

О КИНЕМАТИКЕ ЗВЕЗДНЫХ АССОЦИАЦИЙ

Г. А. ГУРЗАДЯН

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, звездные ассоциации являются системами, члены которых имеют общее происхождение [1, 2]. Поэтому вероятно, что в собственных движениях и в радиальных скоростях звезд, составляющих ассоциацию, имеются определенные закономерности. До сих пор обнаружение О-ассоциаций, т. е. ассоциаций, состоящих из горячих гигантов типа О и В, производилось главным образом на основании изучения видимого распределения и распределения модулей расстояний звезд [3, 4, 5]. Однако подробный анализ собственных движений и радиальных скоростей членов ассоциации также может дать доказательство того, что данная группа звезд составляет звездную ассоциацию. Кроме того такого рода исследование может привести к обнаружению других черт звездных ассоциаций, преимущественно кинематического характера.

В настоящей работе рассмотрены некоторые такие вопросы. В § 2 исследовано распределение собственных движений в ассоциации, в § 3—распределение радиальных скоростей. Обсуждена возможность использования наблюдательного материала в каждом случае отдельно. В § 4 доказана справедливость гипотезы о расширении звездной ассоциации. Вместе с тем разработан кинематический критерий, при соблюдении которого существование звездной ассоциации можно считать доказанным. В § 5 определена средняя скорость расширения ассоциаций. Наконец в § 6 показано, что полученные результаты не зависят от принятого закона пространственного распределения звезд в ассоциации.

Все полученные теоретические результаты сравнены с наблюдательными данными для конкретных ассоциаций. Для

этой цели использованы каталог радиальных скоростей звезд типа О и В Пласскета и Пирса [6] и каталог собственных движений Босса [7].

§ 2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ

Здесь и в дальнейшем мы предполагаем при расчетах, что ассоциация имеет сферическую и симметричную форму и звезды в ней распределены равномерно.

Если в ассоциации нет относительных движений, то собственные движения всех звезд, входящих в состав ассоциации, должны быть одинаковыми. Но предполагается, что под влиянием сил, действовавших в период формирования звезд ассоциации, последняя испытывает непрерывное расширение и тогда понятно, что в собственных движениях этих звезд должны быть различия.

Предположим, что удаление звезд от центра ассоциации происходит радиально и с одинаковой скоростью V_0 . Тогда, если вычесть собственное движение центра инерции системы, то наблюдаемые дифференциальные собственные движения должны обуславливаться только удалением звезд ассоциации от центра. Займемся выводом закона изменения среднего собственного движения вдоль диаметра ассоциации.

Возьмем сечение ассоциации плоскостью, проходящей через луч зрения, направленный на центр ассоциации. Пусть R будет радиус ассоциации. Направим ось u к наблюдателю (рис. 1).

Определим среднее значение собственного движения звезд, расположенных по линии АВ. Эта линия проектируется на небесную сферу в виде точки. Радиус вектор R точки В составляет с осью u (т. е. с лучом зрения, проходящим через центр ассоциации) угол θ .

В произвольной точке С, линии АВ, скорость расширения направлена радиально (по радиусу вектору r). Проекция этой скорости на X (т. е. на небесную сферу) будет тангенциальная скорость. Обозначим эту проекцию через V_t . Очевидно

$$V_t = V_0 \sin \varphi, \quad (1)$$

где φ —угол, образованный вектором ОС с осью u .

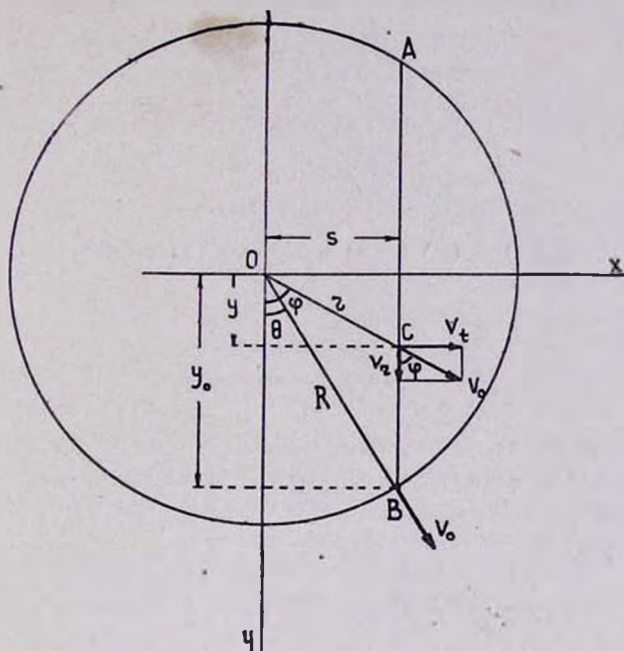


Рис. 1.

Такой скоростью в точке С пусть обладает dn звезд. Поскольку распределение звезд мы приняли равномерным, то имеем

$$dn = n_0 dy, \quad (2)$$

где n_0 — есть звездная плотность в единице длины по линии АВ.

Нас интересует случай, когда ассоциация представляет собой сферу, равномерно заполненную звездами. Поэтому мы можем для среднего значения собственного движения по линии АВ написать

$$\bar{V}_t = \frac{\int_0^{y_0} V_t dn}{\int_0^{y_0} dn} = \frac{\int_0^{y_0} \sin \varphi dy}{\int_0^{y_0} dy} \quad (3)$$

Из рис. 1 имеем

$$\sin \varphi = \frac{s}{\sqrt{y_0^2 + s^2}} \quad (4)$$

Здесь s и в (3) — y_0 для данной θ постоянны и равны

$$\begin{aligned} s &= R \sin \theta \\ y_0 &= R \cos \theta \end{aligned} \quad (5)$$

Подставляя (4) и (5) в (3) и производя интегрирование, получим

$$\bar{V}_1 = V_0 \frac{\ln \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}}{\operatorname{ctg} \theta} \quad (6)$$

Это будет закон изменения средних собственных движений вдоль диаметра ассоциации. В частности, при $\theta=0$, т. е. в центре ассоциации, имеем

$$\frac{\ln \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}}{\operatorname{ctg} \theta} \rightarrow 0 \quad \text{и} \quad \bar{V}_1 = 0 \quad (7)$$

При $\theta = \frac{\pi}{2}$, т. е. на краях ассоциации, имеем

$$\frac{\ln \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}}{\operatorname{ctg} \theta} \rightarrow 1 \quad \text{и} \quad \bar{V}_1 = V_0 \quad (8)$$

На рис. 2 приведена кривая изменения относительных собственных движений по некоторой координате (по α или δ). Если собственное движение центра инерции отлично от нуля, то его движение V'_p , как постоянный член, прибавляется.

Таким образом, если рассматриваемая звездная система в действительности представляет из себя расширяющуюся звездную ассоциацию, то кривая распределения собственных движений в ней должна иметь форму, изображенную на рис. 2.

Но сравнение с наблюдаемыми собственными движениями представляет некоторую трудность. Во первых, не всегда

известны собственные движения для всех звезд, входящих в состав ассоциации. Во вторых, что гораздо важнее, в этом случае требуется высокая точность в определении собственных движений. Между тем, как известно, собственные движения горячих гигантов типа О, В малы и поэтому не обладают высокой относительной точностью. Поэтому ожидать точного совпадения результатов исследования собственных движений с теоретическими выводами—нельзя.

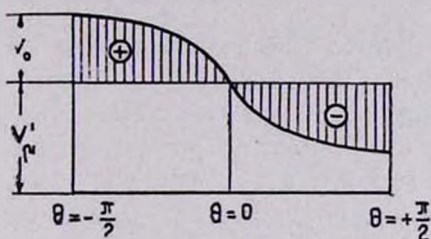


Рис. 2.

Тем не менее мы построили упомянутые кривые изменения средних собственных движений для двух наиболее близких О-ассоциаций—Ориона и Единорога (обе находятся на расстоянии порядка 45⁰ парсек [3]). На рис. 3 и 4 приведены эти кривые, где по горизонтальной оси нанесены прямые восхождения (α), по ординате—собственные движения.

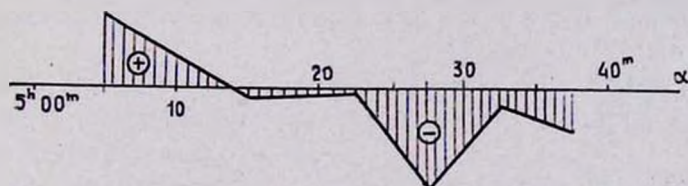


Рис. 3.

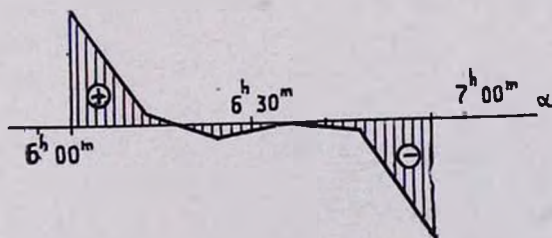


Рис. 4.

Как видно из этих кривых, несмотря на значительные отклонения от теоретически ожидаемого, качественная картина расширяющейся ассоциации подтверждается.

§ 3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ

Несколько иначе обстоит дело с радиальными скоростями. Определения радиальных скоростей горячих звезд также не обладают высокой точностью, вследствие того, что спектральные линии у этих звезд не столь узки и резки, как это имеет место у звезд поздних спектральных типов. Но, поскольку радиальным скоростям звезд типов О—В уделялось особое внимание, они обладают с этой точки зрения некоторым преимуществом перед собственными движениями.

Если расширение ассоциации происходит равномерно, то средняя относительная радиальная скорость (т. е. скорость расширения) звезд в некоторой точке на проекции ассоциации будет равна нулю, так как звезды передней половины приближаются к нам с такими же скоростями, с какими удаляются звезды задней половины. Вследствие этого средняя радиальная скорость на всех расстояниях от центра ассоциации будет равна радиальной скорости центра инерции (рис. 5).

Однако, для того, чтобы из анализа средних радиальных скоростей получить правильное представление о данной

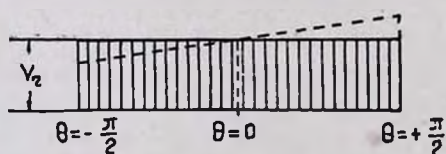


Рис. 5.

звездной ассоциации, необходимо достаточное количество звезд с известными радиальными скоростями, иначе случайные ошибки могут

оказывать очень сильное влияние на эти средние скорости. Поэтому провести такое исследование имеет смысл только тогда, когда известны радиальные скорости хотя бы для нескольких десятков звезд ассоциации.

На рис. 6 и 7 приведены кривые распределения средних лучевых скоростей ассоциации Ориона и Единорога, для

которых известны радиальные скорости большинства звезд. Как видно из этих рисунков, распределение средних лучевых скоростей, как и распределение собственных движений (§ 2) вполне согласуются с теоретическими выводами, т. е. отклонения от скорости центра инерции почти не выходят за пределы возможных ошибок.

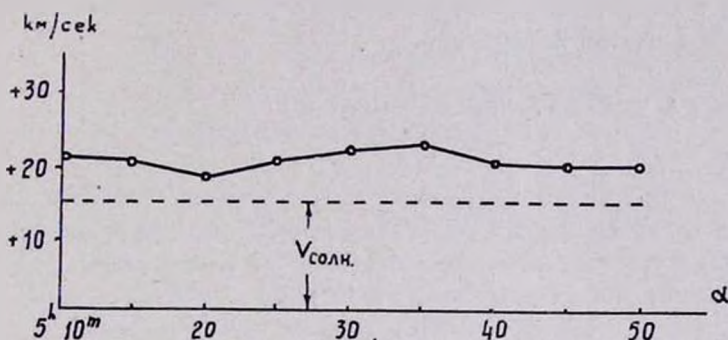


Рис. 6.

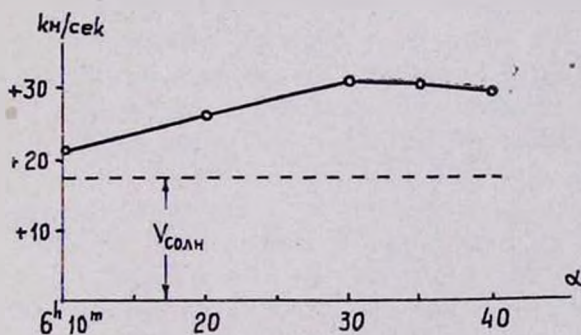


Рис. 7.

Между прочим в тех случаях, когда ассоциация участвует в вращательном движении вокруг своего центра инерции (при условии, что ось вращения не направлена по лучу зрения) кривая изменения средних лучевых скоростей будет иметь не горизонтальную, а наклонную форму (пунктирная линия в рис. 5). Мы видим, что в случае ассоциации Едино-

рога (рис. 7) наблюдается нечто подобное этой картине. Но исходя только из этого, трудно сделать определенное заключение о вращении ассоциации Единорога.

Однако, постоянство средней радиальной скорости в различных частях ассоциации еще не есть прямое доказательство ее расширения. С этой точки зрения гораздо важнее подвергнуть анализу дисперсии радиальных скоростей в разных частях ассоциаций.

§ 4. ДОКАЗАТЕЛЬСТВА СПРАВЕДЛИВОСТИ ГИПОТЕЗЫ О РАСШИРЕНИИ АССОЦИАЦИИ

Амбарцумян предполагает, что звезды ассоциации удаляются от ее центра [2]. Такое предположение доказывается теоретическими рассуждениями, но не подтверждено наблюдениями. Хотя полученные выше в §§ 2 и 3 результаты находятся в полном согласии с этим представлением, но они не являются прямым доказательством факта расширения звездных ассоциаций. В этом параграфе мы разрабатываем метод, с помощью которого весьма убедительно доказывается справедливость предположения Амбарцумяна.

Прежде всего надо обратить внимание на то, что при удалении звезд ассоциации от центра с одной и той же скоростью в лучевых скоростях звезд должна существовать некоторая дисперсия. Эта дисперсия в различных частях ассоциации (в проекции на небесной сфере) будет различной. Иначе говоря, дисперсия в радиальных скоростях будет функцией от θ (см. рис. 1). В частности дисперсия в центре ассоциации будет больше, чем на периферии. Следовательно, получив из теоретических рассуждений закон изменения дисперсии лучевых скоростей вдоль диаметра и сравнивая его с данными наблюдений на конкретных ассоциациях, мы тем самым имеем возможность проверить гипотезу расширения ассоциаций.

Для радиальной скорости V_r в некоторой точке C , находящейся на линии AB , имеем (рис. 1).

$$V_r = V_0 \cos \varphi \quad (9)$$

или, так как

$$\cos \varphi = \frac{y}{V y^2 + s^2} \quad (10)$$

имеем

$$V_r = V_0 \frac{y}{V y^2 + s^2} \quad (11)$$

Поскольку среднее значение относительных радиальных скоростей по линии АВ равно нулю, то квадрат дисперсии этих скоростей будет

$$\sigma_r^2(\theta) = \frac{1}{N} \int_n^{y_0} [V_r]^2 dn \quad (12)$$

где

$$dn = n_0 dy \quad (13)$$

$$N = \int_n^{y_0} n_0 dy \quad (14)$$

Подставляя значение V_r , dn и N в (12) и производя интегрирование, получим

$$\sigma_r^2(\theta) = V_0^2 (1 - \operatorname{tg} \theta \operatorname{arctg} \operatorname{ctg} \theta) \quad (15)$$

Вводя новое переменное

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \theta, \quad (16)$$

можно придать выражению (15) более простой вид

$$\sigma_r^2(\beta) = V_0^2 (1 - \beta \operatorname{ctg} \beta) \quad (17)$$

откуда

$$\sigma_r(\beta) = V_0 \sqrt{1 - \beta \operatorname{ctg} \beta} \quad (18)$$

Это будет закон изменения дисперсий радиальных скоростей вдоль диаметра ассоциации. На рис. 8 приведен график этой функции

Она имеет максимум в центре ассоциации ($\theta=0$) равный V_0 .
 На краях ($\theta=\frac{\pi}{2}$) дисперсия равна нулю.

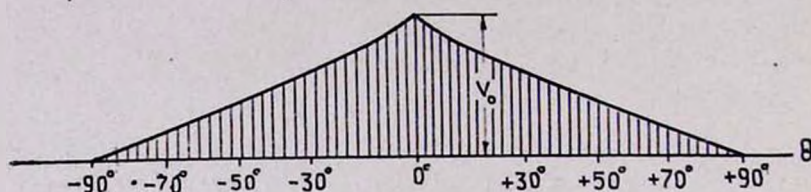


Рис. 8.

Таким образом, если разделить ассоциацию на две концентрические зоны с радиусом r_0 и R (на проекции) и вычислить дисперсии радиальных скоростей в каждой зоне отдельно, то среднее значение дисперсии в центральной зоне (I-зона) будет больше, чем в крайней (II-зона), т. е. должно иметь место следующее неравенство.

$$C\left(\frac{r_0}{R}\right) = \frac{\sigma_r(\theta_0)}{\sigma_r'(\theta_0)} > 1 \quad (19)$$

где $\sigma_r(\theta_0)$ есть среднее значение дисперсии в центральной зоне, радиус которой равен r_0 ; $\sigma_r'(\theta)$ — то же самое во второй, кольцевой зоне, находящейся между окружностями с радиусами r_0 и R . Их величины определяются из следующих очевидных соотношений.

$$\sigma_r^2(\theta_0) = \frac{\int_{\frac{\pi}{2}-\theta_0}^{\frac{\pi}{2}} [\sigma_r(\beta)]^2 \sin^2 \beta \cos \beta \, d\beta}{\int_{\frac{\pi}{2}-\theta_0}^{\frac{\pi}{2}} \sin^2 \beta \cos \beta \, d\beta} \quad (20)$$

$$[\sigma_r'(\theta_0)]^2 = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2} - \theta_0} [\sigma_r(\beta)]^2 \sin^2 \beta \cos \beta d\beta}{\int_0^{\frac{\pi}{2} - \theta_0} \sin^2 \beta \cos \beta d\beta} \quad (21)$$

причем θ_0 определяется из соотношения $\sin \theta_0 = \frac{r_0}{R}$.

Подставляя значение $\sigma_r(\beta)$ из (18) в (20) и (21), получим

$$\sigma_r^2(\theta_0) = \frac{\frac{1}{3} - \delta(\theta_0)}{1 - \cos^3 \theta_0} V_0^2 \quad (22)$$

$$[\sigma_r'(\theta_0)]^2 = \frac{\delta(\theta_0)}{\cos^3 \theta_0} V_0^2 \quad (23)$$

где

$$\delta(\theta_0) = \frac{4}{3} \cos^3 \theta_0 + \left(\frac{\pi}{2} - \theta_0\right) \sin^3 \theta_0 - \cos \theta_0 \quad (24)$$

Тогда (19) принимает следующий вид

$$C\left(\frac{r_0}{R}\right) = \sqrt{\frac{\cos^3 \theta_0}{1 - \cos^3 \theta_0} \frac{\frac{1}{3} - \delta(\theta_0)}{\delta(\theta_0)}} \quad (25)$$

График этой функции приведен на рис. 9. Там же приведены результаты численных определений отношений дисперсии радиальных скоростей по зонам для трех ассоциаций—Ориона, Единорога и Лебедя.

Как видно из этого рисунка, наблюдательные данные достаточно хорошо согласуются с теоретическими выводами. Главное, что во всех случаях условие (19) сохраняется. Это приводит нас к заключению, что *звездные ассоциации действительно являются расширяющимися звездными системами.*

Таким образом, несмотря на чисто качественный характер предыдущих расчетов (предположение о равномерной

плотности), некоторую сложность действительной картины и на неизбежность многочисленных случайных ошибок при сравнении теоретических результатов с наблюдательными данными, предлагаемый метод оказался в состоянии доказать справедливость гипотезы о расширении звездных ассоциаций.

Здесь необходимо сделать следующее замечание. Дело в том, что некоторая дисперсия в скоростях существует и в любой стационарной звездной системе, состоящей из достаточного количества звезд, например в звездных скоплениях. В таких системах также должно наблюдаться изменение

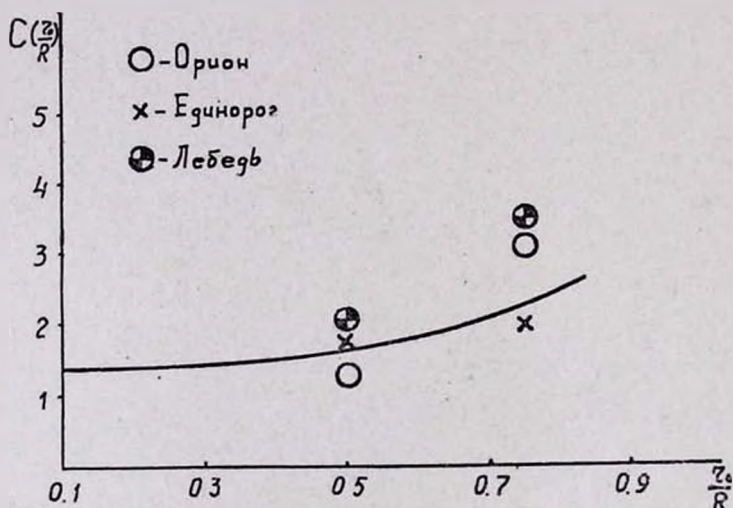


Рис. 9

дисперсии скоростей по радиусу системы. Можно показать, однако, что для звездных ассоциаций предположение о стационарности, совместно с наблюдаемыми численными значениями дисперсии, приводит к колоссальной суммарной массе звезд ассоциации.

В самом деле, как известно, в стационарных звездных системах удвоенная кинетическая энергия равна потенциальной энергии притяжения звезд с обратным знаком (теорема о вириале), т. е. имеет место следующее соотношение.

$$\sum m_i V_i^2 - \frac{1}{2} G \sum \sum \frac{m_i m_j}{r_{ij}} = 0 \quad (i \neq j) \quad (26)$$

Приняв массы m_i и скорость V_i для всех звезд ассоциации одинаковыми, а также вместо r_{ij} среднее гармоническое расстояние между двумя звездами a , которое должно быть порядка радиуса ассоциации, получим для общей массы ассоциации следующее выражение [8]:

$$M = \frac{2aV_n^2}{G} \quad (27)$$

Приняв $V_n = 10$ км/сек и $a = 50$ парсек, получим

$$M = 10^6 M_\odot \quad (28)$$

Таким образом для того, чтобы ассоциация могла бы считаться стационарной системой и дисперсия скоростей в ней имела наблюдаемый порядок величины, ее масса должна быть порядка миллиона масс Солнца. Между тем, масса обычных звездных ассоциаций типа О порядка несколько сот или тысяч масс Солнца; во всяком случае она не может превосходить массу Солнца в десятки тысяч раз. Поэтому полученные выше соотношения дисперсий лучевых скоростей в разных частях ассоциаций нельзя понять иначе, как расширение ассоциаций.

§ 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ РАСШИРЕНИЯ АССОЦИАЦИИ

Удаление звезд ассоциации от ее центра в первоначальный период своего развития несомненно происходит под влиянием внутренних сил, а в более поздний период под влиянием приливного действия центра галактики. Поскольку этот последний эффект действует исключительно в галактической плоскости, то расширение ассоциации в плоскости, параллельной плоскости галактического экватора будет происходить с большей скоростью, чем в других плоскостях. Другими словами, расширение ассоциации не может иметь место с одинаковой скоростью во всех направлениях.

Тем не менее мы можем поставить вопрос об определении средней скорости расширения ассоциации. Для этой цели достаточно определить из наблюдательных данных

среднюю дисперсию лучевых скоростей ассоциации в целом. С другой стороны, мы можем теоретическим путем найти зависимость среднего значения дисперсии лучевых скоростей от скорости расширения. После этого, определение численного значения средней скорости расширения уже не представляет никакой трудности.

Дисперсия радиальных скоростей в некоторой точке, характеризуемой углом θ , дается формулой (18). Среднее значение этой дисперсии в интервале $\beta=0$ и $\beta=\frac{\pi}{2}$ (от $\theta=\frac{\pi}{2}$ до $\theta=0$) очевидно, будет

$$\overline{\sigma_r^2} = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} [\sigma_r(\beta)]^2 \sin^2 \beta \cos \beta d\beta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^2 \beta \cos \beta d\beta} \quad (29)$$

Подставляя значение $\sigma_r(\beta)$ из (18) в (29) и производя интегрирование, получим

$$\overline{\sigma_r^2} = \frac{V_0^2}{3} \quad (30)$$

откуда

$$\overline{\sigma_r} = 0.57 V_0 \quad (31)$$

или, для определения средней скорости расширения имеем окончательно

$$V_0 = 1.73 \overline{\sigma_r} \quad (32)$$

Заметим, что такой же результат получается и при неравномерном распределении пространственных звездных плотностей внутри самой ассоциации. Если ассоциация обладает сферической симметрией, то отношение скорости расширения к дисперсии скоростей для всех концентрических

оболочек, независимо от закона распределения звездных плотностей, постоянно и равно $1/3$.

$\overline{\sigma_r}$ в (32) представляет из себя среднее значение дисперсий скоростей для всей ассоциации, вычисляемое из наблюдательных данных, согласно формуле

$$\overline{\sigma_r} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum V_r^2 - \left[\frac{1}{n} \sum V_r \right]^2} \quad (33)$$

Уравнение (32) можно использовать для определения средней скорости расширения некоторой ассоциации, если для нее известно $\overline{\sigma_r}$.

Указанным методом определены средние скорости удаления звезд от центра для пяти звездных ассоциаций, для которых известны лучевые скорости хотя бы нескольких звезд. Результаты приведены в таблице.

Ассоциации	Число звезд	Число звезд с изв. рад. скор.	Средн. радиальн. скор. ассоц.	$\overline{\sigma_r}$ км/сек.	V_0 км/сек.
Персей	60	16	-41.7	9.2	15.9
Орион	66	60	+23.5	7.1	12.3
Единорог	50	24	+29.3	10.8	18.7
Киль	90	8	+22.3	6.2	10.8
Лебедя	75	41	-14.0	8.9	15.4

Амбарцумян, исходя из косвенных соображений, оценивал скорость расширения ассоциации величиной порядка 10 км/сек. [2]. Как видно из таб. 2, полученные результаты, хотя несколько и превышают эту оценку, но по порядку имеют ожидаемую величину. Здесь мы не учитывали дисперсию в ошибках измерения радиальных скоростей, при учете которой полученные значения V_0 будут несколько ниже.

§ 6. ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОМЕРНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗВЕЗД НА РЕЗУЛЬТАТЫ

Все приведенные расчеты сделаны в предположении, что скорость расширения ассоциации во всех направлениях одинакова и звезды в ней распределены равномерно. Одна-



ко в действительности как первое так и второе предположения произвольны. Поэтому встает вопрос, не могут ли эти два фактора оказывать существенное влияние на полученные результаты.

Нетрудно убедиться, что первое предположение, т. е. предположение о постоянстве скорости расширения во всех направлениях, не так сильно отклоняется от действительной картины. В самом деле, если зависимость скорости расширения ассоциации от направления была бы очень сильной, то тогда мы должны были бы наблюдать все ассоциации весьма вытянутыми. Между тем, хотя некоторая вытянутость почти у всех ассоциаций наблюдается, но все же она не так сильна, чтобы ею нельзя было бы в первом приближении пренебрегать. Поэтому можно думать, что первое предположение не может оказать существенное влияние на полученные результаты.

Иначе обстоит дело с предположением о равномерном распределении звезд в ассоциациях. Правда, звездные ассоциации не обнаруживают такую сильную концентрацию в центральных частях, как это наблюдается у открытых звездных скоплений. Но все же некоторая неравномерность в распределении звезд почти у всех ассоциаций очевидна. Однако сейчас мы покажем, что и этот фактор практически не оказывает никакого влияния на результаты, полученные в предыдущих параграфах.

Предположим, что звездная плотность в ассоциации изменяется по закону

$$D(r) = n_0 \frac{1}{r^n}, \quad (34)$$

где n_0 — есть звездная плотность на расстоянии, равном единице.

Количество звезд в точке С (рис. 1) обладающие радиальными скоростями $V_0 \cos \varphi$, очевидно, будет

$$dn = D(r) dy = \frac{n_0}{r^n} dy \quad (35)$$

или поскольку $y = \sqrt{r^2 - R^2 \sin^2 \theta}$, получим

$$dn = n_0 \frac{r^{1-n}}{\sqrt{r^2 - R^2 \sin^2 \theta}} dr \quad (36)$$

Квадрат дисперсии радиальных скоростей по линии АВ, аналогично (12) будет

$$\sigma_r^2(\theta, n) = V_0^2 \frac{R \sin \theta}{R} \frac{\int_0^R (r^2 - R^2 \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2} - \frac{1+n}{2}} \cdot r^{1-n} dr}{\int_0^R (r^2 - R^2 \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} r^{1-n} dr} \quad (37)$$

Мы производим вычисление этой дисперсии для трех значений n , именно для $n=0$ (равномерное распределение), $n=1$ и $n=2$ (распределение с значением n , больше 2, вряд ли вероятно). Тогда получаем следующие формулы для дисперсий радиальных скоростей, как функции от θ :
при $n=0$ формула (18)

$$\sigma_r(\beta, 0) = V_0 \sqrt{1 - \beta \operatorname{ctg} \beta} \quad (38)$$

при $n=1$

$$\sigma_r(\beta, 1) = V_0 \sqrt{1 - \frac{\sin \beta}{\ln \operatorname{ctg} \left(45 - \frac{\beta}{2} \right)}} \quad (39)$$

при $n=2$

$$\sigma_r(\beta, 2) = V_0 \sqrt{1 - \frac{\sin 2\beta}{2\beta}}, \quad (40)$$

где

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \theta \quad (41)$$

Выше, в § 4, мы рассмотрели отношение $\frac{\sigma_r(\theta_0)}{\sigma_r(\theta_0)}$ как

критерий реальности расширяющейся звездной ассоциации. В ассоциациях это отношение должно быть больше единицы и непрерывно возрастает с возрастанием отношения радиу-

сов зон $\frac{r_0}{R}$. Посмотрим, как будет изменяться это отношение при различных значениях n .

Пусть отношение $\frac{r_0}{R}$ соответствует некоторое θ_0 ($\frac{r_0}{R} = \sin \theta_0$). Введем обозначение

$$C(\theta_0, n) = \frac{\overline{\sigma_r(\theta_0, n)}}{\sigma_r(\theta_0, n)} \quad (42)$$

где $\sigma_r(\theta_0, n)$ есть среднее значение дисперсии $\sigma_r(\beta, n)$ в интервале между $\theta=0$ и $\theta=\theta_0$, а $\overline{\sigma_r(\theta_0, n)}$ среднее значение той же дисперсии в интервале $\left(\theta_0, \frac{\pi}{2}\right)$. Очевидно,

$$C(\theta_0, n) = \frac{\int_{\frac{\pi}{2}-\theta_0}^{\frac{\pi}{2}} [\sigma_r(\beta, n)]^2 \sin^2 \beta \cos \beta d\beta}{\int_{\frac{\pi}{2}-\theta_0}^{\frac{\pi}{2}} \sin^2 \beta \cos \beta d\beta} \cdot \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}-\theta_0} \sin^2 \beta \cos \beta d\beta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}-\theta_0} [\sigma_r(\beta, n)]^2 \sin^2 \beta \cos \beta d\beta} \quad (43)$$

где значение $\sigma_r(\beta, n)$ берется из (38), (39) и (40).

Отношения, полученные по этой формуле, для случаев $n=1$ и $n=2$, не более, чем на 5% отличаются от случаев $n=0$ (равномерное распределение).

Приведенный метод исследования кинематического состояния звездных ассоциаций не требует точного знания закона пространственного распределения звезд внутри самой ассоциации. Предположение о равномерном распределении звезд оказалось вполне достаточным.

Считаю долгом выразить мою искреннюю благодарность В. А. Амбарцумяну за те ценные советы и замечания, которые много помогли мне при выполнении этой работы. Бюраканская Астрофизическая Обсерватория Академии Наук Армянской ССР 1949, май

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Амбарцумян—Астрофизика и эволюция звезд. Ереван, 1947
2. В. Амбарцумян—Астр. журнал 26. 3. 1949.
3. Г. Гурзadyan—ДАН Арм. ССР 10. № 1. 9. 1949.
4. Г. Гурзadyan—ДАН Арм. ССР 10. № 3. 109. 1949.
5. Б. Маркарян—ДАН Арм. ССР 10. № 2. 61. 1949.
- 6 J. Plaskett а. J. Pearce—Publ. Dom. Ast. Obs. V. 2. 1931.
7. В. Boss—General catalogue 1937.
8. К. Огородников—Успехи Астр. Наук. IV, 1948.

ԱՍՏՂԱՍՓՅՈՒՌՆԵՐԻ ԿԻՆԵՄԱՏԻԿԱՆ

Գ. Ա. ԳՈՒՐԶԱՌՅԱՆ

Ինչպես հայտնի է, աստղասփյուռները իրենցից ներկայացնում են սխտեմներ, որոնց առանձին անդամները ունեն ընդհանուր ծագում: Այստեղից հետևում է, որ աստղասփյուռը կազմող աստղերի սեփական շարժումներում և տեսազգային արագություններում պետք է որ գոյություն ունենան որոշ օրինաչափություններ: Մինչև այժմ Օ-աստղասփյուռների հայտնաբերումը կատարվում էր բացառապես աստղերի տեսանելի բաշխվածության և հեռավորության մոդուլների քննարկմամբ: Մինչդեռ աստղասփյուռների առանձին անդամները սեփական շարժումների և տեսազգային արագությունների մանրամասն վերլուծությունները կարող են տալ ապացույցն այն բանի, որ տվյալ աստղային խումբը իրոք ներկայացնում է իրենից աստղասփյուռ: Բացի դա, նման բնույթի հետադոտորված կարող է հայտնաբերել աստղասփյուռներին նաև այլ, հիմնականում կլինիմատիկ բնույթի հատկանիշներ:

Ներկա աշխատանքում քննարկված են մի շարք նման խնդիրներ: § 2-ում հետադոտված է սեփական շարժումների, իսկ § 3-ում՝ տեսազգային արագությունների բաշխումը աստղասփյուռներում: Քննարկված է դիտողական նյութի օգտագործման հնարավորությունը յուրաքանչյուր դեպքում առանձին: § 4-ում ցույց է տրված, որ աստղասփյուռներն իրոք հանդիսանում են լայնացող, քայքայվող սխտեմներ: § 5-ում որոշված է այդ լայնացման միջին արագության մեծությունը: Սրանց հետ մեկտեղ մշակված է մի կլինիմատիկական չափանիշ, որը լրավարման դեպքում աստղասփյուռի գոյությունն անկասկած է:

Այս բոլոր հաշվումները ընթացքում ընդունվում է, որ աստղերը աստղասփյուռներում բաշխված են հավասարաչափ կերպով: § 6-ում ցույց է տրված, որ անհավասարաչափ բաշխվածության դեպքում ստացվող արդյունքները շատ չնչին չափով են տարբերվում հավասարաչափ բաշխվածության դեպքում ստացվածից: Այդ իսկ պատճառով ներկա դեպքի համար աստղային խտության բաշխման օրենքի գիտենալը աստղասփյուռներում առանձին անհրաժեշտության չի ներկայացնում:

Ստացված բոլոր տեսական արդյունքները համեմատված են դիտման տվյալների հետ, որոնք վերաբերվում են առանձին կոնկրետ աստղասփյուռներին:

