение и стандартное отклонение.

Если считать все звезды скопления одиночными, то будет получена

Таблица 5.3. Линейная аппроксимация  $y = A + B\alpha$  зависимости поправочного коэффициента к массе скопления от доли кратных звезд

Доля кратных звезд	Скопление	A	B	$\chi^2$	Q	$y(0.35 \pm 0.05)$
Доля кратных звезд в Плеядах по [291]	IC 2714	0.997 ± 0.003	0.451 ± 0.007	0.503	1.000	1.15±0.02
	NGC 1912	0.997 ± 0.002	0.441 ± 0.007	0.465	1.000	1.15±0.02
	NGC 2099	0.998 ± 0.002	0.447 ± 0.004	0.667	1.000	1.15±0.02
	NGC 6834	0.997 ± 0.002	0.449 ± 0.006	0.656	1.000	1.15±0.02
	NGC 7142	0.996 ± 0.003	0.471 ± 0.009	0.869	0.999	1.16±0.02
Доля кратных звезд в поле Галактики по [289]	IC 2714	0.993 ± 0.003	0.576 ± 0.007	1.333	0.995	1.19±0.03
	NGC 1912	0.989 ± 0.002	0.574 ± 0.006	2.161	0.976	1.19±0.03
	NGC 2099	0.999 ± 0.002	0.564 ± 0.005	0.407	1.000	1.20±0.03
	NGC 6834	0.992 ± 0.003	0.574 ± 0.007	3.511	0.898	1.19±0.03
	NGC 7142	0.990 ± 0.003	0.606 ± 0.008	3.967	0.860	1.20±0.03
Только двойные звезды [286]	IC 2714	1.003 ± 0.003	0.424 ± 0.006	0.612	1.000	1.15±0.02
	NGC 1912	0.999 ± 0.003	0.415 ± 0.007	0.574	1.000	1.14±0.02
	NGC 2099	1.000 ± 0.002	0.418 ± 0.004	0.314	1.000	1.15±0.02
	NGC 6834	1.000 ± 0.002	0.419 ± 0.006	0.234	1.000	1.15±0.02
	NGC 7142	0.999 ± 0.003	0.444 ± 0.008	0.230	1.000	1.15±0.02

оценка массы  $M_{wm}$  с помощью таблицы теоретической изохроны и поправочный коэффициент к массе скопления  $y = M/M_{wm}$  ('wm' означает здесь 'without multiples', то есть, «без кратных звезд»). Программа для расчета поправочных коэффициентов была написана О.И.Бородиной и доступна по адресу [https://github.com/olgaborodina/Unresolved\\_stars\\_in\\_clusters](https://github.com/olgaborodina/Unresolved_stars_in_clusters). Все расчеты также были выполнены О.И.Бородиной.

Рис.5.16 показывает зависимость поправочного коэффициента  $y$  к массе скопления от доли кратных звезд в скоплении  $\alpha$  для трех разных случаев. Первый случай соответствует скоплению, в котором есть только неразрешенные двойные звезды [286] (сплошная линия). Второй случай — это скопление с неразрешенными двойными и тройными системами с их соотношением из работы [291] (пунктирная линия). Третий случай — скопление с неразрешенными двойными, тройными и четверьми системами при их соотношении для звезд поля [289] (пунктирная линия). Во всех слу-

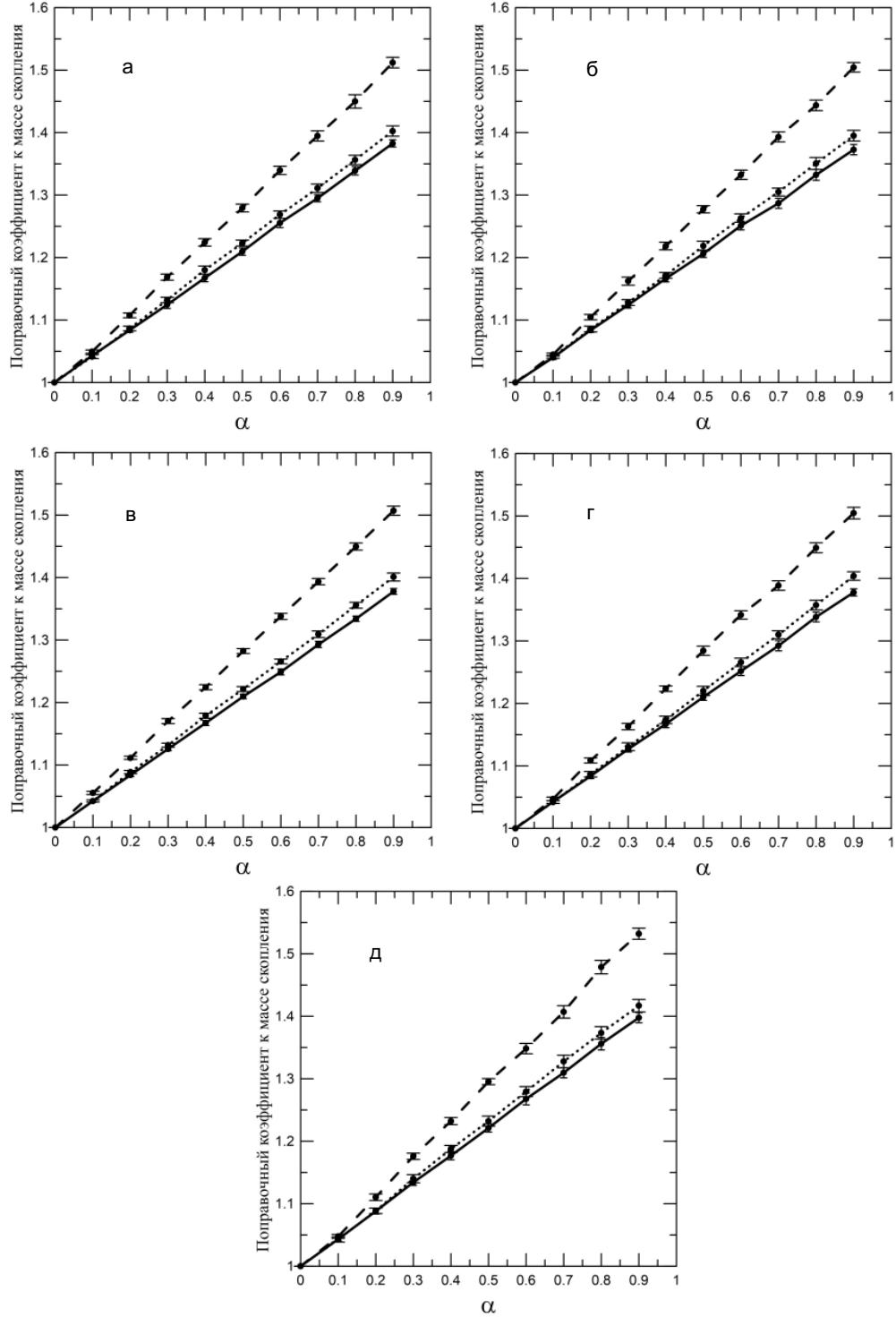


Рис. 5.16. Зависимость поправочного коэффициента к массе скопления от доли кратных звезд  $\alpha$  при различных предположениях о доле систем с различной кратностью (плоское распределение  $q$ ). Сплошная линия — только двойные системы с плоским распределением  $q$  [286]. Пунктирная линия — двойные и тройные системы согласно [291]. Штриховая линия — двойные, тройные и четверные системы согласно [289]. (а) IC 2714; (б) NGC 1912; (в) NGC 2099; (г) NGC 6834; (д) NGC 7142.

чаях использовалось плоское распределение  $q$ .

Случай с долей кратных систем по Мермийо [291] очень мало отличается от случая только двойных звезд, в отличие от случая доли кратных систем по Токовинину [289]. Это легко объяснить тем, что в случае [291] отношение числа тройных систем к общему числу кратных систем равно  $1/16 \approx 0.06$ , а в случае [289] доля тройных и четверных систем среди всех кратных увеличивается до  $12/33 \approx 0.36$ .

Легко видеть, что даже при доле кратных систем для звезд поля [289] поправочный коэффициент к массе скопления не превышает 1.2 для случая доли кратных систем 0.35 [266]. В более реалистичном случае доли кратных звезд для Плеяд [291] поправочный коэффициент при  $\alpha = 0.35$  не превышает 1.16. Таким образом, значение поправочного коэффициента 1.35, полученное в [266], невозможно объяснить в рамках процедуры «составления пары с ограничением по светимости» ('luminosity-limited pairing' смотри выше и [286]).

Скорее всего, Халай и Баумгардт [266] получили поправочный коэффициент из следующих соображений. Если доля неразрешенных двойных звезд в скоплении равна 0.35 и вторичные компоненты двойных систем имеют такое же распределение по массе, как главные компоненты, то добавка к массе скопления должна составлять как раз 0.35 от массы скопления в предположении, что все звезды одиночные. Такой способ составления пары согласно [279] называется 'primary-constrained random pairing' («составление пары случайным образом с ограничением по массе главного компонента»). Такой подход может быть вполне разумным, например, при задании начальных условий в задаче N тел. Но эти рассуждения содержат ошибку, если ставится задача определить массу скопления по фотометрическим данным, так как светимость двойной звезды, составленной таким образом, будет больше наблюдаемой светимости.

Халай и Баумгардт [266] определили массу скопления Ясли из следу-

ющих соображений. Вначале, они выбрали звезды вероятные члены скопления и оценили их массы по таблице теоретической изохроны и считая эти звезды одиночными. Затем, они оценили массу невидимых маломассивных звезд и массу невидимых остатков проеволюционировавших массивных звезд. После этого, они определили долю неразрешенных двойных звезд, равную 0.35, используя различные критерии. На следующем шаге они добавили к полученному значению массы массу вторичных компонентов неразрешенных двойных звезд, полученную из того же распределения масс, что и у главных компонентов. В результате, масса каждой неразрешенной двойной звезды увеличилась, в среднем, на 0.35 от значения массы главного компонента. Но они не учли, что при этом и светимость каждой двойной звезды должна возрасти (а ее звездная величина, соответственно, уменьшиться). Правильный путь решения был взять другие (меньшие) значения массы для каждого компонента, используя, например, «составление пары с ограничением по светимости» как в [286] или в [290].

В Таблице 5.3 приведены коэффициенты линейной аппроксимации для зависимостей, показанных на Рис.5.16 и значения поправочного коэффициента для доли кратных систем  $0.35 \pm 0.05$  [266] с целью иллюстрации и сравнения с [266]. Данные для случая только двойных звезд взяты из [286], в этой работе они соответствовали случаю плоского распределения (смотрите выше). Большие значения критерия  $\chi^2$  объясняются малыми значениями стандартных отклонений для масс скоплений при повторении случайной процедуры составления пар. Например, если искусственно увеличить в десять раз стандартное отклонение для оценок массы скопления NGC 1912 для случая доли кратных систем по Токовинину [289] (седьмая строка Таблицы 5.3), то значение  $\chi^2$  станет равным 0.367, а значение  $Q$  станет равным единице.

При определении влияния неразрешенных кратных систем на оценку массы звездного скопления необходимо учитывать пространственное раз-

решение данных, использованных для построения функции светимости или функции блеска. В работах [286, 290] использовались ФБ скоплений, построенные по данным каталога 2MASS PSC [54]. Пространственное разрешение 2MASS примерно  $\delta \simeq 4''$  (<https://old.ipac.caltech.edu/2mass/overview/about2mass.html>). Если скопление находится на расстоянии 1 кпк, то при таком разрешении двойная система будет неразрешенной при расстоянии между компонентами 4000 астрономических единиц. В таком случае, даже очень широкие двойные и иерархические тройные в скоплениях нашей выборки будут неразрешенными (расстояния скоплений выборки приведены в Таблице 5.1).

Однако, если мы используем данные Gaia [79, 80, 298], то ситуация может сильно измениться. Пространственное разрешение Gaia DR2 для компонентов двойных  $\delta = 0.^{\circ}5 - 0.^{\circ}6$ , в 7–8 раз меньше, чем разрешение 2MASS [299]. Это соответствует предельному разделению компонент 500–600 а.е. при расстоянии скопления 1 кпк. В таком случае, широкие пары становятся разрешенными. Соответственно, поправочный коэффициент к массе скопления будет меньше. Разрешение последующих релизов данных Gaia должно быть еще лучше. Цель миссии Gaia — достичь разрешения  $\delta = 0.^{\circ}1$  для компонентов двойных систем (<https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/science-performance>).

В работе [290] было исследовано распределение видимого разделения компонент двойных систем. С этой целью мы использовали распределение логарифмов периодов  $P$  и распределение эксцентриситетов для двойных звезд солнечного типа из работы [274]. Распределение логарифмов периодов очень близко к нормальному распределению с  $\overline{\log P} = 4.8$  и  $\sigma_{\log P} = 2.3$  (это означает, что распределение периодов логнормальное). Мы случайным образом (равномерно) задавали наклонение плоскости орбиты, долготу перигастра и время после прохождения перигастра. Значения большой полуоси  $a$  определялись с использованием значения периода и третьего зако-

на Кеплера, в предположении средней массы главного компонента  $1 M_{\odot}$  и средней массы вторичного компонента  $0.5 M_{\odot}$ . Это привело к нормальному распределению логарифмов большой полуоси с  $\overline{\log a} = 1.55$  (это соответствует  $\bar{a} = 35$  а.е.) и  $\sigma_{\log a} = 1.53$ . Использование постоянных значений для масс компонентов двойных систем является грубым приближением, особенно для близких скоплений с большим интервалом масс звезд, доступных наблюдениям. Но для выборки скоплений из [286, 290] этот интервал не очень широкий (смотри Таблицу 5.1), поэтому такое приближение кажется подходящим.

Распределение логарифмов видимых разделений оказалось очень близким к распределению логарифмов больших полуосей (мы использовали 10000 случайных вариантов пар). Поэтому, в [290] было использовано гауссово распределение логарифмов видимых разделений компонент двойных звезд с теми же параметрами, что и у функции распределения больших полуосей. Для того, чтобы определить долю неразрешенных двойных звезд, необходимо проинтегрировать это распределение от  $-\infty$  до  $\log a_0$ , где  $a_0$  — это значение разделения компонент двойной системы, соответствующее разрешению каталога для компонент двойной  $a_0(AU) = r(pc) * \delta(arcsec)$ . Искомая доля неразрешенных двойных систем (UBF) среди всех двойных есть

$$\begin{aligned} UBF(\log a_0) &= \frac{1}{\sigma_{\log a} \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\log a_0} \exp \left\{ -\frac{(\log a - \overline{\log a})^2}{2\sigma_{\log a}^2} \right\} d\log a = \\ &= \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{erf} \left( \frac{\log a_0 - \overline{\log a}}{\sigma_{\log a} \sqrt{2}} \right), \end{aligned} \quad (5.31)$$

предполагая, что  $\log a_0 > \overline{\log a}$ . Это кажется разумным, так как даже для расстояния скопления  $r = 100$  пк предельное разделение компонент двойной системы будет 50–60 а.е. (в случае Gaia DR2), а  $\bar{a} = 35$  а.е.

Таблица 5.4 содержит значения доли неразрешенных двойных для

Таблица 5.4. Доли неразрешенных двойных систем (UBF) для скоплений выборки

Скопление	г пк	2MASS		Gaia DR2	
		$a_0$	UBF	$a_0$	UBF
		а.е.	а.е.	а.е.	а.е.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
IC 2714	1250	5000	0.92	625	0.80
NGC 1912	1140	4560	0.92	570	0.79
NGC 2099	1410	5640	0.93	705	0.80
NGC 6834	2080	8320	0.94	1040	0.83
NGC 7142	1780	7120	0.94	890	0.82

скоплений выборки [286, 290] для двух случаев пространственного разрешения для двойных систем. Первый случай соответствует разрешению 2MASS ( $4''$ ), а второй — разрешению Gaia DR2 (для однозначности было использовано значение  $0.^{\prime\prime}5$ ). Расстояния для скоплений были взяты из Таблицы 5.1.

Легко видеть, что даже для пространственного разрешения Gaia DR2 доля неразрешенных двойных остается большой. Вероятность обнаружить визуальную двойную систему зависит от отношения масс ее компонентов и от предельной звездной величины выборки. Независимо от видимости вторичного компонента, визуальная двойная звезда не отличается от одиночных звезд при получении оценки массы скопления. При использовании данных Gaia, необходимо вначале определить, какая доля двойных и кратных систем является неразрешенной в скоплении при его гелиоцентрическом расстоянии. После этого, можно найти поправочный коэффициент к массе скопления, используя результаты [286, 290].

## 5.5. Обсуждение и выводы

В Главе 5 рассмотрены вопросы получения функции светимости (функции блеска) и функции масс звездных скоплений, их исследования, а также их использования для получения оценок массы звездных скоплений. ФБ, ФС и ФМ — это классический пример использования статистического подхода к исследованию звездного состава скоплений. Для получения ФБ и ФС автором настоящей работы было предложено использовать метод KDE [244]. Этот подход был использован для получения функций блеска шарового скопления Palomar 1 [245], функций блеска и функции масс рассеянных скоплений NGC 4815 [188], NGC 4337 [104], Ruprecht 147 [131], Плеяды [138] и других.

Основной проблемой при получении ФБ и ФС звездных скоплений методом KDE являются крупномасштабные флюктуации плотности звезд поля, как, впрочем, и для любых других статистических методов (на что обращалось внимание еще в [92]). Ключевым моментом при таких исследованиях является правильный выбор площадки (площадок) сравнения. Для этого необходимо правильно определить размеры скопления, изучить распределение плотности звезд в окрестностях скопления с помощью карт поверхностной плотности, учесть наличие соседних скоплений (для этого удобно использовать новый Атлас рассеянных скоплений, доступный онлайн [181]).

По функциям блеска и функциям масс, построенным методом KDE, можно исследовать особенности звездного состава скоплений. Для этого в работах [188, 245] применялись различные статистические подходы для оценки значимости минимумов ФБ. В работах [104, 138] определялся наклон функции масс в различных диапазонах массы. Для скоплений Ruprecht 147 и Плеяды функция масс строилась отдельно для ядра и для гало скопления (в проекции на картинную плоскость), что позволило показать зна-

чимую сегрегацию звезд по массе, особенно хорошо заметную у Ruprecht 147 [131, 138]. ФБ и ФМ, построенные методом KDE, позволяют лучше увидеть особенности распределения звезд по звездным величинам или по массам, чем ФБ и ФМ, построенные методом гистограмм. Причина в том, что при использовании гистограмм данные для разных точек объединяются по произвольно выбранным интервалам (это так называемый ‘*binning*’); метод KDE свободен от этого недостатка.

Для скопления NGC 4337 в работе [104] было проведено сравнение фотометрических оценок массы (по ФБ) и динамических оценок. Динамические оценки были получены на основе значения дисперсии скоростей для выборки звезд, у которых лучевые скорости были измерены на многообъектном спектрографе FLAMES телескопа VLT. Оказалось, что динамические оценки массы в несколько раз превышают фотометрические. Конечно, любая фотометрическая оценка массы является нижней оценкой, так как нам неизвестна часть ФБ для маломассивных звезд, нам неизвестно количество невидимых остатков проеволюционировавших звезд (нейтронных звезд и черных дыр), а также, нам неизвестно количество неразрешенных кратных звезд в скоплении. Но приблизительный учет всех этих факторов не позволяет согласовать фотометрическую и динамические оценки массы. Был сделан вывод, что значение дисперсии скоростей, по которому получались динамические оценки массы, завышено. Причинами могут быть ошибки измерения лучевых скоростей, наличие в выборке звезд не-членов скопления, а также присутствие в выборке неразрешенных двойных звезд, являющихся спектроскопически-двойными, у которых в спектре видны линии только главного компонента. В таком случае, измеренные лучевые скорости будут отличаться от лучевой скорости центра масс двойной системы. Для того, чтобы разобраться в этой проблеме, возможно, понадобится моделирование выборки с различными источниками ошибок.

В работах [286, 290] было исследовано влияние неразрешенных двой-

ных звезд и звезд большей кратности на фотометрическую оценку массы скопления. Для оценки такого влияния был предложен метод «составления пары с ограничением по светимости» ('luminosity-limited pairing' по аналогии с терминологией из [279]). В итоге, были получены поправочные коэффициенты к массе скопления (полученной в предположении, что все звезды являются одиночными) для различных долей кратных звезд, различных предположений о распределении отношения масс компонент и для различных долей систем разной кратности в скоплении. В [290] показано, что поправочный коэффициент за наличие неразрешенных двойных систем, полученный в [266] для скопления Ясли, сильно завышен; обсуждаются причины ошибки авторов [266]. В [290] обсуждается также влияние на долю неразрешенных двойных систем пространственного разрешения различных обзоров неба.

## **5.6. Положения, выносимые на защиту**

По результатам пятой главы на защиту выносятся следующие положения:

- Показано, что из-за наличия неразрешенных двойных и кратных систем в звездном скоплении оценка его массы, получаемая по функции светимости, будет занижена. Предложен метод «составления пары с ограничением по светимости» для определения масс компонент неразрешенной кратной системы. Получены поправочные коэффициенты к оценке массы скопления в зависимости от доли неразрешенных двойных и кратных звезд и вида распределения отношения масс их компонент.

## Заключение

Соискателем предложено и отработано применение метода Kernel Density Estimator для получения функций распределения, характеризующих звездное скопление (линейной плотности для определения центра скопления, радиальных профилей плотности и карт распределения поверхностной плотности, функции блеска и функции светимости скопления, функции масс скопления, получение распределения звезд скопления по скоростям и других). Эти методы были использованы для исследования звездного состава и структуры ряда звездных скоплений по данным оригинальных фотометрических и спектроскопических наблюдений, а также по данным обзоров неба в видимом и инфракрасном диапазонах. Эти методы были использованы, также, при исследовании структуры численных моделей корон рассеянных звездных скоплений для изучения динамики корон РЗС.

Для нескольких близких рассеянных скоплений (Плеяды, Альфа Персия, Rup 147) по данным каталога Gaia DR2 были отобраны вероятные члены этих скоплений с использованием различных методов. В ходе этой работы был предложен «метод равномерного фона» для оценки вероятности принадлежности групп звезд к скоплению. В результате исследования этих скоплений были обнаружены приливные хвосты скопления Rup 147, исследован звездный поток в окрестностях скопления Альфа Персия, исследована кинематика звезд в скоплении Плеяды и были сделаны важные выводы о динамическом состоянии этого скопления. Подтверждены выводы о наличии протяженных корон у скоплений Плеяды и Rup 147, а также у ряда других РЗС.

Методы, предложенные соискателем, были использованы для иссле-

дования звездного состава и структуры шаровых скоплений  $\omega$  Сен и Агр 2. В скоплении  $\omega$  Сен были исследованы различия в пространственном распределении звезд разных населений (разного химического состава). С этой целью, в частности, был реализован метод аппроксимации изолиний плотности на картах распределения поверхностной плотности эллипсами. При этом было показано, что распределение звезд разных населений имеет значимые различия. В скоплении Агр 2 было проведено сравнение пространственного распределения звезд голубых бродяг, звезд горизонтальной ветви, ветви красных гигантов и главной последовательности. В результате, был сделан вывод о том, что наиболее вероятный механизм образования голубых бродяг в скоплении Агр 2 — это перенос вещества с одного компонента на другой в тесных первичных двойных системах.

На основе данных обзора неба в инфракрасном диапазоне 2MASS проведено исследование комплекса звездообразования G174+2.5. На основе карт плотности, построенных по данным 2MASS, в области G174+2.5 было обнаружено неизвестное ранее скопление S232 IR.

На основе опубликованных данных о координатах и величинах звезд исследована структура гало звездного скопления NGC 2070 в Большом Магеллановом Облаке. Обнаружено, что гало скопления состоит из большого числа субскоплений. В большинстве случаев, субскопления выглядят как волокна или дуги, формируя кольцеобразные структуры, совпадающие с волокнами ионизованного газа в центральной части туманности Тарантул. Показано, что гало скопления асимметрично. Радиальные профили плотности имеют ступеньки и вторичные максимумы, что говорит о нестационарности скопления в регулярном поле.

Для ряда звездных скоплений были построены функции блеска и функции масс, исследованы особенности ФБ и ФМ. На основе ФБ и ФМ были получены нижние оценки масс этих скоплений. Для рассеянного скопления NGC 4337 проведено сравнение «фотометрических» оценок массы

(полученных по ФБ) и «динамических» оценок массы (полученных на основе значения дисперсии скоростей по данным о лучевых скоростях звезд вероятных членов скопления). Оказалось, что «динамические» оценки массы в несколько раз больше «фотометрических» оценок массы. Был сделан вывод о том, что значение дисперсии скоростей завышено. В качестве одной из причин этого предложено наличие в выборке неразрешенных двойных звезд, являющихся спектроскопически двойными, у которых в спектре видны только линии главного компонента.

Исследовано влияние неразрешенных кратных звезд на «фотометрические» оценки массы рассеянных скоплений. Получены поправочные коэффициенты к оценке массы скопления, найденной в предположении, что все звезды являются одиночными (эти коэффициенты больше единицы) при различных значениях доли кратных звезд, различных предположениях о распределении отношения масс компонент кратных систем и о разной доле систем разной кратности. При этом, соискателем был предложен метод «составления пары с ограничением по светимости» ('luminosity-limited pairing') и доказано, что именно этот метод должен использоваться при уточнении массы скопления за счет наличия неразрешенных кратных звезд. Исследована также зависимость доли неразрешенных двойных звезд от пространственного разрешения используемого каталога и расстояния до скопления.

В дальнейшем автор предполагает продолжить исследования звездного состава, структуры и динамики близких рассеянных скоплений на основе каталогов космической миссии *Gaia*. Кроме этого, планируется создание однородного каталога структурных и динамических характеристик рассеянных скоплений до одного значения абсолютной предельной звездной величины (и, соответственно одного значения массы звезды) и его статистическое исследование. Планируется, также, исследовать влияние различных факторов на определение дисперсии скоростей звезд, в том числе

ле, наличия в выборке неразрешенных двойных систем. Предполагается разработать методику для обнаружения неразрешенных двойных звезд в рассеянных скоплениях на основе фотометрии звезд в видимом и инфракрасном диапазонах. Будет продолжено и исследование экстремально молодых звездных скоплений в областях звездообразования на основе данных будущих наблюдений в инфракрасном диапазоне. Автор предполагает также использовать полученные результаты при написании монографии «Звездные скопления», в которой будут отражены исследования звездных скоплений в последние 3-4 десятилетия.

## Благодарности

Соискатель выражает благодарность своим коллегам и соавторам В.М. Данилову, А.М. Соболеву, Дж. Карраро, Дж. Пиотто, Р. Капуццо Дольчетта, Л. Присинцано, Е. Панчино, А.В. Локтину, Е.А. Аввакумовой, О.И. Бородиной, В.В. Никифоровой, М.В. Кулешу за помощь и плодотворное сотрудничество, а также благодарит Дэвида Мерритта за благожелательную поддержку и знакомство с современными методами оценивания плотности вероятности.

В представленной работе была использована база данных WEBDA, поддерживаемая Кафедрой теоретической физики и астрофизики Университета Масарика (г. Брно, Чешская республика).

Работа использует данные обзора 2MASS, который является совместным проектом Университета штата Массачусетс и Центра Обработки и Анализа Инфракрасных Данных Калифорнийского Технологического Института, финансируемого NASA и Национальным Научным Фондом. В работе использовались также данные обзора UKIDSS GPS, полученного на телескопе UKIRT; в то время, когда (часть) использованных данных была получена, UKIRT поддерживался NASA и управлялся под руководством соглашения между Университетом Гавайских островов и Центром передовых технологий Lockheed Martin, управление осуществлялось в рамках сотрудничества с Восточно-Азиатской Обсерваторией.

В этой работе использованы данные космической миссии Gaia Европейского космического агентства (ESA). Эти данные обрабатываются Консорциумом обработки и анализа данных Gaia (DPAC) . Финансирование DPAC обеспечивается национальными учреждениями, в частности, учреждениями, участвующими в Многостороннем Соглашении Gaia. Вебсайт миссии Gaia – <https://www.cosmos.esa.int/gaia>, вебсайт архива данных Gaia – <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>.

## Литература

1. Холопов П. Н. Звездные скопления // Изд. Наука, Главная редакция физико-математической литературы: Москва. — 1981. — 480 с.
2. Harris W. A catalog of parameters for globular clusters in the Milky Way // *Astronomy and Astrophysics*. — 1996. — Vol. 112. — P. 1487-1488.
3. Kharchenko N. V., Piskunov A. E., Schilbach E., et al. Global survey of star clusters in the Milky Way. II. The catalogue of basic parameters // *Astronomy and Astrophysics*. — 2013. — Vol. 558, article id. 53 — 8 p.
4. Dias W. S., Alessi B. S., Moitinho A. et al. New catalogue of optically visible open clusters and candidates // *Astronomy and Astrophysics*. — 2002. — Vol. 389. — P. 871-873.
5. Stahler S., ed. The birth of star clusters // *Astrophysics and Space Science Library, Volume 424*. Springer Nature: Switzerland AG. — 2018. — 210 p.
6. Trumpler R. Preliminary results on the distances, dimensions and space distribution of open star clusters // *Lick Observatory Bulletin*. — 1930. — No. 420. — P. 154-188.
7. Iben I., Jr. Stellar evolution within and off the main sequence // *Annual Review of Astron. and Astrophys.* — 1967. — Vol. 5. — P. 571-626.
8. Попова М. Э., Локтин А. В. Рассеянные звездные скопления в спиральных рукавах нашей Галактики // *Письма в Астрономический Журнал*. — 2008. — Т. 34. — С. 609–616.

9. *Loktin A.V., Popova M. E.* Kinematics of open star clusters based on the data of the new version of the “Homogeneous Catalog of Open Cluster Parameters” // *Astrophysical Bulletin*. — 2019. — Vol. 74. — P. 270-276.
10. *Loktin A.V., Popova M. E.* On the metallicity gradient in the Galactic disk // *Research in Astronomy and Astrophysics*. — 2020. — Vol. 20, article id. 058. — 6 p.
11. *Boffin H.M.J., Carraro G., Beccari G., eds.* Ecology of blue straggler stars // Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg. — 2015. — 368 p.
12. *Hui C.Y., Cheng K.S., Taam R.E.* Dynamical formation of millisecond pulsars in globular clusters // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — Vol. 714. — P. 1149-1154.
13. *Knigge C., Baraffe I., Patterson J.* The evolution of cataclysmic variables as revealed by their donor stars // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2011. — Vol. 194, article id. 28. — 48 p.
14. *Pooley D.* Globular cluster X-ray sources // *Memorie della Societa Astronomica Italiana*. — 2016. — Vol. 87. — P. 547-550.
15. *Кинг А.Р.* Введение в классическую звездную динамику // Изд. УРСС: Москва. — 2002. — 288 с.
16. *Данилов В.М.* Нестационарность рассеянных звездных скоплений // Изд. Уральского университета: Екатеринбург. — 2015. — 484 с.
17. *Carraro G., de Grijs R., Elmegreen B., et al.* Division VII: Commission 37: Star Clusters and Associations // *Transactions IAU*. — 2015. — Vol. 10, Issue T28. — P. 128-131.
18. *Ефремов Ю.Н.* Очаги звездообразования в галактиках // Изд. Наука, Главная редакция физико-математической литературы: Москва. — 1989. — 248 с.

19. *Brandl B., Sams B.J., Bertoldi F., et al.* Adaptive optics near-infrared imaging of R136 in 30 Doradus: the stellar population of a nearby starburst // *The Astrophysical Journal*. — 1996. — Vol. 466. — P. 254-273.
20. *Portegies Zwart, S.F., McMillan S.L.W., Gieles M.* Young massive star clusters // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2010. — Vol. 48. — P. 431-493.
21. *Do T., Martinez G.D., Yelda S., et al.* Three-dimensional stellar kinematics at the Galactic center: measuring the nuclear star cluster spatial density profile, black hole mass, and distance // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2013. — Vol. 779, article id. L6. — 7 p.
22. *Liermann A., Hamann W.-R., Oskinova L.M.* The Quintuplet cluster. III. Hertzsprung-Russell diagram and cluster age // *Astronomy and Astrophysics*. — 2012. — Vol. 540, article id. A14. — 9 p.
23. *Shin J. Kim S.S.* Low-end mass function of the Arches cluster // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2015. — Vol. 447. — P. 366-373.
24. *Clark J.S., Negueruela I., Crowther P.A., et al.* On the massive stellar population of the super star cluster Westerlund 1 // *Astronomy and Astrophysics*. — 2005. — Vol. 434. — P. 949-969.
25. *Negueruela I., Clark J.S., Ritchie B.W.* The population of OB supergiants in the starburst cluster Westerlund 1 // *Astronomy and Astrophysics*. — 2010. — Vol. 516, article id. A78. — 17 p.
26. *Gennaro M., Brandner W., Stolte A., et al.* Mass segregation and elongation of the starburst cluster Westerlund 1 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2011. — Vol. 412. — P. 2469-2488.

27. *Kudryavtseva N., Brandner W., Gennaro M., et al.* Instantaneous Starburst of the Massive Clusters Westerlund 1 and NGC 3603 YC // *The Astrophysical Journal Letters.* — 2012. — Vol. 750, article id. L44. — 5 p.
28. *Ascenso J., Alves J., Vicente S., et al.* NTT and VLT diffraction limited imaging of Trumpler 14: revealing a massive core-halo cluster // *Astronomy and Astrophysics.* — 2007. — Vol. 476. — P. 199-215.
29. *Harayama Y., Eisenhauer F., Martins F.* The Initial Mass Function of the Massive Star-forming Region NGC 3603 from Near-Infrared Adaptive Optics Observations // *The Astrophysical Journal.* — 2008. — Vol. 675. — P. 1319-1342.
30. *Nishiyama S., Tamura M., Hatano H., et al.* Interstellar extinction law toward the Galactic center III: J, H, K<sub>S</sub> bands in the 2MASS and the MKO systems, and 3.6, 4.5, 5.8, 8.0  $\mu$ m in the Spitzer/IRAC System // *The Astrophysical Journal.* — 2009. — Vol. 696. — P. 1407-1417.
31. *Carraro G., Turner D., Majaess D., et al.* The distance to the young open cluster Westerlund 2 // *Astronomy and Astrophysics.* — 2013. — Vol. 555, article id. A50. — 9 p.
32. *Hindson L., Thompson M.A., Urquhart J.S., et al.* The G305 star-forming complex: radio continuum and molecular line observations // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 2013. — Vol. 435. — P. 2003-2022.
33. *Bally J., Anderson L.D., Battersby C., et al.* Herschel observations of the W43 “mini-starburst” // *Astronomy and Astrophysics.* — 2010. — Vol. 518, article id. L90. — 4 p.

34. *Nguyen Luong Q., Motte F., Schuller F., et al.* W43: the closest molecular complex of the Galactic bar? // *Astronomy and Astrophysics*. — 2011. — Vol. 529, article id. A41. — 16 p.
35. *Motte F., Nguyn Luong Q., Schneider N., et al.* The formation of the W43 complex: constraining its atomic-to-molecular transition and searching for colliding clouds // *Astronomy and Astrophysics*. — 2014. — Vol. 571, article id. A32. — 12 p.
36. *Figer D.F., MacKenty J.W., Robberto M., et al.* Discovery of an Extraordinarily Massive Cluster of Red Supergiants // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — Vol. 643. — P. 1166-1179.
37. *Davies B., Figer D.F., Kudritzki R.-P., et al.* A massive cluster of red supergiants at the base of the Scutum-Crux arm // *The Astrophysical Journal*. — 2007. — Vol. 671. — P. 781-801.
38. *Negueruela I., González-Fernández C., Marco A., et al.* A massive association around the obscured open cluster RSGC3 // *Astronomy and Astrophysics*. — 2011. — Vol. 528, article id. A59. — 15 p.
39. *Negueruela I., Marco A., González-Fernández C., et al.* Red supergiants around the obscured open cluster Stephenson 2 // *Astronomy and Astrophysics*. — 2012. — Vol. 547, article id. A15. — 19 p.
40. *Gratton R.G., Carretta E., Bragaglia A.* Multiple populations in globular clusters. Lessons learned from the Milky Way globular clusters // *The Astronomy and Astrophysics Review*. — 2012. — Vol. 20, article id. 50. — 54 p.
41. *Piotto G.* Observations of multiple populations in star clusters // *The Ages of Stars, Proceedings of the 258 International Astronomical Union (IAU) Symposium, Baltimore, MD, October 13–17, 2008, Ed.: Mamajek E.E.,*

- Soderblom D.R., Wyse R.F.G. Cambridge University Press: Cambridge. — 2009. — P. 233-244.*
42. *Charbonnel C.* Young and old massive star clusters: Theoretical challenges for the next decade // *Formation, evolution, and survival of massive star clusters, Proceedings of the 316 International Astronomical Union (IAU) Symposium, Honolulu, August 11–14, 2015, Ed.: Charbonnel C., Nota A.* Cambridge University Press: Cambridge. — 2017. — P. 1-8.
43. *Pancino E., Seleznev A., Ferraro F.R., et al.* The multiple stellar population in  $\omega$  Centauri: spatial distribution and structural properties // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 2003. — Vol. 345. — P. 683-690.
44. *Bekki K., Freeman K.C.* Formation of  $\omega$  Centauri from an ancient nucleated dwarf galaxy in the young Galactic disc // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 2003. — Vol. 346. — P. L11-L15.
45. *Bellazzini M., Ibata R.A., Chapman S.C., et al.* The nucleus of the Sagittarius Dsph galaxy and M54: a window on the process of galaxy nucleation // *The Astronomical Journal.* — 2008. — Vol. 136. — P. 1147-1170.
46. *Bekki K., Yong D.* On the origin of the stellar halo and multiple stellar populations in the globular cluster NGC 1851 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 2012. — Vol. 419. — P. 2063-2076.
47. *Grillmair C.J., Cutri R., Masci F.J., et al.* Detection of a nearby halo debris stream in the WISE and 2MASS surveys // *The Astrophysical Journal Letters.* — 2013. — Vol. 769, article id. L23. — 5 p.
48. *Sollima A., Martínez-Delgado D., Valls-Gabaud D., et al.* Discovery of tidal tails around the distant globular cluster Palomar 14 // *The Astrophysical Journal.* — 2011. — Vol. 726, article id. 47. — 8 p.

49. Odenkirchen M., Grebel E.K., Dehnen W., et al. The extended tails of Palomar 5: A  $10^\circ$  arc of globular cluster tidal debris // *The Astronomical Journal*. — 2003. — Vol. 126. — P. 2385-2407.
50. Neumayer N. Nuclear star clusters // *Formation, evolution, and survival of massive star clusters, Proceedings of the 316 International Astronomical Union (IAU) Symposium, Honolulu, August 11–14, 2015*, Ed.: Charbonnel C., Nota A. Cambridge University Press: Cambridge. — 2017. — P. 84-90.
51. Harris W.E., Harris G.L.H., Alessi M. A catalog of globular cluster systems: what determines the size of a galaxy's globular cluster population // *The Astrophysical Journal*. — 2013. — Vol. 772, article id. 82. — 13 p.
52. Harris W.E. Young, old, massive: Steps to understanding globular cluster formation // *Star Clusters: From the Milky Way to the Early Universe, Proceedings of the 351 International Astronomical Union (IAU) Symposium, Bologna, May 27–31, 2019*, Ed.: Bragaglia A., Davies M., Sills A., Vesperini E. Cambridge University Press: Cambridge. — 2020. — P. 502-506.
53. Taylor M.A., Puzia T.H., Gomez M., et al. Observational evidence for a dark side to NGC 5128's globular cluster system // *The Astrophysical Journal*. — 2015. — Vol. 805, article id. 65. — 20 p.
54. Skrutskie M.F., Cutri R.M., Stiening R., et al. The Two Micron All Sky Survey (2MASS) // *The Astronomical Journal*. — 2006. — Vol. 131. — P. 1163-1183.
55. Lawrence A., Warren S. J., Almaini O., et al. The UKIRT infrared deep sky survey (UKIDSS) // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2007. — Vol. 379. — P. 1599-1617.

56. *Cross N.J.G., Collins R.S., Mann R.G., et al.* The VISTA science archive // *Astronomy and Astrophysics*. — 2012. — Vol. 548, article id. A119. — 21 p.
57. *Wright E.L., Eisenhardt P.R.M., Mainzer A.K.* The wide-field infrared survey explorer (WISE): mission description and initial on-orbit performance // *The Astronomical Journal*. — 2010. — Vol. 140. — P. 1868-1881.
58. *Churchwell E., Babler B.L., Meade M.R., et al.* The Spitzer/GLIMPSE surveys: a new view of the Milky Way // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — Vol. 121. — P. 213–230.
59. *Ivanov V.D., Borissova J., Peshev P., et al.* Discovery of new Milky Way star clusters candidates in the 2MASS point source catalog // *Astronomy and Astrophysics*. — 2002. — Vol. 394. — P. L1-L4.
60. *Глушкова Е.Б., Копосов С.Е., Золотухин И.Ю., и др.* Автоматический поиск звездных скоплений в больших многоцветных обзорах: II. Открытие и исследование РЗС в Галактической плоскости // *Письма в Астрономический Журнал*. — 2010. — Т. 36. — С. 83-93.
61. *Scholz R.-D., Kharchenko N.V., Piskunov A.E., et al.* Global survey of star clusters in the Milky Way. IV. 63 new open clusters detected by proper motions // *Astronomy and Astrophysics*. — 2015. — Vol. 581, article id. A39. — 15 p.
62. *Reylé C., Robin A.C.* Search for star clusters close to the Galactic plane with DENIS // *Astronomy and Astrophysics*. — 2002. — Vol. 384. — P. 403-407.
63. *Zasowski G., Beaton R.L., Hamm K.K., et al.* Open clusters in the Milky Way outer disk: newly discovered and unstudied clusters in the Spitzer

- GLIMPSE-360, CYG-X, and SMOG surveys // *The Astronomical Journal*. — 2013. — Vol. 146, article id. 64. — 20 p.
64. Solin O., Ukkonen E., Haikala L. Mining the UKIDSS Galactic Plane Survey: star formation and embedded clusters // *Astronomy and Astrophysics*. — 2012. — Vol. 542, article id. A3. — 23 p.
  65. Borissova J., Chené A.-N., Ramírez A.S., et al. New galactic star clusters discovered in the VVV survey. Candidates projected on the inner disk and bulge // *Astronomy and Astrophysics*. — 2014. — Vol. 569, article id. A24. — 25 p.
  66. Camargo D., Bica E., Bonatto C., et al. Discovery of two embedded clusters with WISE in the high Galactic latitude cloud HRK 81.4-77.8. // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2015. — Vol. 448. — P. 1930-1936.
  67. Netopil M., Paunzen E., Carraro G. A comparative study on the reliability of open cluster parameters // *Astronomy and Astrophysics*. — 2015. — Vol. 582, article id. A19. — 15 p.
  68. Samal M.R., Ojha D.K., Jose J., et al. Star formation in the filament of S254-S258 OB complex: a cluster in the process of being created // *Astronomy and Astrophysics*. — 2015. — Vol. 581, article id. A5. — 14 p.
  69. Rivera-Ingraham A., Martin P.G., Polychroni D., et al. Herschel Observations of the W3 GMC (II): Clues to the Formation of Clusters of High-mass Stars // *The Astrophysical Journal*. — 2015. — Vol. 809, article id. 81. — 13 p.
  70. Rübke K., Herrero A., Borissova J., et al. MASGOMAS project, new automatic-tool for cluster search on IR photometric surveys // *Highlights of Spanish Astrophysics VIII, Proceedings of the XI Scientific Meeting of the Spanish Astronomical Society*. — 2015. — P. 614-614.

71. *Gilmore G., Randich S., Asplund M., et al.* The Gaia-ESO Public Spectroscopic Survey // *The Messenger*. — 2012. — Vol. 147. — P. 25-31.
72. *Anguiano B., Freeman K., Bland-Hawthorn J., et al.* The GALAH survey // *Setting the scene for Gaia and LAMOST - the current and next generations of surveys and models, Proceedings of the 298 International Astronomical Union (IAU) Symposium, Lijiang, May 20–24, 2013, Ed.: Feltzing S., Zhao G., Walton N.A., Whitelock P.A. Cambridge University Press: Cambridge*. — 2014. — P. 322-325.
73. *Covey K.R., Cottaar M., Foster J.B., et al.* The INfrared Survey of Young Nebulous Clusters (IN-SYNC): Surveying the dynamics and star formation histories of young clusters with APOGEE // *American Astronomical Society, AAS Meeting #225*. — 2015. — id.302.03.
74. *Bragaglia A., Tosi M.* The Bologna Open Cluster Chemical Evolution Project: Midterm Results from the Photometric Sample // *The Astronomical Journal*. — 2006. — Vol. 131. — P. 1544-1558.
75. *Casamiquela L., Carrera R., Jordi C., et al.* The OCCASO Survey: Open Clusters Chemical Abundances from Spanish Observatories // *EAS Publications Series*. — 2014. — Vol. 67-68. — P. 361.
76. *Sung H., Lim B., Bessell M.S., et al.* Sejong Open Cluster Survey (SOS). 0. Target Selection and Data Analysis // *Journal of Korean Astronomical Society*. — 2013. — Vol. 46. — P. 103-123.
77. *Caetano T.C., Dias W.S., Lépine J.R.D., et al.* The OPD photometric survey of open clusters I. Techniques, program details and first results of robust determination of the fundamental parameters // *New Astronomy*. — 2015. — Vol. 38. — P. 31-49.

78. *Mathieu R.D., WOCS Collaboration* The WIYN Open Cluster Study: A 15-year report // *American Astronomical Society, AAS Meeting #222.* — id.214.03.
79. *Gaia Collaboration, Prusti T., de Bruijne J.H.J., et al.* The Gaia mission // *Astronomy and Astrophysics.* — 2016. — Vol. 595, article id. A1. — 36 p.
80. *Gaia Collaboration, Brown A.G.A., Vallenari A., et al.* Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // *Astronomy and Astrophysics.* — 2018. — Vol. 616, article id. A1. — 22 p.
81. *Gaia Collaboration, Brown A.G.A., Vallenari A., et al.* Gaia Early Data Release 3. Summary of the contents and survey properties // *Astronomy and Astrophysics.* — 2021. — Vol. 649, article id. A1. — 20 p.
82. *Lodieu N., Smart R.L., Pérez-Garrido A., et al.* A 3D view of the Hyades stellar and sub-stellar population // *Astronomy and Astrophysics.* — 2019. — Vol. 623, article id. A35. — 27 p.
83. *Meingast S., Alves J.* Extended stellar systems in the solar neighborhood I. The tidal tails of the Hyades // *Astronomy and Astrophysics.* — 2019. — Vol. 621, article id. L3. — 6 p.
84. *Lodieu N., Pérez-Garrido A., Smart R.L., et al.* A 5D view of the  $\alpha$  Per, Pleiades, and Praesepe clusters // *Astronomy and Astrophysics.* — 2019. — Vol. 628, article id. A66. — 26 p.
85. *Cantat-Gaudin T., Jordi C., Vallenari A., et al.* A Gaia DR2 view of the open cluster population in the Milky Way // *Astronomy and Astrophysics.* — 2018. — Vol. 618, article id. A93. — 16 p.
86. *Jerabkova T., Boffin H.M.J., Beccari G., et al.* A stellar relic filament in the Orion star-forming region // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 2019. — Vol. 489. — P. 4418-4428.

87. Beccari G., Boffin H.M.J., Jerabkova T. Uncovering a 260 pc wide, 35-Myr-old filamentary relic of star formation // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2020. — Vol. 491. — P. 2205-2216.
88. Тутуков А.В., Сизова М.Д., Верещагин С.В. Образование звездных потоков в ходе распада звездных скоплений, ОВ ассоциаций и спутников галактик // *Астрономический журнал*. — 2020. — Т. 97. — С. 820-832.
89. Куликовский П.Г. Звездная астрономия // Изд. Наука, Главная редакция физико-математической литературы: Москва. — 1978. — 256 с.
90. Василевский А.Е. Методы звездной статистики // Изд. Уральского государственного университета, Свердловск. — 1985. — 84 с.
91. Данилов В.М., Маткин Н.В., Пыльская О.П. Метод оценки размеров и реальности рассеянных звездных скоплений // *Астрономический журнал*. — 1985. — Т. 62. — С. 1065-1072.
92. Danilov V.M., Seleznev A.F. The catalogue of structural and dynamical characteristics of 103 open star clusters and the first results of its investigation // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. — 1994. — Vol. 6. — P. 85-156.
93. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров // Изд. Наука, Главная редакция физико-математической литературы: Москва. — 1977. — 832 с.
94. Seleznev A.F. Stellar surface density distributions in ten open clusters // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. — 1994. — Vol. 4. — P. 167-177.
95. Silverman B.W. Density estimation for statistics and data analysis // Chapman and Hall: London. — 1986. — 185 p.

96. Merritt D., Tremblay B. Nonparametric estimation of density profiles // *The Astronomical Journal*. — 1994. — Vol. 108. — P. 514-537.
97. Соболь И.М. Метод Монте-Карло // Изд. Наука, Главная редакция физико-математической литературы: Москва. — 1968. — 64 с.
98. Seleznev A.F. Open-cluster density profiles derived using a kernel estimator // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2016. — Vol. 456. — P. 3757–3773.
99. Seleznev A.F. Kernel density estimation in the study of star clusters // *Baltic Astronomy*. — 2016. — Vol. 25. — P. 267-274.
100. Seleznev A.F., Carraro G., Costa E., et al. Homogenous photometry and star counts in the field of 9 Galactic star clusters // *New Astronomy*. — 2010. — Vol. 15. — P. 61-75.
101. Carraro G., Seleznev A.F. UBV CCD photometry and star counts in nine inner disc Galactic star clusters // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2012. — Vol. 419. — P. 3608–3623.
102. Carraro G., Seleznev A.F., Baume G., et al. The complex stellar populations in the background of open clusters in the third Galactic quadrant // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2016. — Vol. 455. — P. 4031–4045.
103. Carraro G., Baume G., Seleznev A.F., et al. On the assessment of the nature of open star clusters and the determination of their basic parameters with limited data // *Astrophysics and Space Science*. — 2017. — Vol. 362, article id. 128. — 17 p.
104. Seleznev A.F., Carraro G., Capuzzo-Dolcetta R., et al. On the mass of the Galactic star cluster NGC 4337 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — Vol. 467. — P. 2517-2528.

105. *van den Bergh S., Hagen G.L.* Uniform survey of clusters in the southern Milky Way // *The Astronomical Journal*. — 1975. — Vol. 80. — P. 11-16.
106. *Bressan A., Marigo P., Girardi L.*, et al. PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2012. — Vol. 427. — P. 127-145.
107. *De Silva G., Carraro G., D'Orazi V.*, et al. Binary open clusters in the Milky Way: photometric and spectroscopic analysis of NGC 5617 and Trumpler 22 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2015. — Vol. 453. — P. 106-112.
108. *Majaess D., Turner D., Moni Bidin C.*, et al. New Evidence Supporting Membership for TW Nor in Lynga 6 and the Centaurus Spiral Arm // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2011. — Vol. 741, article id. L27. — 4 p.
109. *Kroupa P.*, On the variation of the initial mass function // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2001. — Vol. 322. — P. 231-246.
110. *Loktin A.V., Gerasimenko T.P., Malyshева L.K.* The catalogue of open cluster parameters - second version // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. — Vol. 20. — P. 607-633.
111. *Loktin A.V., Popova M.E.* Updated version of the ‘homogeneous catalog of open cluster parameters’ // *Astrophysical Bulletin*. — 2017. — Vol. 72. — P. 257-265.
112. *Bessell M.S., Brett J.M.* JHKLM photometry: standard systems, passbands, and intrinsic colors // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 1988. — Vol. 100. — P. 1134-1151.

113. *Laney C.D., Stobie R.S.* Visual and infrared extinction from Cepheid observations // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1993. — Vol. 263. — P. 921-935.
114. *Kharchenko N.V., Piskunov A.E., Röser S., et al.* Astrophysical parameters of Galactic open clusters // *Astronomy and Astrophysics*. — 2005. — Vol. 438. — P. 1163-1173.
115. *Alves V.M., Pavani D.B., Kerber L.O., et al.* On open cluster physical parameters from 2MASS data // *New Astronomy*. — 2012. — Vol. 17. — P. 488-497.
116. *Sánchez N., Alfaro E.J.* The Spatial Distribution of Stars in Open Clusters // *The Astrophysical Journal*. — 2009. — Vol. 696. — P. 2086-2093.
117. *Bergond G., Leon S., Guibert J.* Gravitational tidal effects on galactic open clusters // *Astronomy and Astrophysics*. — 2001. — Vol. 377. — P. 462-472.
118. *Davenport J.R.A., Sandquist E.L.* Death of a cluster: the destruction of M67 as seen by the Sloan Digital Sky Survey // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — Vol. 711. — P. 559-572.
119. *Balaguer-Núñez L., Jordi C., Muiños J.L., et al.* Studies on the corona of open clusters // *Highlights of Spanish Astrophysics VII, Proceedings of the X Scientific Meeting of the Spanish Astronomical Society (SEA), held in Valencia, July 9 - 13, 2012, Eds.: J.C. Guirado, L.M. Lara, V. Quilis, and J. Gorgas*. — 2013. — P. 644.
120. *Yang S.-C., Sarajedini A., Deliyannis C.P., et al.* WIYN Open Cluster Study LII: wide-field CCD photometry of the old open cluster NGC 6819 // *The Astrophysical Journal*. — 2013. — Vol. 762, article id. 3. — 13 p.

121. Артюхина Н.М., Холопов П.Н. Распределение звездной плотности в скоплении М 67 // Астрономический Журнал. — 1961. — Т. 38. — С. 1039-1054.
122. King I. The structure of star clusters. I. An empirical density law // The Astronomical Journal. — 1962. — Vol. 67. — P. 471-485.
123. Nilakshi S.R., Pandey A.K., Mohan V. A study of spatial structure of galactic open star clusters // Astronomy and Astrophysics. — 2002. — Vol. 383. — P. 153-162.
124. Кутузов С.А., Осипков Л.П. Моделирование пространственного гравитационного потенциала звездных систем // Астрономический Журнал. — 1980. — Т. 57. — С. 28-37.
125. Чандraseкар С. Принципы звездной динамики // Изд. Иностранный литература: Москва. — 1948. — 263 с.
126. Данилов В.М. Оценка приливных размеров рассеянных звездных скоплений в общем поле Галактики и газо-звездного комплекса // Астрономический Журнал. — 1990. — Т. 67. — С. 245-256.
127. Данилов В.М., Селезнев А.Ф. Оценки геометрических и динамических параметров газо-звездных комплексов в Галактике // Астрономический Журнал. — 1995. — Т. 72. — С. 333-343.
128. Данилов В.М., Путков С.И. Параметры нестационарности рассеянных звездных скоплений // Астрономический Журнал. — 2012. — Т. 89. — С. 674-688.
129. Marquardt D. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters // Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics. — 1963. — Vol. 11. — P. 431-441.

130. Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. Numerical Recipes in Fortran 77. The Art of Scientific Computing. Second Edition. Volume 1 of Fortran Numerical Recipes // *Press Syndicate of the University of Cambridge, New York, NY.* — 1997. — 1004 p.
131. Yeh F.C., Carraro G., Montalto M., Seleznev A.F. Ruprecht 147: A paradigm of dissolving star cluster // *The Astronomical Journal.* — 2019. — Vol. 157, article id. 115. — 7 p.
132. Cui Xiang-Qun, Zhao Yong-Heng, Chu Yao-Quan, et al. The Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope (LAMOST) // *Research in Astronomy and Astrophysics.* — 2012. — Vol. 12. — P. 1197-1242.
133. Curtis J.L., Wolfgang A., Wright J.T., et al. Ruprecht 147: the oldest nearby open cluster as a new benchmark for stellar astrophysics // *The Astronomical Journal.* — 2013. — Vol. 145, article id. 134. — 26 p.
134. Bragaglia A., Fu X., Mucciarelli A., et al. The chemical composition of the oldest nearby open cluster Ruprecht 147 // *Astronomy and Astrophysics.* — 2018. — Vol. 619, article id. A176. — 15 p.
135. Gaia Collaboration, Babusiaux C., van Leeuwen F., et al. Gaia Data Release 2. Observational Hertzsprung-Russell diagrams // *Astronomy and Astrophysics.* — 2018. — Vol. 616, article id. A10. — 29 p.
136. Lodieu N., Pérez-Garrido A., Smart R.L., Silvotti R. A 5D view of the  $\alpha$  Per, Pleiades, and Praesepe clusters // *Astronomy and Astrophysics.* — 2019. — Vol. 628, article id. A66. — 26 p.
137. Бобылев B.B., Байкова A.T. Определение параметров галактического вращения и галактоцентрического расстояния Солнца  $R_0$  по 73 мазерам // *Письма в Астрономический Журнал.* — 2014. — Т. 40. — С. 435-444.

138. *Danilov V.M., Seleznev A.F.* On the movement of stars in the Pleiades by Gaia DR2 // *Astrophysical Bulletin*. — 2020. — Vol. 75. — P. 407-424.
139. *Михайлов А.А., ред.* Курс астрофизики и звездной астрономии. Том 1 // *Изд. Наука: Москва*. — 1973. — 608 с.
140. *Вахрамеева Л.А., Бугаевский Л.М., Казакова З.Л.* Математическая картография // *Изд. Недра: Москва*. — 1986. — 286 с.
141. *Taylor, M. B.* TOPCAT & STIL: Starlink Table/VOTable processing software // *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV ASP Conference Series, Vol. 347, Proceedings of the Conference held 24-27 October, 2004 in Pasadena, California, USA, Ed.: Shopbell P., Britton M., and Ebert R. Astronomical Society of the Pacific, San Francisco*. — 2005. — P. 29-33.
142. *Danilov V.M.* Late stages in the evolution of open star clusters // *Astrophysics*. — 1977. — Vol. 13. — P. 406-412.
143. *Данилов В.М.* О динамике рассеянных звездных скоплений // *Астрономический журнал*. — 2011. — Т. 88. — С. 515-529
144. *Danilov V.M., Putkov S.I.* Parameters of oscillation generation regions in open star cluster models // *Astrophysical Bulletin*. — 2017. — Vol. 72. — P. 266-276
145. *Eddington A.S.* Note on a moving cluster of stars of the Orion type in Perseus // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1910. — Vol. 71. — P. 43-45.
146. *Артюхина Н.М.* Скопление Альфа Персея // *Астрономический журнал*. — 1972. — Т. 49. — С. 389-396.
147. *Шацова Р.Б.* Суперкорона скопления Альфа Персея // *Письма в Астрономический Журнал*. — 1981. — Т. 7. — С. 720-725.

148. *Makarov V.V.* Precision kinematics and related parameters of the  $\alpha$  Persei open cluster // *The Astronomical Journal*. — 2006. — Vol. 131. — P. 2967-2979.
149. *Mermilliod J.-C., Queloz D., Mayor M.* Membership and binarity of solar-type dwarfs in the nearby open cluster Alpha Persei (Mel 20) // *Astronomy and Astrophysics*. — 2008. — Vol. 488. — P. 409-416.
150. *van Leeuwen F.* Parallaxes and proper motions for 20 open clusters as based on the new Hipparcos catalogue // *Astronomy and Astrophysics*. — 2009. — Vol. 497. — P. 209-242.
151. *Nikiforova V.V., Kulesh M.V., Seleznev A.F., Carraro G.* The relation of the Alpha Persei star cluster with the nearby stellar stream // *The Astronomical Journal*. — 2020. — Vol. 160, article id. 142. — 11 p.
152. *Ester M., Kriegel H.-P., Sander J., Xu X.* A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise // *Proceedings of the Second International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining (KDD'96)*, Ed. Simoudis E., Han J., Fayyad U. AAAI Press: Portland. — 1996. — P. 226-231.
153. *Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S.* The relationship between Infrared, Optical, and Ultraviolet extinction // *The Astrophysical Journal*. — 1989. — Vol. 345. — P. 245-256.
154. *O'Donnell J.E.*  $R_V$ -dependent Optical and Near-Ultraviolet extinction // *The Astrophysical Journal*. — 1994. — Vol. 422. — P. 158-163.
155. *Luri X., Brown A.G.A., Sarro L.M., et al.* Gaia Data Release 2. Using Gaia parallaxes // *Astronomy and Astrophysics*. — 2018. — Vol. 616, article id. A9. — 19 p.

156. *Данилов В.М.* Оценки приливных размеров рассеянных звездных скоплений в областях звездообразования в Галактике // *Астрономический Журнал.* — 1994. — Т. 71. — С. 220-227.
157. *Danilov V.M., Seleznev A.F.* Dynamical estimates of gas-star complex total masses // *Astronomical and Astrophysical Transactions.* — 1995. — Vol. 7. — P. 113-116.
158. *Ефремов Ю.Н., Ситник Т.Г.* Молодые звездно-газовые комплексы Галактики // *Письма в Астрономический Журнал.* — 1988. — Т. 14. — С. 817-829.
159. *Бобылев В.В.* Пояс Гулда // *Астрофизика.* — 2014. — Т. 57. — С. 625-650.
160. *Shapley H.* Studies based on the colors and magnitudes in stellar clusters. III. A catalogue of 311 stars in Messier 67 // *Contributions of the Mount Wilson Solar Observatory.* — 1916. — No. 117. — P. 315-330.
161. *Trumpler R.* Preliminary results on the constitution of the Pleiades cluster // *Publications of the American Astronomical Society.* — 1918. — Vol. 3. — P. 333.
162. *Trumpler R.* Comparison and classification of star-clusters // *Publications of the Allegheny Observatory.* — 1929. — Vol. 6. — P. 45-74.
163. *Fellhauer M., Heggie D.C.* An exact equilibrium model of an unbound stellar system in a tidal field // *Astronomy and Astrophysics.* — 2005. — Vol. 435. — P. 875-881.
164. *Keenan D.W., Innanen K.A., House F.C.* Galactic orbits and tidal radii of the Clusters M67, NGC 188 and W Centauri // *The Astronomical Journal.* — 1973. — Vol. 78. — P. 173-179.

165. *Keenan D.W.* Galactic Tidal Limits on Star Clusters. I. Stability of Stellar Orbits and the Zero Velocity Surfaces // *Astronomy and Astrophysics*. — 1981. — Vol. 95. — P. 334-339.
166. *Keenan D.W.* Galactic Tidal Limits on Star Clusters. II. Tidal Radius and Outer Dynamical Structure // *Astronomy and Astrophysics*. — 1981. — Vol. 95. — P. 340-348.
167. *Jefferys W.H.* On the dynamics and shapes of star clusters // *The Astronomical Journal*. — 1976. — Vol. 81. — P. 983-992.
168. *Fukushige T., Heggie D.C.* The time-scale of escape from star clusters // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2000. — Vol. 318. — P. 753-761.
169. *Takahashi K., Baumgardt H.* Tidal mass loss in star clusters and treatment of escapers in Fokker-Planck models // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2012. — Vol. 420. — P. 1799-1808.
170. *Ross D.J., Mennim A., Heggie D.C.* Escape from a tidally limited star cluster // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1997. — Vol. 284. — P. 811-814.
171. *Данилов В.М., Путков С.И., Селезнев А.Ф.* Динамика корон рассеянных звездных скоплений // *Астрономический Журнал*. — 2014. — Т. 91. — С. 1019–1035.
172. *Данилов В.М., Дорогавцева Л.В.* Временные шкалы механизмов динамической эволюции рассеянных звездных скоплений // *Астрономический Журнал*. — 2008. — Т. 85. — С. 524–536.
173. *Tutukov A.V.* Early stages of dynamical evolution of star cluster models // *Astronomy and Astrophysics*. — 1978. — Vol. 70. — P. 57-61.

174. *Aarseth S.* Dynamical evolution of simulated star clusters. I. Isolated models // *Astronomy and Astrophysics*. — 1974. — Vol. 35. — P. 237-250.
175. *Данилов В.М.* Статистический анализ динамических моделей РЗС с малыми различиями начальных фазовых координат звезд // *Письма в Астрономический Журнал*. — 1997. — Т. 23. — С. 365-370.
176. *Wielen R.* Dynamics of Open Star Clusters // *Dynamics of star clusters. Proceedings of the 113 International Astronomical Union (IAU) Symposium, Princeton, NJ, May 29 – June 1, 1984, Ed.: Goodman J., Hut P. Reidel: Dordrecht*. — 1985. — P. 449-460.
177. *Chumak Y.O., Platais I., McLaughlin D.E., et al.* Numerical simulations of tidal tails for the open cluster NGC 188 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2010. — Vol. 402. — P. 1841-1853
178. *Данилов В.М., Чернова О.А.* Исследование траекторий звезд в модели рассеянного звездного скопления // *Астрономический Журнал*. — 2008. — Т. 85. — С. 32–45.
179. *Alter G., Ruprecht J.* The system of open star clusters and our Galaxy. Atlas of open star clusters // *Publ. House of the Czechoslovak Academy of Sciences: Praha*. — 1963. — 53 p., 37 maps.
180. *Glushkova E.V., Koposov S.E., Zolotukhin I.Yu., Yadav R.S.* Properties of star clusters found and investigated by data from large surveys // *Star Clusters in the Era of Large Surveys, Astrophysics and Space Science Proceedings. Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg*. — 2012. — P. 47-52.
181. *Seleznev A.F., Avvakumova E.A., Kulesh M., et al.* New atlas of open star clusters // *Open Astronomy*. — 2017. — Vol. 26. — P. 80-87.
182. *Schmeja S., Kharchenko N.V., Piskunov A.E., et al.* Global survey of star clusters in the Milky Way. III. 139 new open clusters at high Galactic

- latitudes // *Astronomy and Astrophysics*. — 2014. — Vol. 568, article id. A51. — 9 p.
183. *Gratton R.G., Carretta E., Bragaglia A., et al.* What is a globular cluster? An observational perspective // *The Astronomy and Astrophysics Review*. — 2019. — Vol. 27, article id. 8. — 136 p.
184. *Piotto G., Milone A. P., Bedin, L. R., et al.* The Hubble Space Telescope UV legacy survey of Galactic globular clusters. I. Overview of the project and detection of multiple stellar populations // *The Astronomical Journal*. — 2015. — Vol. 149, article id. 91. — 28 p.
185. *Lee Y.-W., Joo J.-M., Sohn Y.-J., et al.* Multiple stellar populations in the globular cluster  $\omega$  Centauri as tracers of a merger event // *Nature*. — 1999. — Vol. 402. — P. 55-57.
186. *Pancino E., Ferraro F.R., Bellazzini M., et al.* New evidence for the complex structure of the red giant branch in  $\omega$  Centauri // *The Astrophysical Journal*. — 2000. — Vol. 534. — P. L83-L87.
187. *Shustov B.M., Wiebe D.S.* First supernovae in Galactic globular clusters // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2000. — Vol. 319. — P. 1047-1055.
188. *Seleznev A.F., Pancino E., Piotto G., et al.* Statistical investigation of apparent distributions of different population RGB stars in  $\omega$  Cen // *Astronomical Society of the Pacific Conference Proceedings*. — 2003. — Vol. 296. — P. 311-312.
189. *Norris J.E., Freeman K.C., Mighell K.L.* The giant branch of Omega Centauri. V. The calcium abundance distribution // *The Astrophysical Journal*. — 1996. — Vol. 462. — P. 241-254.

190. *Pancino E., Pasquini L., Hill V., et al.* High-resolution spectroscopy of metal-rich giants in  $\omega$  Centauri: first indication of type Ia Supernova enrichment // *The Astrophysical Journal*. — 2002. — Vol. 568. — P. L101-L105.
191. *Kholopov P.N.* Видимое распределение звезд в двадцати шаровых звездных скоплениях // *Труды Государственного Астрономического Института имени П.К.Штернберга*. — 1953. — Т. 23. — С. 250-319.
192. *Geyer E.H., Nelles B., Hopp U.* Ellipticity variations within some globular clusters of the Galaxy and the Magellanic Clouds // *Astronomy and Astrophysics*. — 1983. — Vol. 125. — P. 359-367.
193. *van Leeuwen F., Le Poole R.S., Reijns R.A., et al.* A proper motion study of the globular cluster  $\omega$  Centauri // *Astronomy and Astrophysics*. — 2000. — Vol. 360. — P. 472-498.
194. *Jurcsik J.* Spatial metallicity asymmetry in  $\omega$  Centauri // *The Astrophysical Journal*. — 1998. — Vol. 506. — P. L113-L116.
195. *Hilker M., Richtler T.*  $\omega$  Centauri — a former nucleus of a dissolved dwarf galaxy? New evidence from Strömgren photometry // *Astronomy and Astrophysics*. — 2000. — Vol. 362. — P. 895-909.
196. *Sarzi M., Corsini E.M., Pizzella A., et al.* NGC 4672: A new case of an early-type disk galaxy with an orthogonally decoupled core // *Astronomy and Astrophysics*. — 2000. — Vol. 360. — P. 439-446.
197. *Merritt D., Meylan G., Mayor M.* The stellar dynamics of omega centauri // *The Astronomical Journal*. — 1997. — Vol. 114. — P. 1074-1086.
198. *Norris J.E., Freeman K.C., Mayor M., Seitzer P.* The giant branch of  $\omega$  Centauri: the dependence of kinematics on abundance // *The Astrophysical Journal*. — 1997. — Vol. 487. — P. L187-L190.

199. *Neumayer N., Seth A., Böker T.* Nuclear star clusters // *The Astronomy and Astrophysics Review*. — 2020. — Vol. 28, article id. 4. — 75 p.
200. *Ferraro F.R., Beccari G., Dalessandro E.*, et al. Two distinct sequences of blue straggler stars in the globular cluster M 30 // *Nature*. — 2009. — Vol. 462. — P. 1028-1031.
201. *Carraro G., Seleznev A.F.* An analysis of the blue straggler population in the Sgr dSph globular cluster Arp 2 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2011. — Vol. 412. — P. 1361-1366.
202. *Monaco L., Bellazzini M., Bonifacio P.*, et al. The Ital-FLAMES survey of the Sagittarius dwarf spheroidal galaxy. I. Chemical abundances of bright RGB stars // *Astronomy and Astrophysics*. — 2005. — Vol. 441. — P. 141-151.
203. *Mottini M., Wallerstein G., McWilliam A.* ARP 2 and Terzan 8: a detailed chemical analysis // *The Astronomical Journal*. — 2008. — Vol. 136. — P. 614-620.
204. *Layden A. C., Sarajedini A.* Photometry of the globular cluster M54 and the Sagittarius dwarf galaxy: the age-metallicity relation // *The Astronomical Journal*. — 2000. — Vol. 119. — P. 1760-1792.
205. *Carraro G., Zinn R., Moni Bidin C.* Whiting 1: the youngest globular cluster associated with the Sagittarius dwarf spheroidal galaxy // *Astronomy and Astrophysics*. — 2007. — Vol. 466. — P. 181-189.
206. *Girardi L., Groenewegen M.A.T., Hatziminaoglou E., da Costa L.* Star counts in the Galaxy. Simulating from very deep to very shallow photometric surveys with the TRILEGAL code // *Astronomy and Astrophysics*. — 2005. — Vol. 436. — P. 895-915.

207. Dalessandro E., Lanzoni B., Ferraro F.R., *et al.* Blue straggler stars in the unusual globular cluster NGC 6388 // *The Astrophysical Journal*. — 2008. — Vol. 677. — P. 1069-1079.
208. Ferraro F.R., Lanzoni B., Dalessandro E., *et al.* Dynamical age differences among coeval star clusters as revealed by blue stragglers // *Nature*. — 2012. — Vol. 492. — P. 393-395.
209. Sandquist E.L. Blue stragglers in low-luminosity star clusters // *The Astrophysical Journal*. — 2005. — Vol. 635. — P. L73-L76.
210. Mathieu R.D., Geller A.M. A binary star fraction of 76 per cent and unusual orbit parameters for the blue stragglers of NGC 188 // *Nature*. — 2009. — Vol. 462. — P. 1032-1035.
211. Meylan G. The properties of 30 Doradus // *Astronomical Society of the Pacific Conference Proceedings*. — 1993. — Vol. 48. — P. 588-600.
212. Elliott K.H., Goudis C., Meaburn J., Tebbutt N.J. The structure of the 30 Doradus nebular complex // *Astronomy and Astrophysics*. — 1977. — Vol. 55. — P. 187-201.
213. Israel F.P., Koornneef J. ANS ultraviolet observations of external galaxies. I. Exciting stars of H II regions in the Large Magellanic Cloud // *The Astrophysical Journal*. — 1979. — Vol. 230. — P. 390-403.
214. Moffat A.F.J., Seggewiss W., Shara M.M. Probing the luminous stellar cores of the giant H II regions 30 DOR in the LMC and NGC 3603 in the Galaxy // *The Astrophysical Journal*. — 1985. — Vol. 295. — P. 109-133.
215. Campbell B., Hunter D.A., Holtzman J.A., *et al.* Hubble Space Telescope Planetary Camera images of R136 // *The Astronomical Journal*. — 1992. — Vol. 104. — P. 1721-1742.

216. Огородников К.Ф. Динамика звездных систем // Государственное издательство физико-математической литературы: Москва. — 1958. — 627 с.
217. Селезнев А.Ф. Структура гало звездного скопления NGC 2070 // Письма в Астрономический Журнал. — 1995. — Т. 21. — С. 743-749.
218. Parker J.W. The OB associations of 30 Doradus in the Large Magellanic Cloud. I. Stellar observations and data reduction // The Astronomical Journal. — 1993. — Vol. 106. — P. 560-577.
219. Loret M.-C., Testor G. Non violent star formation in the region of the 30 Doradus nebula // Astronomy and Astrophysics Supplement Series. — 1991. — Vol. 89. — P. 185-213.
220. Parker J.W., Garmany C.D. The OB associations of 30 Doradus in the Large Magellanic Cloud. II. Stellar content and initial mass function // The Astronomical Journal. — 1993. — Vol. 106. — P. 1471-1483.
221. Hillenbrand L.A., Massey P., Strom S.E., Merrill K.M. NGC 6611: A cluster caught in the act // The Astronomical Journal. — 1993. — Vol. 106. — P. 1906-1946.
222. Elson R.A.W., Fall S.M., Freeman K.C. The structure of young star clusters in the Large Magellanic Cloud // The Astrophysical Journal. — 1987. — Vol. 323. — P. 54-78.
223. Aarseth S.J., Hills J.G. The dynamical evolution of a stellar cluster with initial subclustering // Astronomy and Astrophysics. — 1972. — Vol. 21. — P. 255-263.
224. Tenorio-Tagle G., Bodenheimer P. Large-scale expanding superstructures in galaxies // Annual Review of Astron. and Astrophys. — 1988. — Vol. 26. — P. 145-197.

225. Kontizas E., Kontizas M., Xiradaki E. Early type stars segregation in very young clusters // *Evolution of galaxies. Proceedings of 10th European Regional Astronomy Meeting of the IAU. Prague, Czechoslovakia, Aug. 24-29, 1987.* Ed.: Palous J., Czechoslovak Academy of Sciences: Ondrejov, Czechoslovakia. — 1987. — Vol. 4 — P. 177-179.
226. Селезнев А.Ф. Звездные подсчеты в скоплении NGC 2070 // *Астрономический журнал.* — 1997. — Т. 74. — С. 837-844.
227. Malumuth E.M., Heap S.R. UBV stellar photometry of the 30 Doradus region of the Large Magellanic Cloud with the Hubble Space Telescope // *The Astronomical Journal.* — 1994. — Vol. 107. — P. 1054-1066.
228. Аллен К.У. Астрофизические величины // *Изд. Мир: Москва.* — 1977. — 279 с.
229. Селезнев А.Ф. Получение функции поверхностной плотности числа звезд в звездных скоплениях // *Астрономический циркуляр.* — 1988. — № 1531. — С. 9-10.
230. Sharpless S. A catalogue of H II regions // *The Astrophysical Journal Supplement Series.* — 1959. — Vol. 4. — P. 257-279.
231. Georgelin Y M., Georgelin Y P., Roux S. Observations de nouvelles regions HII galactiques et d'etoiles excitatrices // *Astronomy and Astrophysics.* — 1973. — Vol. 25. — P. 337-350.
232. Israel F.P., Felli M. Aperture synthesis observations of galactic H II regions. VIII. S106 and S235: regions of star formation // *Astronomy and Astrophysics.* — 1978. — Vol. 63. — P. 325-334.
233. Bieging J.H., Patel S., Peters W.L., et al. The Arizona Radio Observatory CO mapping survey of Galactic molecular clouds. V. The Sh2-235 cloud

in CO J=2-1, 13CO J=2-1, and CO J=3-2 // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2016. — Vol. 226, article id. 13. — 24 p.

234. *Allen L.E., Hora J.L., Megeath S.T., et al.* A Spitzer/IRAC survey of massive star-forming regions // *Massive star birth: A crossroads of Astrophysics. Proceedings of the 227th International Astronomical Union (IAU) Symposium, held in Italy, May 16-20, 2005, Ed.: Cesaroni R., Felli M., Churchwell E., Walmsley M., Cambridge University Press: Cambridge*. — 2005. — P. 352-357.
235. *Kumar M.S.N., Keto E., Clerkin E.* The youngest stellar clusters. Clusters associated with massive protostellar candidates // *Astronomy and Astrophysics*. — 2006. — Vol. 449. — P. 1033-1041.
236. *Kirsanova M.S., Sobolev A.M., Thomasson M., et al.* Star formation around the HII region Sh2-235 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2008. — Vol. 388. — P. 729-736.
237. *Felli M., Testi L., Valdettaro R., Wang J.-J.* Star formation in the S 235 A-B complex // *Astronomy and Astrophysics*. — 1997. — Vol. 320. — P. 594-604.
238. *Porras A., Cruz-González I., Salas L.* Young stellar clusters and H<sub>2</sub> nebulosities in S233IR // *Astronomy and Astrophysics*. — 2000. — Vol. 361. — P. 660-670.
239. *Shepherd D.S., Watson A.M.* A detailed study of G173.58+2.45: an intermediate-mass star-forming region // *The Astrophysical Journal*. — 2002. — Vol. 566. — P. 966-973.
240. *Camargo D., Bonatto C., Bica E.* A possible sequential star formation in the giant molecular cloud G174+2.5 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2011. — Vol. 416. — P. 1522-1534.

241. *Koposov S.E., Glushkova E.V., Zolotukhin I.Yu.* Automated search for Galactic star clusters in large multiband surveys. I. Discovery of 15 new open clusters in the Galactic anticenter region // *Astronomy and Astrophysics*. — 2008. — Vol. 486. — P. 771-777.
242. *Froebrich D., Scholz A., Raftery C.L.* A systematic survey for infrared star clusters with  $|b| < 20^\circ$  using 2MASS // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2007. — Vol. 374. — P. 399-408.
243. *Бархатова К.А., Захарова П.Е., Шашкина Л.П., Орехова Л.К.* Исследование рассеянного звездного скопления NGC 1960 // *Астрономический журнал*. — 1985. — Т. 62. — С. 854-859.
244. *Селезнев А.Ф.* О методике оценивания функции масс и функции светимости звездного скопления // *Астрономический журнал*. — 1998. — Т. 75. — С. 180-187.
245. *Селезнев А.Ф., Каррапо Д., Пиотто Дж., Розенберг А.* Функция светимости скопления Palomar 1 — испытание новой методики // *Астрономический журнал*. — 2000. — Т. 77. — С. 15-20.
246. *Rosenberg A., Saviane I., Piotto, G. et al.* Palomar 1: another young Galactic halo globular cluster? // *The Astronomical Journal*. — 1998. — Vol. 115. — P. 648-657.
247. *Webbink R.F.* Structure parameters of galactic globular clusters // *Dynamics of star clusters. Proceedings of the 113 International Astronomical Union (IAU) Symposium, Princeton, NJ, May 29 – June 1, 1984, Ed.: Goodman J., Hut P. Reidel: Dordrecht*. — 1985. — P. 541-577.
248. *Prisinzano L., Carraro G., Piotto G. et al.* Luminosity and mass function of galactic open clusters I. NGC 4815 // *Astronomy and Astrophysics*. — 2001. — Vol. 369. — P. 851-861.

249. *Piotto G., Zoccali M.* HST luminosity functions of the globular clusters M10, M22, and M55. A comparison with other clusters // *Astronomy and Astrophysics*. — 1999. — Vol. 345. — P. 485-498.
250. *Carraro G., Ortolani S.* Deep CCD BV photometry of the poorly studied open cluster NGC 4815 // *Astronomy and Astrophysics Suppl.* — 1994. — Vol. 106. — P. 573-579.
251. *Girardi L., Bressan A., Bertelli G., Chiosi C.* Evolutionary tracks and isochrones for low- and intermediate-mass stars: from 0.15 to 7 Msun, and from Z=0.0004 to 0.03 // *Astronomy and Astrophysics Suppl.* — 2000. — Vol. 141. — P. 371-383.
252. *Chabrier G.* Galactic stellar and substellar initial mass function // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 2003. — Vol. 115. — P. 763–795.
253. *Taff L.G.* The luminosity function of the zero-age main sequence // *The Astronomical Journal*. — 1974. — Vol. 79. — P. 1280-1286.
254. *van Leeuwen F.* Mass and luminosity function of the Pleiades // *Star clusters. Proceedings of the 85th International Astronomical Union (IAU) Symposium, held in Victoria, B.C., Canada, August 27-30, 1979, Ed.: Hesser J.E. Reidel: Dordrecht*. — 1980. — P. 157-163.
255. *Marigo P., Girardi L., Bressan A. et al.* A new generation of PARSEC-COLIBRI stellar isochrones including the TP-AGB phase // *The Astrophysical Journal*. — 2017. — Vol. 835, article id. 77. — 19 p.
256. *Carraro G., Monaco L., Villanova S.* Abundance analysis of red clump stars in the old, inner disc, open cluster NGC 4337: a twin of NGC 752? // *Astronomy and Astrophysics*. — 2014. — Vol. 568, article id. A86. — 7 p.

257. Крамер Г. Математические методы статистики // Изд. Мир: Москва. — 1975. — 648 с.
258. Danilov V.M., Loktin A.V. Tidal radius estimates for three open clusters // *Astrophysical Bulletin*. — 2015. — Vol. 70. — P. 414-429.
259. Haffner H., Heckmann O. Das Farben-Helligkeits-Diagramm der Praesepe auf Grund neuer Beobachtungen // *Veröffentlichungen der Universitäts-Sternwarte zu Goettingen*. — 1937. — Vol. 0004. — P. 77-95.
260. Maeder A. Stellar evolution near the main sequence: on some systematic differences between cluster sequences and model calculations // *Astronomy and Astrophysics*. — 1974. — Vol. 32. — P. 177-190.
261. Hurley J., Tout C.A. The binary second sequence in cluster colour-magnitude diagrams // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1998. — Vol. 300. — P. 977-980.
262. Duchêne G., Kraus A. Stellar multiplicity // *Annual Review of Astron. and Astrophys.* — 2013. — Vol. 51. — P. 269-310.
263. Milone A.P., Piotto G., Bedin L.R. et al. The ACS survey of Galactic globular clusters. XII. Photometric binaries along the main sequence // *Astronomy and Astrophysics*. — 2012. — Vol. 540, article id. A16. — 41 p.
264. Li Z.-M., Mao C.-Y., Luo Q.-P. et al. Powerful CMD: a tool for color-magnitude diagram studies // *Research in Astronomy and Astrophysics*. — 2017. — Vol. 17, article id. 071. — 12 p.
265. Bonifazi A., Fusi-Peccci F., Romeo G., Tosi M. CCD photometry of galactic open clusters- II. NGC 2243 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1990. — Vol. 245. — P. 15-29.
266. Khalaj P., Baumgardt H. The stellar mass function, binary content and radial structure of the open cluster Praesepe derived from PPMXL and

- SDSS data // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2013. — Vol. 434. — P. 3236-3245.
267. *Sarro L.M., Bouy H., Berihuete A.* et al. Cluster membership probabilities from proper motions and multi-wavelength photometric catalogues. I. Method and application to the Pleiades cluster // *Astronomy and Astrophysics*. — 2014. — Vol. 563, article id. A45. — 14 p.
268. *Sheikhi N., Hasheminia M., Khalaj P.* et al. The binary fraction and mass segregation in Alpha Persei open cluster // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2016. — Vol. 457. — P. 1028-1036.
269. *Duquennoy A., Mayor M., Halbwachs J.-L.* Multiplicity among solar type stars in the solar neighbourhood. I. CORAVEL radial velocity observations of 291 stars // *Astronomy and Astrophysics Suppl. Ser.* — 1991. — Vol. 88. — P. 281-324.
270. *Kaczmarek T., Olczak C., Pfalzner S.* Evolution of the binary population in young dense star clusters // *Astronomy and Astrophysics*. — 2011. — Vol. 528, article id. A144. — 8 p.
271. *Dorval J., Boily C.M., Moraux E., Roos O.* Wide- and contact-binary formation in substructured young stellar clusters // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — Vol. 465. — P. 2198-2211.
272. *Patience J., Ghez A.M., Reid I.N., Matthews K.* A high angular resolution multiplicity survey of the jpen clusters  $\alpha$  Persei and Praesepe // *The Astronomical Journal*. — 2002. — Vol. 123. — P. 1570-1602.
273. *Масевич А.Г., Тутуков А.В.* Эволюция звезд. Теория и наблюдения // Изд. URSS, Москва. — 2019. — 280 с.

274. *Duquennoy A., Mayor M.* Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II - Distribution of the orbital elements in an unbiased sample // *Astronomy and Astrophysics*. — 1991. — Vol. 248. — P. 485-524.
275. *Fisher J., Schröder K.-P., Smith R.C.* What a local sample of spectroscopic binaries can tell us about the field binary population // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2005. — Vol. 361. — P. 495-503.
276. *Maxted P.F.L., Jeffries R.D., Oliveira J.M.* et al. A survey for low-mass spectroscopic binary stars in the young clusters around  $\sigma$  Orionis and  $\lambda$  Orionis // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2008. — Vol. 385. — P. 2210-2224.
277. *Raghavan D., McAlister H.A., Henry T.J.* et al. A survey of stellar families: multiplicity of solar-type stars // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2010. — Vol. 190. — P. 1-42.
278. *Reggiani M., Meyer M.R.* Universality of the companion mass-ratio distribution // *Astronomy and Astrophysics*. — 2013. — Vol. 553, article id. A124. — 3 p.
279. *Kouwenhoven M.B.N., Brown A.G.A., Goodwin S.P.* et al. Exploring the consequences of pairing algorithms for binary stars // *Astronomy and Astrophysics*. — 2009. — Vol. 493. — P. 979-1016.
280. *Kroupa P.* The universality hypothesis: binary and stellar populations in star clusters and galaxies // *Computational Star Formation, Proceedings of the 270th International Astronomical Union (IAU) Symposium, held in Barcelona, Spain, May 31 - June 4, 2010, Ed.: Alves J., Elmegreen B.G., Girart G.M., Trimble V.* Cambridge University Press: Cambridge. — 2011. — P. 141-149.

281. *Geller A.M., Hurley J.R., Mathieu R.D.* Direct N-body modeling of the old open cluster NGC 188: a detailed comparison of theoretical and observed binary star and blue straggler populations // *The Astronomical Journal*. — 2013. — Vol. 145, article id. 8. — 22 p.
282. *Parker R.J., Reggiani M.M.* The binary companion mass ratio distribution: an imprint of the star formation process? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2013. — Vol. 432. — P. 2378-2384.
283. *Kouwenhoven M.B.N., de Grijs R.* How do binaries affect the derived dynamical mass of a star cluster? // *Astrophysics and Space Science*. — 2009. — Vol. 324. — P. 171-176.
284. *Bianchini P., Norris M. A., van de Ven G.* et al. The effect of unresolved binaries on globular cluster proper-motion dispersion profiles // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2016. — Vol. 820, article id. L22. — 7 p.
285. *Конопович Э.Г., Мороз В.И.* Общий курс астрономии // *УПСС: Москва*. — 2004. — 544 с.
286. *Borodina O.I., Seleznev A.F., Carraro G., Danilov V.M.* Unresolved binaries and Galactic clusters' mass estimates // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — Vol. 874, article id. 127. — 6 p.
287. *Eker Z., Soydugan F., Soydugan E.* et al. Main-sequence effective temperatures from a revised mass-luminosity relation based on accurate properties // *The Astronomical Journal*. — 2015. — Vol. 149, article id. 131. — 16 p.
288. *Straižys V., Maskoliūnas M., Boyle R.P.* et al. The open cluster NGC 7142: interstellar extinction, distance and age // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2014. — Vol. 437. — P. 1628-1635.

289. *Tokovinin A.* From binaries to multiples. II. Hierarchical multiplicity of F and G dwarfs // *The Astronomical Journal*. — 2014. — Vol. 147, article id. 87. — 14 p.
290. *Borodina O.I., Carraro G., Seleznev A.F., Danilov V.M.* Unresolved multiple stars and Galactic clusters' mass estimates // *The Astrophysical Journal*. — 2021. — Vol. 908, article id. 60. — 6 p.
291. *Mermilliod J.-C., Rosvick J.M., Duquennoy A., Mayor M.* Investigation of the Pleiades cluster. II. Binary stars in the F5-KO spectral region // *Astronomy and Astrophysics*. — 1992. — Vol. 265. — P. 513-526.
292. *Mermilliod J.-C., Mayor M.* Investigation of the Praesepe cluster III. Radial velocity and binarity of the F5-K0 Klein-Wassink stars // *Astronomy and Astrophysics*. — 1999. — Vol. 352. — P. 479-488.
293. *Mermilliod J.-C.* Binary statistics in clusters and the field // *The influence of binaries on stellar population studies: Astrophysics and Space Science Library, Volume 264*. Kluwer Academic Publishers: Dordrecht. — 2001. — P. 3-19.
294. *Bouvier J., Rigaut F., Nadeau D.* Pleiades low-mass binaries: do companions affect the evolution of protoplanetary disks? // *Astronomy and Astrophysics*. — 1997. — Vol. 323. — P. 139-150.
295. *Tokovinin A., Thomas S., Sterzik M., Udry S.* Tertiary companions to close spectroscopic binaries // *Astronomy and Astrophysics*. — 2006. — Vol. 450. — P. 681-693.
296. *Danilov V.M.* On the motion of multiple stars in the Pleiades based on Gaia DR2 // *Astrophysical Bulletin*. — 2021. — Vol. 76. — P. 55-70.

297. *Li L., Shao Z., Li Z.-Z.* et al. Modeling unresolved binaries of open clusters in the color-magnitude diagram. I. Method and application of NGC 3532 // *The Astrophysical Journal*. — 2020. — Vol. 901, article id. 49. — 14 p.
298. *Lindgren L., Hernández J., Bombrun A.* et al. Gaia Data Release 2. The astrometric solution // *Astronomy and Astrophysics*. — 2018. — Vol. 616, article id. A2. — 25 p.
299. *Ziegler C., Law N.M., Baranec C.* et al. Measuring the recoverability of close binaries in Gaia DR2 with the Robo-AO Kepler Survey // *The Astronomical Journal*. — 2018. — Vol. 156, article id. 259. — 11 p.