

Санкт-Петербургский государственный университет

На правах рукописи

УДК 521.9, 524.6

ЦВЕТКОВ

Александр Станиславович

Кинематика Местной системы звезд

специальность 01.03.01 – астрометрия и небесная механика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата

физико-математических наук

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

доцент В.В. Витязев

Санкт-Петербург

1999

Содержание

Введение	3
Глава I Кинематические эффекты в собственных движениях звезд	10
1.1 Движение Солнца	10
1.2 Вращение Галактики	13
1.3 Общий подход к кинематическому анализу собственных движений звезд	15
Глава II Недостатки стандартной кинематической модели собственных движений звезд	21
Глава III Уравнения вращения Местной системы звезд	36
Глава IV Методы решения уравнений вращения Местной системы звезд	
4.1 Подготовка данных	42
4.2 Методы решения	44
4.2 Тестирование методов	47
Глава V Решение уравнений вращения Местной системы звезд по материалам наземных каталогов	
5.1 Решение с использованием звезд каталога GC	50
5.2 Решение с использованием звезд каталога PPM	76
5.3 Решение с использованием звезд каталога НИС	83
Глава VI Исследование местной системы звезд по данным каталога Hipparcos	89
Заключение	121
Литература	128

Введение

Исследования по звездной кинематике были очень популярны в 30-е – 50-е годы XX века. Основные достижения в этой области галактической астрономии отражены в многочисленных монографиях (Паренаго, 1954; Зонн и Рудницкий, 1959; Огородников, 1958; Куликовский, 1985). Во многом успехам в изучении кинематики звезд способствовали достижения астрометрии в деле создания массовых каталогов положений и собственных движений звезд: Генеральный каталог GC (Босс, 1937), каталог N30 (Морган, 1952) и «распространители» фундаментальных систем FK3, FK4, FK5 на большое число звезд – каталоги серии AGK.

К концу нашего столетия интерес к звездно-кинематическим исследованиям угас. Отчасти это объясняется большими успехами звездной динамики и переключением внимания в эту сферу, но главным образом – отсутствием качественного прогресса в точности астрометрических наблюдений. Так, например, массовые звездные каталоги ACRS (Корбин и др., 1991), PPM (Бастиан и др., 1993), хотя и содержат порядка 400 тысяч звезд, однако имеют невысокую точность собственных движений (около $0.5'' / 100$ лет). Кроме того, расстояния до большинства звезд, содержащихся в этих каталогах, неизвестны, что создает трудности при решении различных задач звездной кинематики. Каталоги FK4 (Фрикке, Кофф, 1963) и FK5 (Фрикке и др., 1988) имеют лучшую точность собственных движений – ($0.1'' / 100$ лет), но их звездный состав малочисленен. Оставался открытым вопрос и о систематических ошибках каталогов, в том числе и переходящих из каталога в каталог.

В 1991 г. на околоземную орбиту был выведен космический аппарат Hipparcos. Результатом его работы явились два массовых каталога: Hipparcos и Tycho (Перриман и др., 1997), которые стали доступны астрономической общественности в 1997 г. Точность первого каталога, содержащего 118 112 звезд, превосходит на порядок и даже более точность наземных наблюдений, второй – содержит свыше миллиона звезд с точностью определения собственных движений, сравнимой с точностью, достигнутой в массовых фотографических каталогах.

С 1997 г. наблюдается целый “бум” статей, в которых использовались достаточно точные параллаксы, определенные этим космическим аппаратом. В основном это статьи по астрофизике, *а не по астрометрии и галактической астрономии*. Связано это, наверное, с тем, что число специалистов в мире, интересующихся анализом собственных движений звезд, – невелико, поэтому новый богатейший кинематический материал остается в значительной мере невостребованным.

С другой стороны, видимо, считается, что в этой области уже все сделано. Действительно, обычно, при анализе собственных движений звезд какого-либо каталога в качестве кинематической модели принимается модель, которая учитывает в компонентах поля скоростей только три эффекта: параллактическое смещение, возникающее в результате движения Солнца относительно звезд, влияние неточности в принятой постоянной прецессии и вращение Галактики. Последнее при этом считается плоским вращением. Однако, как показывают многочисленные исследования (А.Н.Балакирев, 1978; Броше и Шван, 1981; Витязев, 1990а; Витязев, 1990b; Витязев и Цветков, 1989, 1990, 1996), реальное поведение собственных движений, особенно близких звезд, не укладывается в рамки этой модели. Это обстоятельство говорит либо о наличии больших систематических ошибок астрометрических измерений, либо о несоответствии модели наблюдениям.

В качестве одной из гипотез, которая могла бы объяснить отклонение реальных собственных движений от стандартных кинематических моделей, может служить гипотеза о вращении Местной системы звезд (далее МСЗ). Идея о ее существовании родилась еще в конце прошлого века, когда в 1879 г. Гульд обнаружил конденсацию ярких звезд к некоторому большому кругу, наклоненному к галактическому экватору. В 20-30-х годах нашего столетия к проблеме Местной системы звезд обращались несколько авторов, однако их исследования не выходили за рамки чисто статистического подхода (Дайсон, 1929; Куницкий 1935; Минер 1930).

В 50-е годы К.Ф. Огородников (1958) и Р.Б. Шацова (1950) впервые попытались выйти за рамки традиционных и достаточно простых подходов к кинематическому анализу собственных движений. Их работы широко известны как в нашей стране, так и за рубежом. В 1950 году Р.Б. Шацова вывела уравнения вращения Местной системы звезд и получила первые оценки

параметров МСЗ на материале собственных движений звезд каталога GC. К сожалению, каталог GC, несмотря на то, что он содержит более 30 тыс. звезд, все же не является достаточным для проведения такого рода исследований. Например, не представляется возможным изучить кинематику звезд различной светимости. Отсутствие параллаксов препятствует определению размеров МСЗ. Кроме того, каталог GC отягощен большими случайными и систематическими ошибками (Витязев и Витязева, 1985). Вопрос о том, в какой степени систематические ошибки собственных движений звезд каталога GC могли повлиять на точность определения параметров МСЗ, оставался открытым.

В последующие годы, несмотря на появление более совершенных систем собственных движений звезд (FK4, AGK3, PPM, HIC и т.д.), исследования по кинематике Местной системы звезд, насколько нам известно, не проводились.

Данная диссертационная работа посвящена дальнейшему изучению кинематики Местной системы звезд на основе новых теоретических подходов с использованием новых астрометрических наблюдений, выполненных на Земле и в космосе.

Целью работы являются:

- изучение зависимости параметров Местной системы звезд от используемого каталога и его фундаментальной системы;
- локализация в пространстве Местной системы звезд;
- определение параметров вращения Местной системы звезд.

Структура и содержание работы:

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Она изложена на 133 страницах, включает 34 таблицы и 55 рисунков. Список литературы содержит 72 наименования.

- В *Главе I* рассмотрены классические подходы к исследованию собственных движений звезд, отражающие движение Солнца и вращение Галактики. Здесь же приведены координаты апекса и параметры Оорта, полученные разными авторами, а также новые определения этих параметров, выполненные автором диссертации по данным каталога Hipparcos.
- *Глава II* посвящена трудностям в использовании классических моделей при анализе собственных движений звезд. В частности, здесь описан метод (Витязев, Цветков, 1989, 1990; Витязев, 1994; Цветков, 1999), позволяющий оценить адекватность применяемой модели к реальным собственным движениям звезд, основанный на разложениях этих собственных движений по системе сферических функций. Этот метод был применен к исследованиям двух каталогов: Каталога 512 звезд FK4/FK4 Supp. (Фрикке, 1977) и каталога Hipparcos (Перриман и др., 1997). Метод показал наличие систематических компонент в собственных движениях звезд, не описываемых стандартной кинематической моделью. В частности, по данным каталога Hipparcos это несоответствие особенно сильно проявляется при исследовании собственных движений близких звезд.
- В *Главе III*, следуя работе Р.Б. Шацовой (1950), мы приводим вывод уравнений, описывающих влияние вращения Местной системы звезд на их собственные движения.
- *Глава IV* посвящена методам решения уравнений вращения Местной системы звезд. В ней проведен сравнительный анализ метода, использовавшегося Р.Б. Шацовой, и метода линеаризации; при этом показана неустойчивость первого метода по отношению к случайным компонентам в собственных движениях звезд.
- *Глава V* описывает решение уравнений вращения Местной системы по собственным движениям звезд наземных каталогов: GC, PPM, HIC. Параллельно с этим приводятся статистические характеристики этих каталогов. Решения, выполненные по звездам каталога GC с переводом их собственных движений в системы каталогов N30, FK4, FK5, показали, что кинематические характеристики Местной системы звезд слабо зависят от системы каталога.
- В *Главе VI* представлено решение уравнений вращения Местной системы звезд на материале каталога Hipparcos. Наличие индивидуальных

параллаксов звезд в этом каталоге позволило локализовать Местную систему звезд в пространстве. Здесь же показано, что Местную систему образуют в основном звезды средних спектральных классов. В этой же главе получены координаты полюса вращения МСЗ из собственных движений звезд (до этого за полюс вращения принимался полюс пояса Гульда).

- В *Заключении* дано обсуждение результатов, а также проводится сравнение гипотезы о вращении Местной системы звезд с современными теоретическими исследованиями в области звездной динамики, а также с данными, полученными нами по лучевым скоростям звезд.

Практическая значимость работы определяется

- использованием нового подхода к кинематическому анализу собственных движений звезд, основанного на представлении собственных движений звезд по сферическим функциям;
- возможностью проследить влияние систематических ошибок каталогов на определение параметров Местной системы звезд;
- локализацией Местной системы звезд в пространстве;
- определением общих признаков звезд, входящих в Местную систему;
- получением наиболее вероятных геометрических и кинематических характеристик Местной системы звезд.

Апробация работы.

Основные результаты, полученные в работе, докладывались на семинарах

- кафедр Астрономии и Небесной механики СПбГУ
- ГАО РАН (Пулковская обсерватория),

а также на следующих международных астрономических конференциях:

1. 165-й коллоквиум МАС «Dynamics and Astrometry of natural and artificial celestial bodies», 1-5 июля 1996 г., Познань, Польша.
2. Международная астрометрическая конференция «Modern problems and methods in astrometry and geodynamic», Санкт-Петербург, 22-24 сентября 1996 г.
3. Международная конференция «Fourth international workshop on positional astronomy and celestial mechanics», 7-11 октября 1996 г., Пенискола, Испания
4. XXIII Генеральная ассамблея МАС, секция JD3 «Precession-nutation and Astronomical constants for the dawn of the 21-st Century», 18-30 августа 1997 г., Киото, Япония.
5. Международная конференция «Journées 1997. “Systemes de reference spatio-temporels”», 22-24 сентября 1997 г., Прага, Чехия.
6. Международный семинар «Mini-workshop Gould's Belt and Milky Way», 19-23 ноября 1997 г., Прага, Чехия.
7. Международная конференция «ADASS'98: Astronomical Data Analysis and System Software», 1-4 ноября 1998 г., Университет шт. Иллинойс, Шампейн-Урбана, США.
8. Международная конференция «Journées 1999. “Systemes de reference spatio-temporels”», 13-15 сентября 1999 г., Дрезден, Германия.

Результаты диссертации опубликованы в работах:

1. В.В.Витязев, А.С.Цветков, 1989, Представление кинематических компонент в собственных движениях звезд с помощью сферических функций, Вестник Ленингр. Ун-та, Сер. 1, Вып. 2. , с. 73-79
2. В.В.Витязев, А.С.Цветков, 1990, Исследование собственных движений и лучевых скоростей звезд с помощью сферических функций, Вестник Ленингр. Ун-та, Сер. 1, Вып. 1. , с. 79-84
3. В.В.Витязев, А.С.Цветков, 1991, Систематические разности положений и собственных движений звезд каталогов FK5, GC и N30, Вестник Ленингр. Ун-та, Сер. 1, Вып. 1. с. 96-109

4. Цветков, 1995a / Tsvetkov A.S., The Local stellar system: kinematics derived from radial velocities. *Astron. and Astrophys. Transactions*, Vol. 8, pp. 145-156.
5. Цветков, 1995b / Tsvetkov A.S., The Local stellar system: kinematics derived from proper motions. *Astron. and Astrophys. Transactions*, Vol.9, pp. 1-25.
6. В.В.Витязев, А.С.Цветков, 1996, Поправка постоянной прецессии и параметры вращения галактики по данным каталога PPM, материалы конференции "Современные проблемы и методы астрометрии и геодинамики", С.-Петербург, с. 28-35
7. Цветков, 1997 / Tsvetkov A.S., The Local Stellar system: kinematics derived from the HIPPARCOS catalogue. *Journees 1997, Systemes de reference spatio-temporels*, September 22-24, Prague, Czech Republic.
8. Цветков, 1998 / Tsvetkov A.S., Kinematics of the Local Stellar system. *Proceedings of the IV international workshop on positional astronomy and celestial mechanics*, Universitat de Valencia, Spain, pp. 73-80.
9. Цветков, 1999a / Tsvetkov A.S., A method to test the adequacy of a model to observations, in *ASP Conf. Ser.*, Vol. 172, *Astronomical Data Analysis Software and Systems VIII*, eds. D. M. Mehringer, R. L. Plante, & D. A. Roberts (San Francisco: ASP), p.42-45.

Из 9 работ в соавторстве с В.В. Витязевым опубликовано 4 статьи.

В работах [1-3] постановка задачи сделана В.В. Витязевым, а автором диссертации – вычисления. Вклад в содержание работы [6] обоих авторов приблизительно одинаков.

Глава I. Кинематические эффекты в собственных движениях звезд

1.1 Движение Солнца

Впервые наличие собственных движений звезд было обнаружено Галлеем в 1718 году из сравнения координат звезд, определенных Тихо Браге и древнегреческими астрономами. Разность эпох, таким образом, составляла 2000 лет, и Галлею удалось определить собственные движения всего трех звезд: Сириуса, Альдебарана и Арктура.

В 1742 году Брайлей высказал предположение, что собственные движения звезд вызываются движением солнечной системы в пространстве.

Основоположник классической астрометрии Гобиаас Майер в период с 1760 по 1775 год определил из наблюдений собственные движения 137 звезд. В качестве первой эпохи использовались наблюдения создателя пассажного инструмента – Ремера, в качестве второй – собственные.

Первые определения апекса солнечного движения были сделаны еще В. Гершелем в 1806 г. Он использовал собственные движения всего 13 звезд, подбирая положение апекса таким образом, чтобы все собственные движения были направлены в противоположном апексу направлении.

В 1818 г. Бессель предложил другой метод определения апекса. Он сводился к поиску полюса большого круга, которым аппроксимируется собственное движение звезды. Истинные движения звезд, как стало известно позже, не имеют чисто параллактическую природу, и полученные результаты заставили Бесселя усомниться в реальности заметного движения Солнца в пространстве.

В 1859 г. М. Ковальский, а затем Эри предложили современный метод определения координат апекса и вывели уравнения, носящие теперь их имя. Прямоугольные гелиоцентрические координаты x , y , z связаны с экваториальными следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}x &= r \cos \alpha \cos \delta, \\y &= r \sin \alpha \cos \delta, \\z &= r \sin \delta,\end{aligned}\tag{1.1}$$

отсюда для экваториальной системы координат можно найти

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{y}{x}, \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2}}. \quad (1.2)$$

Дифференцируя эти соотношения, получим условные уравнения:

$$\mu_{\alpha} \cos \delta = \frac{1}{kr} (V_x \sin \alpha - V_y \cos \alpha), \quad (1.3)$$

$$\mu_{\delta} = \frac{1}{kr} (V_x \sin \delta \cos \alpha + V_y \sin \delta \sin \alpha - V_z \cos \delta),$$

где V_x, V_y, V_z – компоненты вектора движения Солнца, а $k = 4.74$ – множитель перехода размерности от “км·с⁻¹·пк⁻¹” в “секунды дуги в год” – традиционной для собственных движений.

Следует сказать, что до появления каталога Hipparcos расстояния до звезд были известны плохо, поэтому уравнения (1.3) переписывались следующим образом:

$$\mu_{\alpha} \cos \delta = X \sin \alpha - Y \cos \alpha, \quad (1.4)$$

$$\mu_{\delta} = X \sin \delta \cos \alpha + Y \sin \delta \sin \alpha - Z \cos \delta, \quad (1.5)$$

т. е. вместо компонент скорости Солнца V_x, V_y, V_z , находились величины

$$X = \frac{V_x}{k\langle r \rangle}, \quad Y = \frac{V_y}{k\langle r \rangle}, \quad Z = \frac{V_z}{k\langle r \rangle}. \quad (1.6)$$

В этих формулах $\langle r \rangle$ обозначает среднее расстояние звезд используемого каталога. Ненадежность этой величины позволяла определить лишь координаты апекса Солнца, но не модуль скорости его движения. В таблице 1.1, из монографии Куликовского (1985), приведены положения апекса Солнца по результатам, полученным несколькими исследователями.

Сейчас стало очевидно, что координаты апекса зависят не столько от точности наблюдений и метода определения, а, в основном, от выборки звезд, используемых в анализе. Это, например, видно из табл. 1.2, в которой приведены соответствующие результаты, полученные нами по каталогу Hipparcos.

Таблица 1.1. Координаты апекса Солнца.

Авторы	Год	Число звезд	A	D
В. Гершель	1783	13	262°	$+26^\circ$
Г. Бессель	1818	71	—	—
Аргеландер	1837	380	259.8	+32.5
Ковальский	1859	3136	262.0	+38.8
Эри	1859	113	261.5	24.7
Ньюкомб	1899	3171	273.4	31.3
Каптейн	1900	звезды Брадлея	271.8	29.0
Л. Босс	1911	5413	270.8	+34.3
Глизе	1940	1283 FK3	266.5	+29.4

Таблица 1.2. Координаты апекса Солнца по звездам каталога *Hipparcos*.

Расстояния	Sp	Кол-во звезд	A	D
0-200 пк	OB	1416	$275^\circ \pm 7^\circ$	$+24^\circ \pm 3^\circ$
0-200 пк	A	7950	260 ± 1	$+26 \pm 1$
0-200 пк	F	18377	268 ± 2	$+31 \pm 2$
0-200 пк	G	14231	288 ± 3	$+30 \pm 2$
200-600 пк	OB	5433	267 ± 2	$+20 \pm 2$
200-600 пк	A	8601	267 ± 1	$+21 \pm 1$
200-600 пк	F	5903	271.5 ± 1	$+29.4 \pm 1$

1.2 Вращение Галактики

Еще в 1907 году Шварцшильдом (Шварцшильд, 1907) было показано, что остаточные скорости звезд не подчиняются простому сферически симметричному Максвелловскому закону распределения. Этот закон предполагает, что при беспорядочном, случайном распределении остаточных скоростей одно направление ничем не отличается от другого.

Каптейн в 1904 г. выдвинул теорию двух *звездных потоков* (Каптейн, 1905) для объяснения того факта, что остаточные скорости звезд асимметричны. Шварцшильд же утверждал, что вместо двух потоков имеется лишь некоторое предпочтительное направление, вдоль которого движутся звезды с большими скоростями и в большем количестве, чем в перпендикулярном. Шварцшильд ввел обобщение закона Максвелла, которое получило название “эллипсоидального закона распределения скоростей”.

В последующих многочисленных работах Шарлье (1921), Ван-де-Кампа и Высотского (1937), Б. Босса (1938) вопрос асимметрии собственных движений исследовался весьма детально и привел в 20-х годах к открытию вращения Галактики.

В 1925-27 годах Линдبلاد (1927) допустил, что вращающаяся система состоит из ряда подсистем, вращающихся вокруг одной оси, но с различной скоростью. В 1927 г. Я. Оорт (1927) предпринял наблюдательную проверку гипотезы вращения Галактики. Он вывел формулы для определения вращения как по собственным движениям звезд, так и по их лучевым скоростям.

В этих формулах не делается никаких предположений о характере вращения (“твердотельное”, “кеплеровское”). Угловая скорость вращения Галактики $\omega(R)$ представляется в виде отрезка ряда Тейлора, ограниченного двумя первыми членами:

$$\omega(R) = \omega(R_0) + (R - R_0)\omega'(R_0), \quad (1.7)$$

где R – расстояние от звезды до центра Галактики, R_0 – расстояние от Солнца до центра Галактики, $\omega(R)$ – угловая скорость вращения Галактики, $\omega'(R_0)$ – производная ω по R в окрестности Солнца.

Для компактности формул вводятся так называемые “постоянные Оорта” A, B (мы принимаем за положительное направление вращения по часовой стрелке, если смотреть с северного полюса Галактики):

$$A = -\frac{1}{2}R_0 \omega'(R_0) \quad \text{и} \quad B = -\omega(R_0) - \frac{1}{2}R_0 \omega'(R_0) = A - \omega(R_0). \quad (1.8)$$

В этих обозначениях влияние галактического вращения на галактические собственные движения звезд описывается следующими выражениями:

$$\Delta\mu_l \cos b = \frac{A}{k} \cos 2l \cos b + \frac{B}{k} \cos b, \quad \Delta\mu_b = -\frac{A}{2k} \sin 2b \sin 2l, \quad (1.9)$$

где l, b – галактические координаты звезды, k – множитель перехода размерностей (стр. 11).

Эти формулы играют фундаментальную роль в звездно-кинематических исследованиях.

Следует обратить внимание на два ограничения, связанные с использованием этих формул. Первое – это диапазон расстояний, в которых можно полагать достаточную точность разложения (1.8). Порядок этих расстояний оценивается в 1–2 кпк. Второе – плоское вращение Галактики, т.е. предполагается, что вектор угловой скорости для всех звезд строго перпендикулярен галактической плоскости в принятой системе галактических координат.

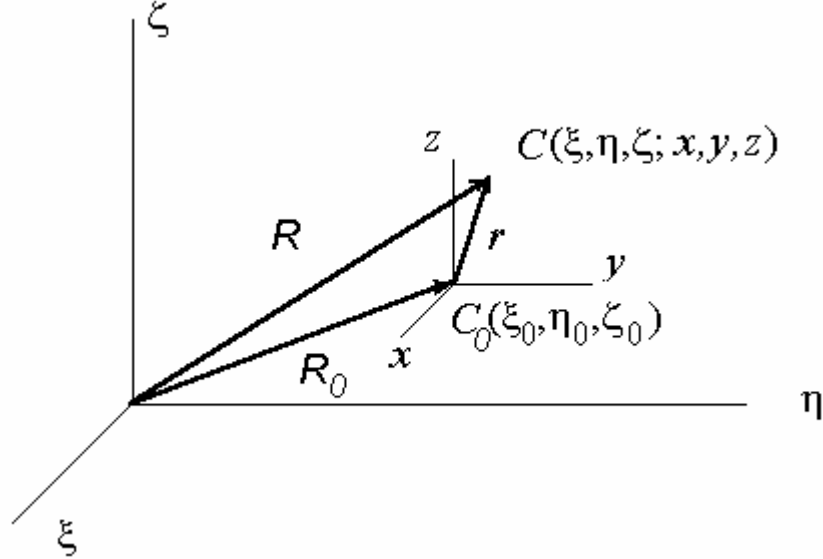
Таблица 1.3. Значения коэффициентов Оорта A и B в $\text{км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{кпк}^{-1}$, определенные по собственным движениям звезд различных каталогов.

Авторы	Год	Звезды	A	B
Пласскет, Пирс	1934	O-B7, 717	+15	-16
Оорт	1937	18 000		-15
Глизе	1940	1535, FK3	+13	-12
Шацова	1950	33342, GC	+18	-9
Цветков	1997	Hipparcos, Sp. A	$+17 \pm 2$	-17 ± 2

1.3 Общий подход к кинематическому анализу собственных движений

Теорема Гельмгольца

В 1930 г. К.Ф.Огородников (1958) изложил более общий подход к анализу собственных движений звезд.



Представим поле скоростей звезд в любой точке Галактики следующим образом:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}(\mathbf{R}) = \mathbf{V}(\xi, \eta, \zeta) = \mathbf{V}(\xi_0 + x, \eta_0 + y, \zeta_0 + z), \quad (1.10)$$

где $\mathbf{R} = (\xi, \eta, \zeta)$ – радиус-вектор произвольного центроида C в неподвижной галактической системе координат (ξ, η, ζ) ; $\mathbf{R}_0 = (\xi_0, \eta_0, \zeta_0)$ – радиус-вектор центроида C_0 (Солнце); $\mathbf{r} = (x, y, z)$ – топоцентрический радиус-вектор в подвижной системе координат x, y, z , центр которой совмещен с точкой C_0 , а оси направлены параллельно неподвижным осям. Будем считать, что модуль вектора \mathbf{r} является малой величиной по сравнению с модулями \mathbf{R} и \mathbf{R}_0 ($|\mathbf{r}| \ll |\mathbf{R}|$, $|\mathbf{r}| \ll |\mathbf{R}_0|$). Отбрасывая пекулярные компоненты скоростей, с точностью до членов второго порядка получаем:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{M} \mathbf{r}, \quad (1.11)$$

где $\mathbf{V}(u_x, u_y, u_z)$ и \mathbf{V}_0 – векторы скоростей центроидов C и C_0 в неподвижной системе координат; $\mathbf{M} = \left\{ \partial u_p / \partial u_q \right\}$ – матрица смещения, компоненты которой называются кинематическими параметрами поля скоростей.

Для выяснения физического смысла матрицы смещения обычно вводят в рассмотрение сопряженную матрицу \mathbf{M}^T и переписывают уравнение (1.11) в виде

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{M}^+ \mathbf{r} + \mathbf{M}^- \mathbf{r}, \quad (1.12)$$

где

$$\mathbf{M}^+ = \frac{1}{2}(\mathbf{M} + \mathbf{M}^T), \quad (1.13)$$

$$\mathbf{M}^- = \frac{1}{2}(\mathbf{M} - \mathbf{M}^T). \quad (1.14)$$

Можно показать, что

$$\mathbf{M}^+ \mathbf{r} = \text{grad } S, \quad (1.15)$$

где через S обозначена квадратичная форма:

$$S = \frac{1}{2} \sum_{p,q} M_{pq}^+ r_p r_q. \quad (1.16)$$

Матрицу \mathbf{M}^+ называют тензором локальной деформации. Ее явное выражение через кинематические параметры имеет следующий вид:

$$\mathbf{M}^+ = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_x}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) & \frac{\partial u_y}{\partial y} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) & \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{pmatrix}. \quad (1.17)$$

В силу симметричности тензора локальной деформации введем следующие обозначения:

$$M_{xx}^+ = \frac{\partial u_x}{\partial x}; \quad M_{yy}^+ = \frac{\partial u_y}{\partial y}; \quad M_{zz}^+ = \frac{\partial u_z}{\partial z}; \quad (1.18)$$

$$M_{xy}^+ = M_{yx}^+ = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right);$$

$$M_{xz}^+ = M_{zx}^+ = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right); \quad (1.19)$$

$$M_{yz}^+ = M_{zy}^+ = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right).$$

Физический смысл диагональных элементов соответствует скорости сжатия или растяжения все звездной системы вдоль соответствующих осей, а недиагональных элементов – деформации поля скоростей в соответствующих плоскостях.

Аналогично, нетрудно показать, что

$$\mathbf{M}^- \mathbf{r} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}, \quad (1.20)$$

где $\boldsymbol{\omega}$ – вектор мгновенной угловой скорости твердотельного вращения системы звезд. Матрицу \mathbf{M}^- называют тензором локального вращения. Приведем ее явное выражение через кинематические параметры:

$$\mathbf{M}^- = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) & 0 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.21)$$

Так как тензор (1.21) антисимметричен, имеют место следующие соотношения:

$$\omega_x = M_{zy}^- = -M_{yz}^-; \quad \omega_y = M_{xz}^- = -M_{zx}^-; \quad \omega_z = M_{xy}^- = -M_{yx}^-, \quad (1.22)$$

где $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ – компоненты вектора твердотельного вращения системы звезд в галактической системе координат.

Следовательно, равенство (1.11) можно записать в следующем виде:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \text{grad } S + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}. \quad (1.23)$$

Этот результат, известный как теорема Гельмгольца для звездных систем, означает, что внутри каждой малой окрестности любой точки звездной системы скорости центроидов складываются из

- скорости поступательного движения малой окрестности \mathbf{V}_0 ;
- скорости деформации окрестности $\text{grad } S$;
- скорости твердотельного вращения этой окрестности $\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$.

Таким образом, общий подход к кинематическому анализу поля скоростей звезд заключается в определении элементов матрицы смещения \mathbf{M} (в формуле (1.11)). Для вывода соответствующих уравнений спроектируем вектор

$\mathbf{M} \mathbf{r}$ на направления \mathbf{l} , \mathbf{b} – орты по возрастанию галактической долготы и широты:

$$\mu_l \cos b = (\mathbf{l}, \mathbf{M} \mathbf{r}) / kr, \quad \mu_b = (\mathbf{b}, \mathbf{M} \mathbf{r}) / kr. \quad (1.24)$$

Обозначая элементы матрицы \mathbf{M} через m_{pq} и учитывая, что

$$\vec{r} = r(\mathbf{i} \cos b \cos l + \mathbf{j} \cos b \sin l + \mathbf{k} \sin b), \quad (1.25)$$

где \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} – единичные вектора по осям прямоугольной галактической системы координат, получаем:

$$\begin{aligned} k \mu_l \cos b = & -\frac{1}{2} m_{xx} \cos b \sin 2l - m_{xy} \cos b \sin^2 l - m_{xz} \sin b \sin l + \\ & + m_{yx} \cos b \cos^2 l + \frac{1}{2} m_{yy} \cos b \sin 2l + m_{yz} \sin b \cos l, \end{aligned} \quad (1.26)$$

$$\begin{aligned} k \mu_b = & -\frac{1}{2} m_{xx} \sin 2b \sin^2 l - \frac{1}{4} m_{xy} \sin 2b \sin 2l - m_{xz} \sin^2 b \cos l - \\ & - \frac{1}{4} m_{yx} \sin 2b \sin 2l - \frac{1}{2} m_{yy} \sin 2b \sin^2 l - m_{yz} \sin^2 b \sin l + \\ & + m_{zx} \cos^2 b \cos l + m_{zy} \cos^2 b \sin l + \frac{1}{2} m_{zz} \sin 2l. \end{aligned} \quad (1.27)$$

Несмотря на то, что уравнения (1.26), (1.27) обеспечивают наиболее прямой подход к определению параметров поля скоростей звезд, они не нашли широкого применения. Из работ, использующих этот метод, можно назвать статьи В. Клубе (1972), А.И. Балакирева (1978) и С.П. Рыбки (1993).

Вклад компонентов вектора вращения в собственные движения звезд

Для того, чтобы оценить вращательную составляющую в собственных движениях звезд, спроецируем скорость $\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ на направления \mathbf{l} , \mathbf{b} . Проведя соответствующие перемножения, получим:

$$k \mu_l \cos b = -\omega_x \sin b \cos l - \omega_y \sin b \sin l + \omega_z \cos b, \quad (1.28)$$

$$k \mu_b = \omega_x \sin l - \omega_y \cos l. \quad (1.29)$$

При использовании собственных движений звезд из наземных астрометрических каталогов к общему вектору мгновенной угловой скорости твердотельного вращения звездной добавляются

- компоненты угловой скорости \mathbf{P} , обусловленной неточным учетом в собственных движениях звезд лунно-солнечной прецессии;
- компоненты \mathbf{E} , соответствующей так называемому фиктивному движению равноденствия.

В космических каталогах Hipparcos и Tycho, координаты звезд и собственные движения которых даны в системе ICRS, последние два эффекта проявляться не должны, поскольку их происхождение связано с вращением Земли. Таким образом, в собственных движениях звезд каталогов, базирующихся на фундаментальной системе ICRS, компоненты $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ просто равны элементам тензора локального вращения (см. 1.22).

Отражение деформации поля скоростей в собственных движениях звезд

Спроектируем теперь на направления \mathbf{l} и \mathbf{b} компоненту скоростей $\text{grad } S$:

$$\mu_l \cos b = (\mathbf{l}, \text{grad } S)/kr, \quad \mu_b = (\mathbf{b}, \text{grad } S)/kr. \quad (1.30)$$

С учетом формулы (1.15) находим:

$$\begin{aligned} \text{grad } S = & r(M_{xx}^+ \cos b \cos l + M_{xy}^+ \cos b \sin l + M_{xz}^+ \sin b) \mathbf{i} + \\ & + r(M_{yx}^+ \cos b \cos l + M_{yy}^+ \cos b \sin l + M_{yz}^+ \sin b) \mathbf{j} + \\ & + r(M_{zx}^+ \cos b \cos l + M_{zy}^+ \cos b \sin l + M_{zz}^+ \sin b) \mathbf{k}. \end{aligned} \quad (1.31)$$

Отсюда имеем:

$$\begin{aligned} k \mu_l \cos b = & -\frac{1}{2} M_{xx}^+ \cos b \sin 2l + \frac{1}{2} M_{yy}^+ \cos b \sin 2l + \\ & + M_{xy}^+ \cos b \cos 2l - M_{xz}^+ \sin b \sin l + M_{yz}^+ \sin b \cos l, \end{aligned} \quad (1.32)$$

$$\begin{aligned} k \mu_b = & -\frac{1}{2} M_{xx}^+ \sin 2b \cos^2 l - \frac{1}{2} M_{yy}^+ \sin 2b \sin^2 l + \frac{1}{2} M_{zz}^+ \sin 2b - \\ & - M_{xy}^+ \sin 2b \sin 2l + M_{xz}^+ \cos 2b \cos l + M_{yz}^+ \cos 2b \sin l. \end{aligned} \quad (1.33)$$

Легко видеть, что из уравнений (1.32) и (1.33) можно определить лишь разности $M_{xx}^* = M_{xx}^+ - M_{yy}^+$ и $M_{zz}^* = M_{zz}^+ - M_{yy}^+$. Поскольку из собственных движений звезд нельзя определить абсолютным способом скорость расширения системы в пространстве, обычно полагают $M_{yy}^+ \equiv 0$.

Уравнение (1.32) с учетом вращательных компонент (1.28) и уравнение (1.33) с добавлением уравнения (1.29) образуют модель трехмерного вращения системы звезд, или модель Огородникова-Милна. В модели плоского вращения Галактики (модели Оорта-Линблада) считается, что вращение и деформация поля скоростей существует лишь в плоскости XU , и в этой модели принимается, что $A = M_{xy}^+$, $B = M_{xy}^-$, а остальные элементы матриц \mathbf{M}^+ и \mathbf{M}^- полагаются равными нулю.

Глава II. Недостатки стандартной кинематической модели собственных движений звезд

Традиционно для интерпретации собственных движений звезд используется модель, которая учитывает три основных кинематических эффекта: движение Солнца, вращение Галактики и остаточные прецессионные движения, вызванные неточным знанием постоянной прецессии (Куликовский, 1985; Фрикке, 1977; Клубе, 1972; Астериадис, 1977; Миямото и Сома, 1993). При этом чаще всего ограничиваются рассмотрением лишь плоского вращения Галактики (модель Оорта-Линдблада). Классическая меридианная астрометрия позволяет получать собственные движения по прямому восхождению и склонению независимо друг от друга. Вследствие этого уравнения стандартной кинематической модели записываются в экваториальной системе координат (Шильт, 1928; Витязев, 1983):

$$\begin{aligned} \mu \cos \delta = & \frac{V_x}{kr} \sin \alpha - \frac{V_y}{kr} \cos \alpha + \\ & + \frac{A}{k} (2\rho \cos \delta \sin 2\alpha - 2\eta \cos \delta \cos 2\alpha + \sigma \sin \delta \sin \alpha - \gamma \sin \delta \cos \alpha) + \\ & + \frac{B}{k} (N \sin \delta \sin \alpha + M \sin \delta \cos \alpha + R \cos \delta) + \\ & + \Delta n \sin \delta \sin \alpha + \Delta m \cos \delta, \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \mu' = & \frac{V_x}{kr} \sin \delta \cos \alpha + \frac{V_y}{kr} \sin \delta \sin \alpha - \frac{V_z}{kr} \cos \delta + \\ & + \frac{A}{k} (\eta \sin 2\delta \sin 2\alpha + \rho \sin 2\delta \cos 2\alpha - \lambda \sin 2\delta - \\ & - \gamma \cos 2\delta \sin \alpha - \sigma \cos 2\delta \cos \alpha) \\ & + \frac{B}{k} (N \cos \alpha - M \sin \alpha) + \\ & + \Delta n \cos \alpha, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где:

$\mu \cos \delta, \mu'$ – составляющие собственного движения звезды по прямому восхождению и склонению,

α, δ, r – экваториальные координаты звезды и расстояние до нее от Солнца,

V_x, V_y, V_z – компоненты вектора движения Солнца,

- A, B – постоянные Оорта,
 $\Delta m, \Delta n$ – поправки принятой постоянной прецессии по прямому восхождению и склонению соответственно,
 k – множитель перехода от $\text{км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{кпс}^{-1}$ к $''/100$ лет.

Коэффициенты, входящие в правые части уравнений (2.1) и (2.2), определяют ориентацию галактической системы координат по отношению к экваториальной системе. Их значения на эпоху J2000.0 приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1.

η	ρ	σ	γ	λ	M	N	R
0.204	0.208	0.280	0.437	0.542	0.868	0.198	0.456

Ранее мы уже отмечали (см. п. 1.1), что в каталогах наземной классической астрометрии расстояния до звезд r известны с недостаточной точностью (или вовсе не известны), поэтому вместо величин V_X, V_Y, V_Z , из решения уравнений (2.1) и (2.2) можно было получить формальные величины:

$$X = \frac{V_X}{k\langle r \rangle}, \quad Y = \frac{V_Y}{k\langle r \rangle}, \quad Z = \frac{V_Z}{k\langle r \rangle}, \quad (2.3)$$

которые хоть и не позволяли определять модуль скорости Солнца, но давали возможность найти положение апекса его движения. Кроме того, в астрометрических исследованиях вместо обычных параметров Оорта A, B чаще используют модифицированные параметры Оорта:

$$P = A/k, \quad Q = B/k. \quad (2.4)$$

С учетом соотношений (2.3) и (2.4) уравнения (2.1), (2.2) переписываются следующим образом

$$\begin{aligned} \mu \cos \delta = & X \sin \alpha - Y \cos \alpha + \\ & + P(2\rho \cos \delta \sin 2\alpha - 2\eta \cos \delta \cos 2\alpha + \sigma \sin \delta \sin \alpha - \gamma \sin \delta \cos \alpha) + \\ & + Q(N \sin \delta \sin \alpha + M \sin \delta \cos \alpha + R \cos \delta) + \\ & + \Delta n \sin \delta \sin \alpha + \Delta m \cos \delta, \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \mu' = & X \sin \delta \cos \alpha + Y \sin \delta \sin \alpha - Z \cos \delta + \\ & + P(\eta \sin 2\delta \sin 2\alpha + \rho \sin 2\delta \cos 2\alpha - \lambda \sin 2\delta - \\ & - \gamma \cos 2\delta \sin \alpha - \sigma \cos 2\delta \cos \alpha) \\ & + Q(N \cos \alpha - M \sin \alpha) + \\ & + \Delta n \cos \alpha . \end{aligned} \quad (2.6)$$

Уравнения, подобные (2.5) и (2.6), многократно использовались для определения постоянной прецессии. В частности, ныне принятая постоянная прецессии МАС (1976) была получена Фрикке (1977) в результате решения этих уравнений на материале каталога 512 FK4/FK4 Sup звезд (Фрикке, 1977) с хорошо известными собственными движениями.

Решение уравнений (2.5) и (2.6) наталкивалось на известные трудности. Выделим три главных:

1. Явление так называемого «фиктивного движения равноденствия». Имеется теоретическая связь между прецессионными поправками Δn и Δm :

$$\Delta m = \Delta n \operatorname{ctg} \varepsilon - \Delta \lambda , \quad (2.7)$$

где ε – наклон эклиптики к экватору, а $\Delta \lambda = -0.03''/100$ лет – скорость прецессии от планет. Решения уравнений (2.5) и (2.6), выполненные с использованием различных каталогов собственных движений звезд, не удовлетворяют выражению (2.7), поэтому на практике вместо (2.7) рассматривают эмпирическую формулу:

$$\Delta k = \Delta n \operatorname{ctg} \varepsilon - (\Delta \lambda + \Delta e) . \quad (2.8)$$

Величина Δe называется скоростью фиктивного движения равноденствия, ее порядок около $1''/100$ лет, а ее кинематическая природа может быть объяснена трудностями установления нуль-пункта отсчета прямых восхождений звезд фундаментальных каталогов.

2. Несовпадение оценок кинематических параметров, определяемых из анализа собственных движений по прямому восхождению и склонению звезд одного каталога. Это различие показывает на существование дополнительных систематических компонент в собственных движениях звезд, которые не учитываются стандартной звездно-кинематической моделью.
3. «Избыточность» наблюдательного материала, т.е. наличие дополнительных кинематических компонент в собственных движениях, выходящих за рамки

принятой модели. Она может возникать как за счет систематических ошибок определения собственных движений звезд, так и из-за реальной кинематики звезд, более богатой, чем используемая модель.

Очевидно, что несовпадение оценок одноименных параметров, получаемых при решении уравнений (2.5) и (2.6), является критерием того, что наблюдательный материал не соответствует модели. Остановимся более подробно на этом обстоятельстве (Витязев и Цветков, 1989, 1990; Витязев, 1990а, 1990б; Цветков, 1999).

Как известно, при определении постоянной прецессии МАС 1976, Фрикке получал отдельные и совместные решения уравнений аналогичных уравнениям (2.5) и (2.6), на материале каталога 512 звезд FK4/FK4 Sup. (Фрикке, 1967). Окончательные оценки значений искомым параметров брались им на основе совместного решения указанных уравнений. Однако из методов математической статистики следует, что способ наименьших квадратов можно использовать в том случае, если кроме исследуемых систематических составляющих в численном материале присутствует только центрированная случайная компонента, распределенная по нормальному закону. Если же в правых частях условных уравнений будет присутствовать какая-либо систематическая составляющая, отличная от тех, которые описываются левыми частями уравнений, то совместное решение может дать сильно искаженные результаты, хотя их среднеквадратичные ошибки могут быть и малыми (Витязев, 1989а, 1989б).

В силу этого, мы предложим метод, который позволит оценить, насколько собственные движения звезд соответствуют принятой модели (уравнениям (2.5) и (2.6)).

Представим, следуя Броше (1966), правые части уравнений (2.5) и (2.6) в виде

$$\mu \cos \delta = \sum_{j=0}^{\infty} b_j K_j(\alpha, \delta), \quad (2.9)$$

$$\mu' = \sum_{j=0}^{\infty} b'_j K_j(\alpha, \delta), \quad (2.10)$$

где b_j и b'_j – коэффициенты разложения кинематических компонент $\mu \cos \delta$ и μ' по сферическим функциям. Используя обозначения Броше (1966), введем сферические функции следующим образом:

$$K_j(\alpha, \delta) = \begin{cases} P_{n,0}(\delta), & k = 0, l = 1, \\ P_{nk}(\delta) \sin k\alpha, & k \neq 0, l = 0, \\ P_{nk}(\delta) \cos k\alpha, & k \neq 0, l = 1, \end{cases} \quad (2.11)$$

где $P_{n,0}(\delta)$ – обычные, а $P_{n,k}(\delta)$ – присоединенные полиномы Лежандра, для вычисления которых можно воспользоваться рекуррентной процедурой:

$$\begin{aligned} P_{nk}(\delta) &= \sin \delta P_{n-1,k}(\delta) - \frac{(n-k-1)(n-k+1)}{(2n-1)(2n-3)} P_{n-2,k}(\delta); \\ k &= 0, 1, 2, \dots; \quad n = k+2, k+3, \dots; \\ P_{kk}(\delta) &= \cos^k \delta; \quad P_{k+1,k}(\delta) = \cos^k \delta \sin \delta. \end{aligned} \quad (2.12)$$

В формуле (2.11) индекс k обозначает порядок тригонометрического полинома, а n – порядок полинома Лежандра. Линейную нумерацию сферических функций удобно производить с помощью соотношения

$$j = n^2 + 2k + l - 1. \quad (2.13)$$

Сферические функции обладают свойством ортогональности на сфере:

$$(K_i, K_j) = \int_0^{2\pi} d\alpha \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} K_i(\alpha, \delta) K_j(\alpha, \delta) \cos \delta d\delta = \delta_{ij} \|K_j\|^2, \quad (2.14)$$

где δ_{ij} – символ Кронекера, а $\|K_j\|^2$ – квадрат нормы сферической функции, для вычисления которой можно использовать соотношение

$$\|K_j\|^2 = \begin{cases} 2\pi \|P_{nk}\|^2, & k = 0, \\ \pi \|P_{nk}\|^2, & k \neq 0, \end{cases} \quad (2.15)$$

где

$$\|P_{nk}\|^2 = \frac{2(n-k)!(n+k)!}{2n+1} \left(\frac{2n!}{(2n)!} \right)^2. \quad (2.16)$$

В силу ортогональности сферических функций для искомых коэффициентов разложений (2.9) и (2.10) имеем

$$b_j = \frac{(\mu \cos \delta, K_j)}{\|K_j\|^2}, \quad b'_j = \frac{(\mu', K_j)}{\|K_j\|^2}, \quad (2.17)$$

причем в соответствии с (2.14) в формулах (2.17) скалярные произведения определены следующим образом:

$$(p, q) = \int_0^{2\pi} d\alpha \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} p(\alpha, \delta) q(\alpha, \delta) \cos \delta d\delta. \quad (2.18)$$

Производя вычисления по формулам (2.17), мы получили аналитические выражения (Витязев и Цветков, 1989), показывающие зависимости коэффициентов b_j и b'_j от кинематических параметров $X, Y, Z, P, Q, \Delta n, \Delta k$. Все коэффициенты b_j и b'_j , соответствующие значениям индекса $k \geq 3$, оказались равными нулю. Формулы, определяющие величины b_j и b'_j , приведены на диаграммах 2.1 и 2.2 для $k = 0, 1, 2$ и $n = 0, 1, 2, 3, 4, 5$.

Полученные нами соотношения проясняют физический смысл коэффициентов разложения. Так, параметры движения Солнца X, Y , входящие в уравнение (2.5), определяют коэффициенты b_j только при $k = 1$ и нечетных значениях индекса n . Аналогично, параметры X, Y, Z , входящие в уравнение (2.6), определяют значения b'_j при $k = 0$ и 1 , но для четных n . Коэффициент Оорта P порождает значения коэффициентов b_j при $k = 2$ и четных n в случае анализа собственных движений $\mu \cos \delta$ и значения b'_j при $k = 2$ и нечетных n в случае анализа μ' . Остальные коэффициенты разложения определяются линейными комбинациями кинематических параметров. Например, коэффициенты зональной части разложения b_0, b_4, b_{16}, \dots зависят от комбинации $QR + \Delta k$, коэффициенты $b_6, b_{18}, b_{38}, \dots$ определяются выражениями $QM - P\gamma$, а величины $b_5, b_{17}, b_{37}, \dots$ – комбинациями вида $P\sigma + QN + \Delta n$. Аналогичные линейные комбинации наблюдаются и в значениях b'_j . При этом выполняется следующее правило: компоненты движения Солнца и группа параметров $P, Q, \Delta n, \Delta k$ никогда не входят совместно ни в один из определяемых коэффициентов разложения.

Анализируя формулы, приведенные на диаграммах 2.1 и 2.2, мы приходим к важному следствию: если кинематические компоненты собственных движений звезд описываются моделью Оорта-Линблада, то коэффициенты их разложений по сферическим функциям связаны между собой следующими зависимостями:

- в зональной части разложения ($k = 0$)

$$-4 \begin{pmatrix} b_0 \\ b'_0 \end{pmatrix} = \frac{64}{15} \begin{pmatrix} b_4 \\ b'_4 \end{pmatrix} = \frac{2048}{315} \begin{pmatrix} b_{16} \\ b'_{16} \end{pmatrix} = \dots, \quad (2.19)$$

$$\frac{8}{3} b'_1 = \frac{64}{35} b'_9 = \frac{8192}{3465} b'_{25} = \dots, \quad (2.20)$$

- в тессеральной и секториальной частях разложения при $k = 1$

$$\frac{8}{3} \begin{pmatrix} b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \frac{256}{35} \begin{pmatrix} b_{10} \\ b_{11} \end{pmatrix} = \frac{4096}{3465} \begin{pmatrix} b_{26} \\ b_{27} \end{pmatrix} = \dots, \quad (2.21)$$

$$\frac{32}{15} \begin{pmatrix} b_5 \\ b_6 \\ b'_5 \\ b'_6 \end{pmatrix} = \frac{512}{315} \begin{pmatrix} b_{17} \\ b_{18} \\ b'_{17} \\ b'_{18} \end{pmatrix} = \frac{32768}{45045} \begin{pmatrix} b_{37} \\ b_{38} \\ b'_{37} \\ b'_{38} \end{pmatrix} = \dots, \quad (2.22)$$

- в тессеральной и секториальной частях разложения при $k = 2$

$$\frac{64}{45} \begin{pmatrix} b_7 \\ b_8 \end{pmatrix} = \frac{512}{315} \begin{pmatrix} b_{19} \\ b_{20} \end{pmatrix} = \frac{131072}{135135} \begin{pmatrix} b_{39} \\ b_{40} \end{pmatrix} = \dots, \quad (2.23)$$

$$\frac{128}{105} \begin{pmatrix} b'_{12} \\ b'_{13} \end{pmatrix} = \frac{4096}{3495} \begin{pmatrix} b'_{28} \\ b'_{29} \end{pmatrix} = \frac{262144}{405405} \begin{pmatrix} b'_{52} \\ b'_{53} \end{pmatrix} = \dots. \quad (2.24)$$

Диаграмма 2.1. Значения коэффициентов b_j .

		$b_8 = -\frac{45\pi}{64}P\eta$	$b_{13} = 0$	$b_{20} = -\frac{315\pi}{512}P\eta$	$b_{29} = 0$		
	k=2	$b_7 = \frac{45\pi}{64}P\rho$	$b_{12} = 0$	$b_{19} = \frac{315\pi}{512}P\rho$	$b_{28} = 0$		
	k=1	$b_3 = -\frac{3\pi}{8}Y$	$b_6 = -\frac{15\pi}{32}(QM - P\gamma)$	$b_{11} = -\frac{105\pi}{256}Y$	$b_{18} = -\frac{315\pi}{512}(QM - P\gamma)$	$b_{27} = -\frac{3465\pi}{4096}Y$	
		$b_2 = \frac{3\pi}{8}X$	$b_5 = \frac{15\pi}{32}(P\sigma + QN + \Delta n)$	$b_{10} = \frac{105\pi}{256}X$	$b_{18} = \frac{315\pi}{512}(P\sigma + QN + \Delta n)$	$b_{26} = \frac{3465\pi}{4096}X$	
k=0	n=0	$b_0 = \frac{\pi}{4}(QR + \Delta k)$	$b_1 = 0$	$b_4 = -\frac{15\pi}{64}(QR + \Delta k)$	$b_9 = 0$	$b_6 = -\frac{315\pi}{2048}(QR + \Delta k)$	$b_5 = 0$
	1						
	2						
	3						
	4						
	5						

Диаграмма 2.2. Значения коэффициентов b'_j .

		$b'_8 = 0$	$b'_{13} = \frac{105\pi}{128} P\rho$	$b'_{20} = 0$	$b'_{29} = \frac{3465\pi}{4096} P\rho$		
		$b'_7 = 0$	$b'_{12} = \frac{105\pi}{128} P\eta$	$b'_{19} = 0$	$b'_{28} = \frac{3465\pi}{4096} P\eta$		
	$k=2$						
	$k=1$	$b'_3 = -\frac{3\pi}{8} \left(-\frac{1}{2} P\sigma + QN + \Delta n \right)$	$b'_6 = \frac{15\pi}{32} X$	$b'_{11} = -\frac{105\pi}{256} (2P\sigma + QN + \Delta n)$	$b'_{18} = \frac{315\pi}{512} X$	$b'_{27} = -\frac{3465\pi}{4096} \left(\frac{5}{4} P\sigma + QN + \Delta n \right)$	
	$k=1$	$b'_2 = \frac{3\pi}{8} \left(-\frac{1}{2} P\gamma - QM \right)$	$b'_5 = \frac{15\pi}{32} Y$	$b'_{10} = \frac{105\pi}{256} (-2P\gamma - QM)$	$b'_{17} = \frac{315\pi}{512} Y$	$b'_{26} = \frac{3465\pi}{4096} \left(-\frac{5}{4} P\gamma - QM \right)$	
$k=0$	$n=0$	$b'_0 = -\frac{\pi}{4} Z$	$b'_1 = -\frac{3\pi}{8} P\lambda$	$b'_4 = \frac{15\pi}{64} Z$	$b'_9 = \frac{35\pi}{64} P\lambda$	$b'_{16} = \frac{315\pi}{2048} Z$	$b'_{25} = \frac{3465\pi}{8192} P\lambda$
		1	2	3	4	5	

В частности, если нам известны первые девять коэффициентов разложений, соответствующих значениям $k = 0, 1, 2$ и $n = 0, 1, 2$, то все остальные коэффициенты могут быть вычислены по формулам (2.19 – 2.24).

Полученные здесь теоретические результаты можно использовать для проверки степени согласия реальных собственных движений звезд с кинематической моделью Оорта-Линдблада.

Таблица 2.2. Коэффициенты b_j и b'_j разложения по сферическим функциям компонент собственных движений звезд вида $\mu \cos \delta$ и μ' в $0''.01$ за 100 лет. (512 звезд Фрикке)

j	b_j					b'_j				
	FK4	N30	FK3	GC	σ	FK4	N30	FK3	GC	σ
0	-18	-9	-26	-30	± 6	-60	-60	-53	-82	± 6
1	4	-25	0	38	12	-15	-18	-32	-18	12
2	-24	-12	-13	-1	9	2	-4	7	26	9
3	179	175	167	150	11	44	42	50	53	11
4	4	39	-11	-6	23	53	51	55	26	24
5	7	30	-0	-5	22	-207	-183	-225	-209	23
6	-164	-177	-156	-134	25	-27	22	-27	-45	25
7	35	41	49	35	11	-23	-16	-22	-28	12
8	2	-2	2	-20	10	7	3	90	14	10
9	-41	-35	-23	-40	46	67	95	69	132	47
10	134	90	105	104	50	125	67	127	109	52
11	276	270	247	212	53	143	146	148	162	54
12	14	12	37	71	32	44	37	44	22	33
13	12	-1	27	16	24	-37	-33	-34	-40	29
14	-5	3	-14	-11	12	-2	-7	-4	-4	12
15	-22	-31	-23	-31	11	12	10	12	7	11
16	-133	-6	-121	-1	84	226	196	252	302	85
17	10	97	28	-87	92	36	43	47	97	93
18	-2	-8	42	44	104	88	72	109	85	106
19	89	102	99	91	70	-230	-195	-205	-173	71
20	47	84	38	29	64	25	-30	16	24	66
21	-23	-21	-27	-2	36	23	36	17	0	36
22	-85	-83	-97	-94	33	-31	-42	-27	-59	34
23	-12	-4	-17	-19	11	-20	-16	-22	-21	12
24	14	13	11	14	12	13	15	14	12	12

Для сопоставления полученных нами соотношений между коэффициентами разложения по сферическим функциям характеристик поля скоростей с данными наблюдений мы использовали собственные движения звезд в системах каталогов FK4, N30, FK3, GC, содержащиеся в каталоге 512

звезд FK4/FK4 Sup (Фрикке, 1977). Отметим еще раз, что этот материал был использован Фрикке при выводе постоянной прецессии, вошедшей в систему астрономических постоянных МАС 1976 г. Методом наименьших квадратов мы получили коэффициенты b_j и b'_j для $j = 0, 1, \dots, 35$ представления по сферическим функциям компонент собственных движений звезд $\mu \cos \delta$ и μ' (Витязев и Цветков, 1990). Из-за сравнительно небольшого числа звезд при $j > 35$ наблюдались значительные корреляции между $K_0(\alpha, \delta)$ и $K_{36}(\alpha, \delta)$. Результаты разложения для $j < 24$ приведены в таблице 2.2. Среднеквадратичные ошибки даны только по каталогу FK4, поскольку для других каталогов они отличаются от приведенных не более, чем на 10%.

Анализ данных, содержащихся в таблице 2.2, позволяет сделать следующие выводы:

1. Значимые (по критерию $\geq 2\sigma$) коэффициенты разложения величин $\mu \cos \delta$ и μ' показывают хорошее согласие во всех фундаментальных системах.
2. Среди значимых коэффициентов разложения собственных движений имеются коэффициенты $b_{15}, b_{22}, b'_7, b'_{19}$, которые теоретически должны быть равны нулю. Иначе говоря, в реальных собственных движениях содержится информация, которая не учитывается стандартными моделями. Этот вывод находится в согласии с результатами Броше и Швана (1981, 1986), которые после исключения из собственных движений звезд стандартных кинематических эффектов обнаружили в остатках систематические компоненты.
3. Компоненты движения Солнца X, Y, Z надежно и непротиворечиво могут быть получены по коэффициентам младших гармоник b_2, b_3, b'_4, b'_5 и b'_6 . Использование для этих целей коэффициентов старших гармоник b_{10}, b_{11} и $b'_{16}, b'_{17}, b'_{18}$ приводит к ненадежным результатам.
4. Наиболее разительным фактом, следующим из сопоставления данных табл. 2.2 с теоретическими соотношениями, является то, что значения параметра Орта P , получаемые по коэффициентам $b_7, b_8, b'_1, b'_{12}, b'_{13}$, резко различаются между собой. Это обстоятельство означает, что данные наблюдений противоречат использованной кинематической модели.
5. В связи с этим возникает вопрос о том, почему в традиционном методе решения основных кинематических уравнений методом наименьших квадратов не возникает никаких трудностей с определением параметра

Оорта Р. Для ответа на этот вопрос мы провели в общем виде решение уравнений (2.5) и (2.6), представив $\mu \cos b$ и μ' в виде разложений по сферическим функциям. При таком подходе мы получили

$$P = 1.06b_7 - 0.99b_8 + 0.06b_9 - 0.06b_{20} + \dots, \quad (2.25)$$

$$P = -0.98b'_1 - 0.19b'_2 - 0.19b'_3 + 0.08b'_{10} + 0.05b'_{11} + 0.07b'_{12} + 0.08b'_{13} + \dots \quad (2.26)$$

Вычисленные по этим формулам и данным табл. 2.2 значения P в пределах среднеквадратичных ошибок совпадают с результатами решений основных уравнений традиционным методом (Витязев, Цветков, 1990). Однако входящие в (2.25) и (2.26) коэффициенты b_j и b'_j не удовлетворяют условиям (2.23), (2.24) и, следовательно, противоречат описанию дифференциального вращения Галактики. По этой причине определяемые по методу наименьших квадратов из уравнений (2.1) и (2.2) значения параметра Оорта P формальны и не соответствуют тому физическому смыслу, который ему приписывается.

Появление каталога Hipparcos позволило проверить адекватность модели Оорта-Линблада применительно к собственным движениям звезд этого каталога (Цветков, 1999). Выше уже отмечалось, что прецессионные эффекты не содержатся в собственных движениях звезд каталогов Hipparcos и Tycho, построенных в системе ICRS. Кроме того, в отличие от классической меридианной астрометрии, в проекте Hipparcos обе координаты и собственные движения звезд выводились одновременно по измерениям длин дуг. Поэтому для интерпретации собственных движений звезд космических каталогов целесообразно записать уравнения кинематической модели в галактической системе координат:

$$\begin{aligned} \mu_l \cos b = & \frac{V_X}{kr} \sin l - \frac{V_Y}{kr} \cos b + \\ & + \frac{A}{k} (\cos b \cos 2l) + \frac{B}{k} \cos b, \end{aligned} \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} \mu_b = & \frac{V_X}{kr} \sin b \cos l + \frac{V_Y}{kr} \sin b \sin l - \frac{V_Z}{kr} \cos b - \\ & - \frac{A}{k} \frac{1}{2} \sin 2b \sin 2l. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Мы использовали разложение уравнения (2.27) в следующем виде:

$$\mu_l \cos b = \sum_j C_j K_j(l, b). \quad (2.29)$$

Можно показать, что каждый из искомым параметров может определяться по серии коэффициентов разложения, так как имеют место следующие зависимости:

$$\begin{aligned}
 V_x &\sim C_2 \sim C_{10} \sim \dots \\
 V_y &\sim C_3 \sim C_{11} \sim \dots \\
 A &\sim C_8 \sim C_{20} \sim \dots \\
 B &\sim C_0 \sim C_4 \sim C_{16} \sim \dots
 \end{aligned}
 \tag{2.30}$$

Для большей наглядности эти результаты показаны на диаграмме 2.3.

Диаграмма 2.3. Коэффициенты C_j , пропорциональные параметрам уравнения (2.27).

				14	21
		k=2	8 ~A	13	20 ~A
			7	12	19
	k=1	3 ~V _Y	6	11 ~V _Y	18
		2 ~V _X	5	10 ~V _X	17
k=0	0 ~B	1	4 ~B	9	16 ~B
	n=0	1	2	3	4

В качестве численного материала мы использовали два подмножества звезд каталога Hipparcos: близкие (75-125 пк) и далекие (300-500 пк) звезды. Метод наименьших квадратов, применяемый для определения коэффициентов C_j , мы дополнили статистическим F -критерием (Броше, 1966), позволяющим оценить значимость определяемых параметров по их вкладу в уменьшение остаточной дисперсии одного уравнения. В таблице 2.3 приведены результаты. Пустые клетки в этой таблице говорят о том, что F -критерий отбросил эти коэффициенты как незначимые. Для сравнения мы показали также значения, полученные по искусственным собственным движениям звезд с расстояниями от 300 до 500 пк. Эти собственные движения состояли из гауссова шума с $\sigma = 2 \text{ mas/yr}$ и значений, задаваемых уравнением (2.27) со следующими параметрами: $V_x = 9 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, $V_y = 15 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, $A = 12 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{кпк}^{-1}$, $B = -12 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{кпк}^{-1}$.

Таблица 2.3 Результаты определения параметров движения Солнца и коэффициентов Оорта методом разложения по сферическим функциям компонент собственных движений звезд вида $\mu \cos b$. (второй столбец – номера гармоник, по которым определялся каждый параметр).

		Искусственный пример	75-125 пк Главная последовательность	300-500 пк Главная последовательность
V_X	2	7.8 ± 0.3	9.1 ± 0.5	9.1 ± 0.6
	10	8.3 ± 0.7	5.2 ± 1.3	9.8 ± 1.7
	<i>MHK</i>	8.0 ± 0.0	8.9 ± 0.3	9.2 ± 0.3
V_Y	3	14.9 ± 0.3	15.8 ± 0.5	15.1 ± 0.6
	11	15.2 ± 0.7	14.5 ± 1.3	21.0 ± 1.7
	<i>MHK</i>	15.0 ± 0.0	15.9 ± 0.3	15.3 ± 0.3
A	8	11.7 ± 0.8	—	12.9 ± 2.1
	20	8.5 ± 4.6	—	—
	<i>MHK</i>	12.3 ± 0.1	12.4 ± 3.8	12.9 ± 1.0
B	0	-12.3 ± 0.6	-11.9 ± 4.1	-10.4 ± 1.4
	4	-11.7 ± 1.8	-33.0 ± 12.0	-21.8 ± 4.3
	16	-20.0 ± 8.9	—	—
	<i>MHK</i>	-12.1 ± 0.1	-13.7 ± 2.7	-12.5 ± 0.7

Анализ данных табл. 2.3 показывает, что эффекты движения Солнца определенно присутствуют в собственных движениях как близких, так и далеких звезд. Однако коэффициент C_{10} для близких звезд имеет в два раза меньшее значение, чем ему полагалось бы быть, что говорит о наличии кинематического эффекта, проникающего в данную гармонику. Вращение Галактики для близких звезд “загрязнено” неизвестным кинематическим эффектом, существенно искажающим 4-ю гармонику. Для более далеких звезд это искажение присутствует, но уже не столь значительно.

Выполненная нами работа показывает, что в собственных движениях звезд может содержаться информация, избыточная по отношению к общепринятой модели, основанной на теории Оорта-Линблада. Кроме того,

использование аппарата сферических функций позволило выделить в наблюдаемых характеристиках поля скоростей Галактики те компоненты, которые находятся в противоречии с концепцией дифференциального вращения Галактики. В следующих главах диссертации эту неполноту стандартной кинематической модели мы попытаемся преодолеть тем предположением, что в собственных движениях звезд имеются компоненты, отражающие вращение Местной системы звезд.

Глава III. Уравнения вращения местной системы звезд

Впервые уравнения, описывающие влияние вращения Местной системы звезд на их собственные движения, были представлены Р.Б. Шацовой в 1950 году. Приведем краткий вывод основных уравнений вращения МСЗ.

Выберем специальную систему прямоугольных координат, которая представляет собой повернутую вокруг оси Z галактическую систему: поместим центр этой системы координат в центре солнечной системы S , ось Z направим в северный полюс Галактики; ось X ориентируем таким образом, чтобы вектор вращения МСЗ ω был параллелен плоскости XZ ; направление оси Y – перпендикулярное к двум другим осям. В такой системе координат направление оси X совпадает с долготой полюса вращения L_0 ; полярное расстояние полюса вращения обозначим P_0 .

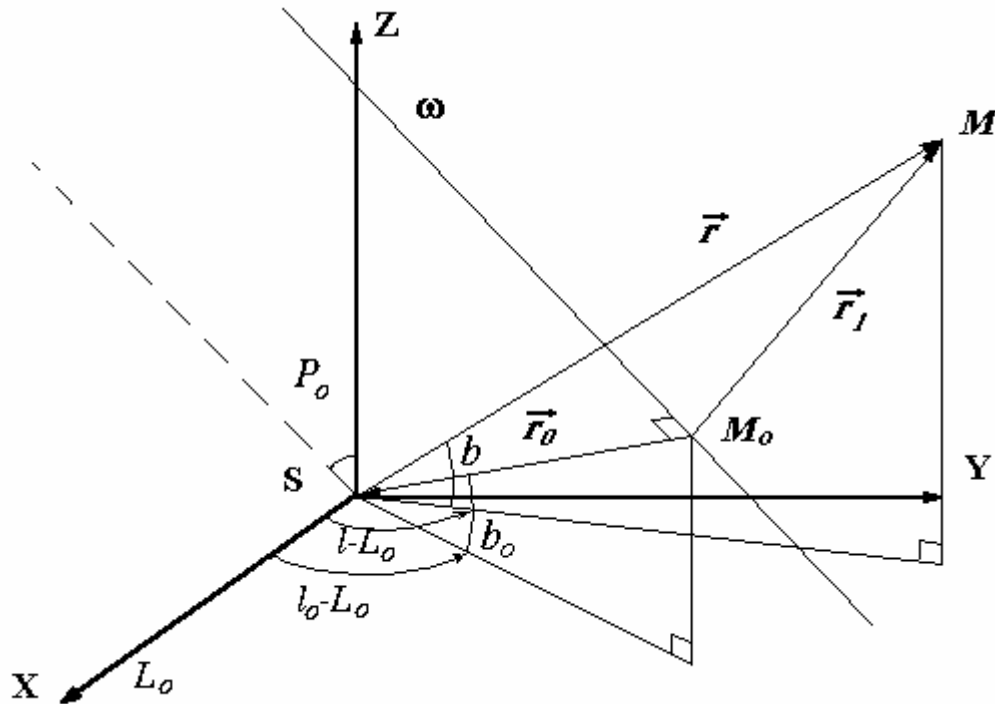


Рис 3.1. К выводу формул вращения МСЗ

Опустим перпендикуляр из точки S на ω ; точку их пересечения M_0 условно назовем центром вращения МСЗ. Проведем вектор \mathbf{r} из точки S в точку M ,

которая обозначает произвольную звезду, а также вектор \mathbf{r}_1 из точки M_0 в M . Галактические долготы этих точек будут соответственно $l - L_0$ и $l_0 - L_0$, а широты – b и b_0 .

Теперь для скорости точки M мы можем записать:

$$\mathbf{v} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{R} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_1, \quad (3.1)$$

где $\boldsymbol{\Omega}$ – угловая скорость вращения Галактики, \mathbf{R} – расстояние до центра Галактики. Из наблюдений мы можем определить только дифференциальный эффект. Если предположить, что Солнце принимает участие во вращении МСЗ, то

$$\Delta \mathbf{v} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_0, \quad (3.2)$$

тогда используя соотношения

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_0 + \mathbf{r} \quad \text{и} \quad \mathbf{R} = \mathbf{R}_0 + \mathbf{r}, \quad (3.3)$$

из уравнений (3.1-3.2) мы получим:

$$\Delta \mathbf{v} = (\boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\Omega}_0) \times \mathbf{R}_0 + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r} + (\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}_0) \times \mathbf{r}_0 + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}, \quad (3.4)$$

т. е. слагаемые, входящие в (3.4) вследствие галактического вращения, и отражающие вращение местной системы разделяются (в уравнениях (3.2-3.4) индекс "0" относится к Солнцу). Предположим теперь, что галактическое вращение нам известно и спроектируем только компоненту $(\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}_0) \times \mathbf{r}_0 + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ на оси системы координат. Это даст нам следующие выражения, описывающие вклад вращения местной системы в собственные движения и лучевые скорости звезд:

$$\begin{aligned} \Delta \mu_l \cos b = (\omega - \omega_0) \frac{r_0}{r} & \left[\sin P_0 \sin b_0 \cos(l - L_0) - \cos P_0 \cos b_0 \cos(l - l_0) \right] + \\ & + \omega \left[\cos P_0 \cos b - \sin P_0 \sin b \cos(l - L_0) \right], \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} \Delta \mu_b = (\omega - \omega_0) \frac{r_0}{r} & \left[\cos P_0 \cos b_0 \sin b \sin(l - l_0) - \right. \\ & \left. - \sin P_0 \cos b_0 \cos b \sin(l_0 - L_0) - \sin P_0 \sin b_0 \sin b \cos(l - L_0) \right] + \\ & + \omega \sin P_0 \sin(l - L_0), \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \Delta v_r = (\omega - \omega_0) r_0 & \left[\sin P_0 \sin b_0 \cos b_0 \sin(l - L_0) - \right. \\ & \left. - \cos P_0 \cos b_0 \cos b \sin(l - l_0) - \sin P_0 \cos b_0 \sin(l_0 - L_0) \sin b \right]. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Предположим, что угловая скорость вращения ω есть функция только расстояния от оси вращения ρ

$$\omega = \omega(\rho(\mathbf{r})), \quad (3.8)$$

и не зависит от расстояния до плоскости симметрии, что подтверждается теоретическими исследованиями (Огородников, 1958), в которых говорится, что угловая скорость стационарной звездной системы не зависит от Z .

Так как мы не знаем истинного вида функции $\omega = \omega(\mathbf{r})$, представим ее в виде отрезка ряда Тейлора по степеням r :

$$\omega(\mathbf{r}) = \omega_0 + \left(\frac{d\omega}{dr}\right)_0 r + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2\omega}{dr^2}\right)_0 r^2. \quad (3.9)$$

Здесь $\left(\frac{d\omega}{dr}\right)_0$ и $\left(\frac{d^2\omega}{dr^2}\right)_0$ – первая и вторая производные от ω вдоль направления \mathbf{r} в окрестности Солнца. Существование членов высокого порядка (третьего) в разложениях собственных движений служит указанием на то, что центр вращения находится очень близко к нам, и мы не можем игнорировать члены второго порядка. Именно это обстоятельство приводит к достаточно сложному окончательному виду уравнений. После вычисления этих производных оказывается, что уравнение (3.9) может быть переписано в форме

$$\omega - \omega_0 = \Omega' + \Omega'' \sin b, \quad (3.10)$$

где Ω' и Ω'' функции, симметричные относительно галактической плоскости:

$$\begin{aligned} \Omega' = (\omega'_0 r) & \left\{ -\cos b_0 \cos b \cos(l-l_0) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2n_0} \left[1 - \sin^2 b (\sin^2 b_0 + \cos^2 P_0) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \cos^2 b (\cos^2 b_0 \cos^2(l-l_0) + \sin^2 P_0 \cos^2(l-L_0)) \right] \right\} + \\ & + (\omega''_0 r^2) \frac{1}{2} \left\{ \cos^2 b_0 \cos^2 b \cos^2(l-l_0) + \sin^2 b_0 \sin^2 b \right\}, \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} \Omega'' = (\omega'_0 r) & \left\{ -\sin b_0 - \frac{1}{n_0} \cos b \left[\sin b_0 \cos b_0 \cos(l-l_0) + \sin P_0 \cos P_0 \cos(l-L_0) \right] \right\} + \\ & + (\omega''_0 r^2) \left\{ \cos b \sin b_0 \cos b_0 \cos(l-l_0) \right\}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Здесь и далее $n_0 = \frac{r_0}{r}$; ω_0 – угловая скорость вращения МСЗ в окрестности

Солнца; $\omega'_0 = \left(\frac{d\omega}{d\rho}\right)_0$, $\omega''_0 = \left(\frac{d^2\omega}{d\rho^2}\right)_0$ – первая и вторая производные в окрестности

Солнца в нормальном направлении к оси вращения МСЗ.

В реальных собственных движениях звезд присутствуют эффекты вращения Галактики, поэтому непосредственное использование уравнений (3.5), (3.6) для получения параметров МСЗ затруднительно, поскольку эффекты галактического вращения складываются с вращением МСЗ (3.4). Из-за корреляций между функциями галактического вращения и вращения МСЗ оказывается невозможным одновременно получить параметры вращения Галактики и параметры МСЗ.

Мы можем воспользоваться тем, что влияние галактического вращения, а также движения Солнца на собственные движения звезд симметрично по отношению к галактическому экватору. Эти два эффекта исключаются, если рассматривать вместо собственных движений по долготе разности типа «Север–Юг», а вместо собственных движений по широте – суммы «Север+Юг», взятые в симметричных точках небесной сферы. Соответственно для вклада МСЗ вместо $\Delta\mu_l \cos b$ мы будем использовать величину

$$\delta\mu_l \cos b = (\Delta\mu_l \cos b)_N - (\Delta\mu_l \cos b)_S, \quad (3.13)$$

а вместо величины $\Delta\mu_b$ – величину

$$\delta\mu_b = (\Delta\mu_b)_N + (\Delta\mu_b)_S. \quad (3.14)$$

Величины (3.13) и (3.14) не содержат всех симметричных относительно галактической плоскости эффектов, однако, ошибка, вызванная неточным знанием постоянной прецессии будет в них проникать, но это обстоятельство становится несущественным при работе с каталогами в системе ICRS. Кроме прецессии, удвоенная компонента солнечного движения по оси Z войдет в суммы собственных движений по широте, и мы должны ее исключать до решения уравнений вращения МСЗ. Как было сказано выше, движение Солнца определяется очень уверенно, и с определением величины Z_\odot проблем не возникает.

С учетом (3.13) и (3.14) уравнения (3.5) и (3.6) переписываются в следующем виде:

$$\delta\mu_l \cos b = 2 \sin b \left\{ -(\omega_0 + \Omega') \sin P_0 \cos(l - L_0) + \right. \\ \left. + \Omega'' \left[n_0 (\sin P_0 \sin b_0 \cos(l - L_0) - \cos P_0 \cos b_0 \cos(l - l_0)) + \cos P_0 \cos b \right] \right\}, \quad (3.15)$$

$$\delta\mu_b + 2Z_\odot \cos b = 2 \left\{ -\Omega' n_0 \sin P_0 \cos b_0 \sin(l_0 - L_0) \cos b + (\omega_0 + \Omega') \sin P_0 \sin(l - L_0) + \right. \\ \left. + \sin^2 b \Omega'' n_0 \left[-\sin P_0 \sin b_0 \sin(l - L_0) + \cos P_0 \cos b_0 \sin(l - l_0) \right] \right\}. \quad (3.16)$$

Таким образом, уравнения (3.15) и (3.16) теоретически позволяют нам определить из собственных движений звезд следующие восемь параметров, описывающих МСЗ:

- L_0, P_0 – долготу и полярное расстояние полюса вращения МСЗ;
- l_0, b_0, r_0 – координаты направления на центр вращения;
- $\omega_0, \omega'_0, \omega''_0$ – угловую скорость вращения МСЗ и ее первую и вторую производную по расстоянию в окрестностях Солнца.

Однако из-за значительных корреляций между параметрами при решении уравнений, мы отказываемся от получения координат полюса вращения L_0 и P_0 по собственным движениям. Существуют два подхода к определению полюса вращения: один – звездно-статистический, использовавшийся Р.Б. Шацовой и в первых работах автора (1995a, 1995b); второй – кинематический, который будет рассмотрен в главе VI. В первом методе предполагалось, что полюс вращения Местной системы звезд совпадает с полюсом пояса Гюльда, координаты которого

$$L_0 = 343^\circ, \quad P_0 = 17^\circ. \quad (3.17)$$

На практике, к сожалению, даже в случае каталога Hipparcos мы не знаем расстояния до звезд с той точностью, которая позволила бы учитывать индивидуальные параллаксы непосредственно в уравнениях (3.15), (3.16), кроме того, метод, используемый для решения уравнений МСЗ, оперирует с разностями и суммами собственных движений звезд в симметричных точках неба, что требует наличия симметричных пар звезд, находящихся, к тому же, на одинаковом расстоянии от нас. В силу этих причин мы будем определять вместо величин $r_0, \omega'_0, \omega''_0$ следующие параметры:

$$n_0 = \frac{r_0}{\langle r \rangle}, \quad \omega'_0 \langle r \rangle, \quad \omega''_0 \langle r^2 \rangle. \quad (3.18)$$

Здесь угловые скобки обозначают усредненные расстояния до используемых звезд. Тем не менее, наличие параллаксов звезд в каталоге Hipparcos позволяет выбирать для анализа звезды, находящиеся приблизительно на одинаковых расстояниях от Солнца – и тем самым сводить на нет методическую ошибку осреднения.

Итак, уравнения вращения МСЗ позволяют нам определить следующие шесть параметров:

$$l_0, b_0, n_0, \omega_0, \omega'_0 \langle r \rangle, \omega''_0 \langle r^2 \rangle .$$

В следующей главе мы рассмотрим методы их получения.

Глава IV. Методы решения уравнений вращения Местной системы звезд

4.1 Подготовка данных

Для решения задачи нахождения параметров вращения МСЗ необходим массовый каталог собственных движений. Решать уравнения МСЗ непосредственно по индивидуальным собственным движениям нельзя по двум причинам:

1. нам необходимо знать *разности* $\mu_l \cos b$ и *суммы* μ_b в противоположных симметричных точках небесной сферы, что приводит к трудностям при составлении пар звезд;
2. решение системы из десятков (и даже сотен) тысяч нелинейных уравнений создает известные вычислительные трудности даже при использовании современных компьютеров.

Кроме того случайные ошибки и пекулярную составляющую в собственных движениях можно уменьшить соответствующим осреднением по площадкам.

В виду этих обстоятельств мы разделяем небесную сферу на несколько симметричных относительно галактического экватора зон, а эти широтные зоны, в свою очередь, разбиваем на площадки равных размеров по долготе. Таким образом, на небесной сфере образуется сетка из площадок, по которым мы осуществим осреднение собственных движений.

Представим алгоритм, который применялся при подготовке исходных данных:

1. отбор звезды по какому-либо признаку: спектральный класс, модуль собственного движения и т.п.; в случае каталога Hipparcos: расстояние, участок диаграммы Герцшпрунга-Рессела
2. если это необходимо, осуществлялся перевод собственных движений $\mu \cos \delta$ и μ' в систему выбранного каталога
3. перевод экваториальных собственных движений звезд в галактические, используя следующие соотношения:

$$\mu_l \cos b = \mu \cos \delta \cos \varphi + \mu' \sin \varphi, \quad (4.1)$$

$$\mu_b = -\mu \cos \delta \sin \varphi + \mu' \cos \varphi, \quad (4.2)$$

где φ – параллактический угол, определяемый формулами

$$\sin \varphi = \sin i \cos(l-L) / \cos \delta ,$$

$$\cos \varphi = (\cos b \cos i - \sin b \sin i \sin(l-L)) / \cos \delta ,$$

$i = 62^\circ.87$ – наклон галактического экватора (на эпоху J2000.0),

$L \square = 32^\circ.93$ – долгота пересечения галактического экватора небесным.

4. перевод экваториальных координат в галактические.
5. определение площадки, в которую попадает звезда. Координаты центра i -ой площадки в j -ой зоне определяются выражениями

$$l_i = \frac{180^\circ}{n} + \frac{360^\circ}{n}(i-1), \quad i=1,2,\dots,n, \quad (4.3)$$

$$b_j = 90^\circ - \frac{90^\circ}{m} - \frac{180^\circ}{m}(j-1), \quad j=1,2,\dots,m. \quad (4.4)$$

Здесь m – число широтных зон ($m/2$ – число зон в одном полушарии),
 n – число площадок в зоне. Индексы площадки для звезды находятся по формулам:

$$i = \left[\frac{l}{360^\circ} n \right] + 1, \quad (4.5)$$

$$j = \left[\frac{90^\circ - b}{180^\circ} m \right] + 1, \quad (4.6)$$

где квадратные скобки обозначают целую часть числа.

6. осреднение по всем площадкам $\mu_l \cos b$ и μ_b с учетом числа звезд, попавших в площадку.

Результатом работы этого алгоритма являются две таблицы размером $m \times n$, содержащие средние значения $\mu_l \cos b$ и μ_b для каждой площадки, а также таблица числа звезд, попавших в площадку.

Для нашей задачи, как уже было сказано, требуется знание не самих галактических собственных движений, а их сумм «Север+Юг» для μ_b и разностей «Север-Юг» для $\mu_l \cos b$. Такие таблицы размером $\frac{m}{2} \times n$ легко получить из предыдущих по элементарным формулам:

$$\delta \mu_l \cos b = (\mu_l \cos b)_N - (\mu_l \cos b)_S, \quad (4.7)$$

$$\delta\mu_b = (\delta\mu_b)_N + (\delta\mu_b)_S. \quad (4.8)$$

Каждой клетке этих таблиц может быть приписано весовое значение, равное сумме числа звезд, попавших в северную и южную площадку:

$$w = (n)_N + (n)_S. \quad (4.9)$$

Для решения уравнения (4.16) по $\delta\mu_b$ необходимо знать параллактическую компоненту движения Солнца Z_\odot . Ее мы можем определить, решая уравнения Эри-Ковальского:

$$X_\odot \sin l - Y_\odot \cos l = \mu_l \cos b, \quad (4.10)$$

$$X_\odot \sin b \cos l + Y_\odot \sin b \sin l - Z_\odot \cos b = \mu_b \quad (4.11)$$

на материале тех же таблиц. Определение параметров движения Солнца можно производить независимо от определения параметров галактического вращения, поскольку функции при неизвестных в уравнениях (4.10) и (4.11) ортогональны функциям вращения МСЗ.

4.2 Методы решения

Решение уравнений вращения МСЗ – трудная задача, поскольку они нелинейны по отношению к определяемым параметрам, и их непосредственно нельзя решать традиционным методом наименьших квадратов.

Впервые решение уравнений вращения МСЗ было выполнено Р.Б. Шацовой (1950). Однако в силу ограниченности вычислительных средств того времени ею был применен искусственный метод решения, который позволил решить только первое уравнение и не позволил решить второе. Опишем кратко суть метода на примере уравнения (3.15). Представим его в узких зонах галактической широты в виде отрезков ряда Фурье:

$$\mu_l \cos b = \sum_{k=1}^3 A_k \cos kl + B_k \sin kl. \quad (4.12)$$

В этой формуле коэффициенты Фурье A_k и B_k являются нелинейными функциями от параметров МСЗ. Для восстановления параметров необходимо было решить нелинейную систему уравнений, а предложенный Р.Б. Шацовой метод оказался неустойчивым к действию случайных ошибок. Вторым недостатком такого подхода заключался в игнорировании зависимости функций от широты, что резко снижает использование наблюдательной информации. В

методе Р.Б. Шацовой производилось лишь сравнение определяемых параметров, полученных по разным широтным зонам. Как оказалось, неустойчивость метода (т.е. когда малые изменения A_i и B_i приводят к большим изменениям в параметрах МСЗ) может изменить даже знаки параметров МСЗ.

Мы используем более строгий в математическом смысле метод решения уравнений вращения.

Уравнения (3.15) и (3.16) могут быть представлены в виде

$$y = f(\mathbf{x}, \mathbf{t}), \quad (4.13)$$

где y – либо $\delta\mu_l \cos b$, либо $\delta\mu_b$;

\mathbf{x} – вектор неизвестных: $l_0, b_0, n_0, \omega_0, \omega'_0 \langle r \rangle, \omega''_0 \langle r^2 \rangle$;

\mathbf{t} – вектор координат северной площадки: l, b ;

f – нелинейная функция как от компонент \mathbf{x} , так и от компонент \mathbf{t} .

Непосредственно использовать способ наименьших квадратов для решения нелинейного уравнения (4.13) невозможно, поэтому мы воспользуемся методом линеаризации, суть которого изложена ниже.

Предположим, что нам известно из каких-либо предварительных соображений начальное приближение для \mathbf{x} , которое мы обозначим через \mathbf{x}_0 . Тогда можно вычислить

$$y_0 = f(\mathbf{x}_0, \mathbf{t}) \quad (4.14)$$

для всех точек \mathbf{t} и получить, пользуясь разложением в ряд Тейлора с точностью до членов первого порядка, выражение

$$\Delta y = y - y_0 \approx \sum_j \Delta x_j \left. \frac{\partial f}{\partial x_j} \right|_{\mathbf{x}_0}. \quad (4.15)$$

Избыточная система уравнений,

$$\mathbf{A} \Delta \mathbf{x} = \mathbf{Y}, \quad (4.16)$$

порождаемая уравнением (4.15), является линейной относительно неизвестных поправок Δx_j к компонентам вектора \mathbf{x} и может быть решена методом наименьших квадратов. Элементы матрицы этой системы имеют вид:

$$\mathbf{A}_{ij} = \left. \frac{\partial f(\mathbf{x}, \mathbf{t}_i)}{\partial x_j} \right|_{\mathbf{x}_0} \quad \begin{matrix} i = 1, 2, \dots, m, \\ j = 1, 2, \dots, 6, \end{matrix} \quad (4.17)$$

где $\mathbf{t}_i = (l_i, b_i)$ координаты центра i -ой северной площадки. Значения частных производных можно получить численно по симметричной формуле:

$$\frac{\partial f}{\partial x_j} = \frac{f(x_1, x_2, \dots, x_j + \Delta_j, \dots, x_n, \mathbf{t}_i) - f(x_1, x_2, \dots, x_j - \Delta_j, \dots, x_n, \mathbf{t}_i)}{2\Delta_j}. \quad (4.18)$$

Элементы столбца свободных членов записываются следующим образом:

$$\mathbf{Y}_i = y_i - f(\mathbf{x}_0, \mathbf{t}_i); \quad (4.19)$$

здесь y_i – средние значения $\delta\mu_l \cos b$ или $\delta\mu_b$ для i -ой площадки. Каждому уравнению может быть приписан вес в соответствии с формулой (4.9).

Получив поправки Δx_j по каждому уравнению либо по обоим уравнениям совместно, прибавим их к компонентам \mathbf{x}_0 и найдем следующее приближение \mathbf{x}_1 :

$$\mathbf{x}_1 = \mathbf{x}_0 + \Delta \mathbf{x}. \quad (4.20)$$

Будем повторять это процесс до тех пор, пока не будет удовлетворяться условие

$$|\Delta x_j| < \varepsilon_j, \quad (4.21)$$

где ε_j – требуемая точность определения j -ой компоненты \mathbf{x} . Эмпирически мы нашли, что лучше всего выбирать ε_j на уровне получаемых среднеквадратичных погрешностей Δx_j . Что касается величин Δ_j в формуле (4.18), то они были назначены равными половине ε_j :

$$\Delta_j = \frac{1}{2} \varepsilon_j, \quad (4.22)$$

для того чтобы значения функции f на правом и левом конце промежутка $[x_j - \Delta_j, x_j + \Delta_j]$ вычислялись в точках, отстоящих друг от друга не менее, чем на величину среднеквадратичной ошибки Δx_j .

4.3 Тестирование методов

Метод Р.Б. Шацовой и метод линеаризации были проверены на искусственном примере. Для этого мы задали определенные (близкие к реальным) значения параметров вращения Местной системы, а именно:

$$l_0 = 286^\circ, \quad b_0 = -5^\circ, \quad n_0 = 1.5, \quad \omega_0 = 1'', \quad \omega_0' r = -1'', \quad \omega_0'' r^2 = 2''.5$$

создали модельные каталоги собственных движений по уравнениям (3.15) и (3.16) с различными уровнями шума от 0.0 до 0.5 "/100 лет (максимальная ошибка собственных движений звезд в астрометрических каталогах).

Результаты тестирования приведены в таблицах 4.1 и 4.2. Из анализа этих таблиц видно, что даже при нулевом уровне случайной составляющей ($\sigma=0$) метод Р.Б. Шацовой искажает исходные значения, а при незначительном зашумлении значения изменяются весьма заметно. Некоторые параметры, например, такой важный, как угловая скорость (ω_0 в зонах 79° и 34°), могут изменить знак (т.е. направление вращения!), другие имеют аномально завышенные значения; ($\omega'_0 r$ и $\omega''_0 r^2$ в зоне 79° , $\omega'_0 r$ в зоне 11°). Наблюдается рассогласование параметров, определяемых по разным зонам. В таблице 6.1 такие параметры выделены подчеркиванием. Однако, как можно видеть, геометрические характеристики l_0, b_0, n_0 оказываются более стабильными и не претерпевают таких драматических изменений, как кинематические параметры $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$. Более детальный анализ метода Р.Б. Шацовой показал, что формулы (30, 30^{1-V}) в ее работе (Шацова, 1950) приводят к неустойчивости алгоритма в целом.

Метод линеаризации, напротив, при $\sigma = 0''$ восстанавливает исходные значения с точностью лучше 0.1% и значительно более устойчив к шумам. Метод Р.Б. Шацовой не дает возможности решить второе уравнение по $\delta\mu_b$ и провести совместное решение уравнений. Наш метод показал хорошее согласие результатов как при раздельном, так и при совместном решении обоих уравнений (3.15) и (3.16).

Таблица 4.1. Тестирование метода Р.Б. Шацовой.

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – $''/100$ лет.

Зона	Параметр	$\sigma = 0'' .0$	$\sigma = 0'' .1$	$\sigma = 0'' .3$	$\sigma = 0'' .5$
79°	l_0	274	275	273	273
	b_0	-6.3	-6.4	-6.0	-5.9
	n_0	0.94	0.35	0.41	0.42
	ω_0	1.1	<u>-0.5</u>	<u>-4.5</u>	<u>-8.3</u>
	$\omega'_0 r$	-1.4	<u>10.7</u>	<u>39.7</u>	<u>67.</u>
	$\omega''_0 r^2$	1.6	11.7	<u>44.</u>	<u>-75.</u>
56°	l_0	272		289	273
	b_0	-5.7		-10.0	-7.9
	n_0	1.18		1.0	1.1
	ω_0	1.2		0.8	0.5
	$\omega'_0 r$	-1.9		<u>1.7</u>	<u>-4.6</u>
	$\omega''_0 r^2$	1.5		<u>-0.5</u>	<u>-2.6</u>
34°	l_0	270	267		295
	b_0	-5.3	-4.2		-11.0
	n_0	1.4	1.14		2.6
	ω_0	1.2	0.9		<u>-0.8</u>
	$\omega'_0 r$	-2.6	-1.4		<u>1.9</u>
	$\omega''_0 r^2$	1.6	1.5		<u>-0.4</u>
11°	l_0	270	273	275	275
	b_0	-5.2	-6.1	-6.5	-6.7
	n_0	1.7	1.9	2.0	2.0
	ω_0	1.3	2.5	5.7	9.0
	$\omega'_0 r$	-3.4	-7.9	-17.3	-26.6
	$\omega''_0 r^2$	1.6	2.7	5.0	7.4

Таблица 4.2. Тестирование метода линеаризации.

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет.

Уравнение	Параметр	$\sigma = 0''.0$	$\sigma = 0''.1$	$\sigma = 0''.3$	$\sigma = 0''.5$
$\delta\mu_l \cos b$	l_0	286. ± 0.2	278. ± 4.5	260. ± 17.6	
	b_0	-5.0 ± 0.1	-7.2 ± 2.4	-9.9 ± 9.4	
	n_0	1.49 ± 0.01	1.16 ± 0.17	0.81 ± 0.41	
	ω_0	1.00 ± 0.01	1.07 ± 0.10	1.16 ± 0.35	
	$\omega'_0 r$	-0.99 ± 0.01	-0.82 ± 0.12	-0.60 ± 0.35	
	$\omega''_0 r^2$	2.47 ± 0.03	1.87 ± 0.57	1.42 ± 1.80	
$\delta\mu_b$	l_0	286. ± 0.1	287. ± 1.6	290. ± 5.5	291. ± 10.9
	b_0	-5.0 ± 0.0	-5.0 ± 0.7	-5.1 ± 9.4	-5.3 ± 4.4
	n_0	1.50 ± 0.00	1.59 ± 0.08	1.78 ± 0.32	2.01 ± 0.86
	ω_0	1.00 ± 0.00	0.98 ± 0.06	0.93 ± 0.18	0.86 ± 0.30
	$\omega'_0 r$	-1.00 ± 0.00	-0.92 ± 0.08	-0.76 ± 0.23	-0.62 ± 0.38
	$\omega''_0 r^2$	2.50 ± 0.01	2.29 ± 0.20	1.95 ± 0.58	1.65 ± 0.97
Совместн.	l_0	286. ± 0.1	286. ± 1.5	286. ± 5.0	287. ± 9.1
	b_0	-5.0 ± 0.0	-4.8 ± 0.05	-4.3 ± 1.5	-3.7 ± 2.6
	n_0	1.50 ± 0.00	1.56 ± 0.06	1.69 ± 0.22	1.96 ± 0.55
	ω_0	1.00 ± 0.00	0.98 ± 0.05	0.94 ± 0.15	0.92 ± 0.25
	$\omega'_0 r$	-1.00 ± 0.00	-0.94 ± 0.05	-0.80 ± 0.18	-0.66 ± 0.31
	$\omega''_0 r^2$	2.50 ± 0.01	2.36 ± 0.16	2.05 ± 0.48	1.65 ± 0.82

По результатам проведенного тестирования можно заключить, что решение методом линеаризации является состоятельным; между тем метод Р.Б. Шацовой позволяет оценить только геометрические характеристики Местной системы l_0, b_0, n_0 по одному уравнению. Кинематические параметры этим методом определить нельзя.

Глава V. Решение уравнений вращения МСЗ по материалам наземных каталогов

Для определения параметров МСЗ до появления каталога Hipparcos мы использовали несколько массовых наземных каталогов положений и собственных движений звезд. Это каталоги GC (General Catalogue) [Босс, 1937], PPM (Positions and Proper Motions) [Бастиан, 1993] и HIC (Hipparcos Input Catalogue) [Турон и др., 1993].

5.1 Каталог GC

Статистика

Каталог GC Босса, содержащий 33 342 звезды, долгое время являлся единственным массовым каталогом положений и собственных движений звезд, использовавшимся для исследования МСЗ.

Рассмотрим распределения звезд каталога GC по некоторым признакам.

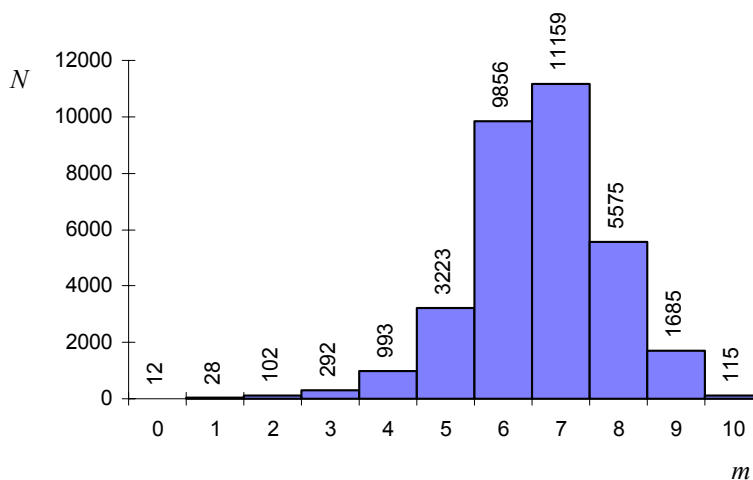


Рис. 5.1.1. Распределение звезд GC по звездной величине.

Из распределения звезд каталога по видимой звездной величине (рис. 5.1.1) следует, что каталог GC содержит в основном яркие звезды до 7^m .

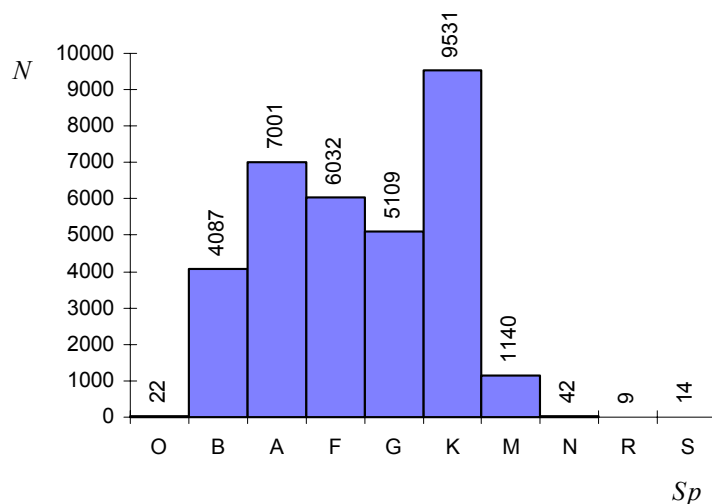


Рис. 5.1.2. Распределение звезд GC по спектральным классам.

Из рис. 5.1.2 видно, что большинство звезд GC принадлежит к спектральному классу K, что достаточно типично для каталогов, поскольку в этом спектральном диапазоне присутствуют близкие K-звезды главной последовательности и большое число ярких более далеких гигантов. Достаточно хорошо представлены B-звезды, так как присущая им исключительная яркость позволяет наблюдать их на значительных расстояниях.

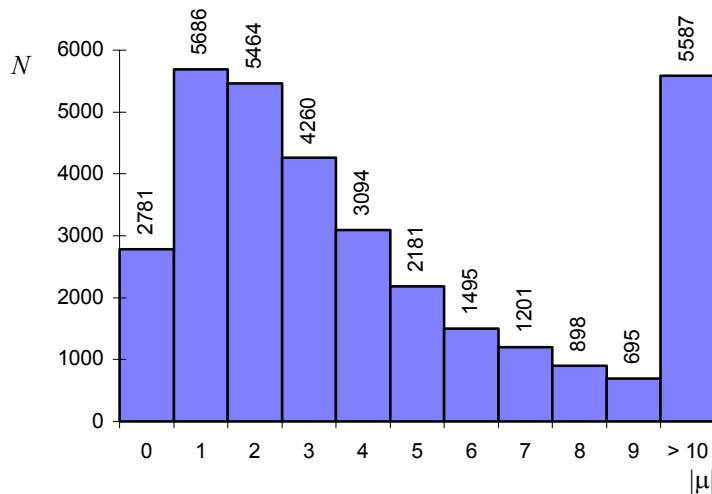


Рис. 5.1.3. Распределение звезд GC по модулю собственного движения в "/100 лет.

Большинство звезд GC (Рис. 5.1.3) обладают небольшими модулями собственных движений $|\vec{\mu}| = \sqrt{(\mu \cos \delta)^2 + \mu'^2}$: 68% звезд медленнее 5 "/100 лет, однако 15% звезд имеют собственное движение более 10 "/100 лет. Такие звезды мы обычно отбрасывали при подготовке численного материала.

Следующие диаграммы (рис. 5.1.4, 5.1.5) дают представление о точности собственных движений звезд.

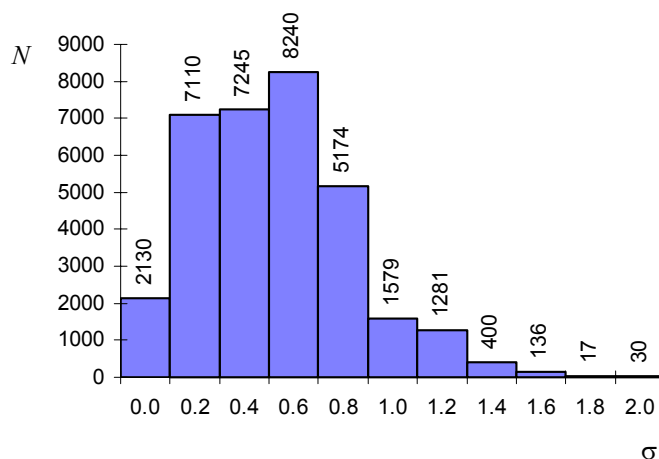


Рис. 5.1.4. Распределение звезд GC по ошибке модуля собственного движения в $''/100$ лет.

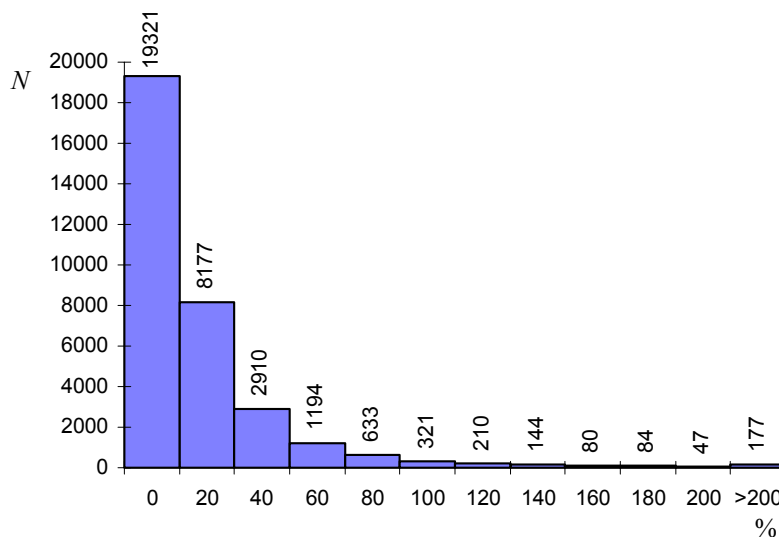


Рис. 5.1.5. Распределение звезд GC по относительной ошибке собственных движений в процентах.

Мы видим, что точность собственных движений GC мала, но в целом лучше, чем $1''/100$ лет. Это показывает, что около 60% всех звезд GC имеют относительную точность определения собственного движения лучше, чем 20%.

Отождествление звезд GC в каталоге Hipparcos позволяет составить мнение о диапазоне расстояний звезд каталога.

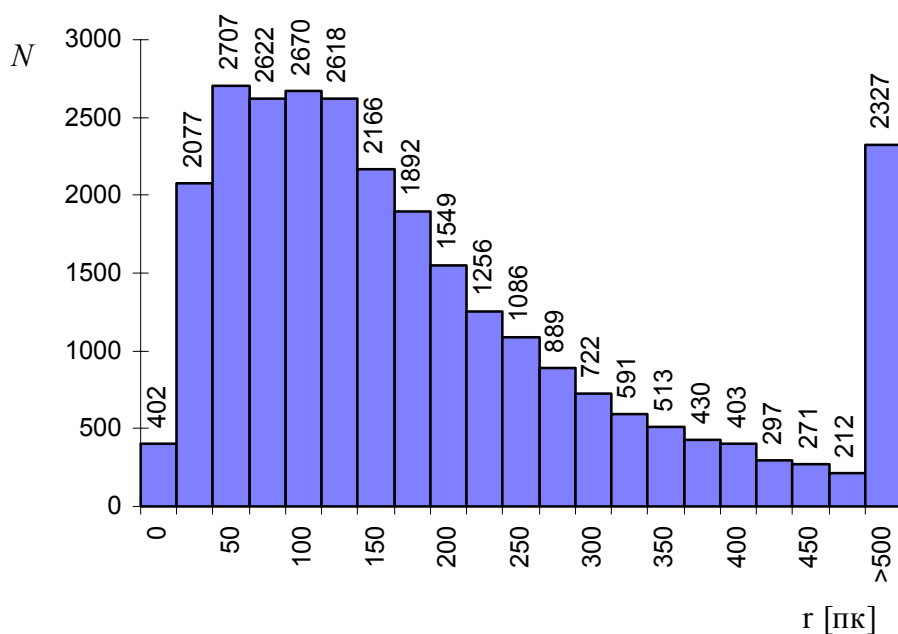


Рис. 5.1.6. Распределение звезд GC по расстояниям (пк).

Как мы видим из рис. 5.1.6, каталог GC охватывает в основном очень близкие к нам звезды. Более трети звезд GC ближе, чем 100 пк, две трети (68%) – ближе 200 пк, ближе 300 пк располагается 82% всех звезд.

Знание расстояний позволяет понять распределение звезд по абсолютным звездным величинам. Следующая диаграмма очень характерна для многих каталогов. В результате естественного распределения звезд по яркости и наблюдательной селекции, в основном, наблюдаются звезды нулевой абсолютной величины. Между -1 и $+1$ абсолютной звездной величиной располагается 60% всех звезд GC (рис. 5.1.7).

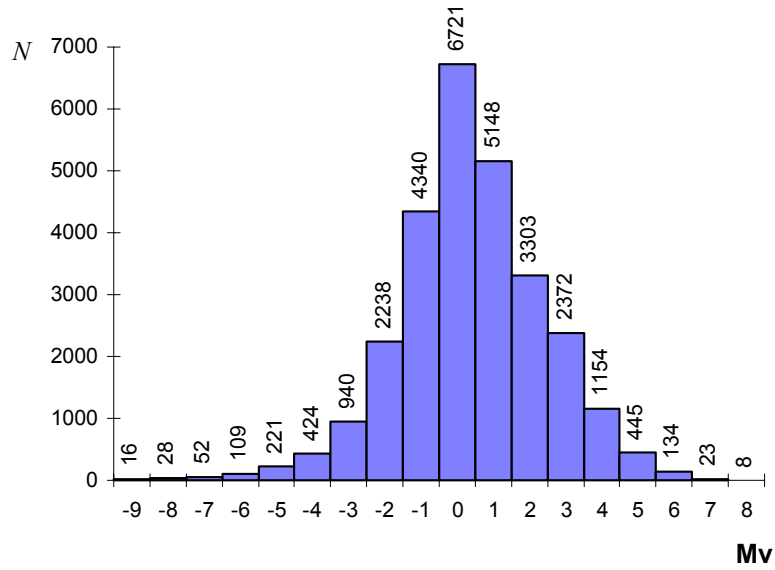


Рис. 5.1.7. Распределение звезд GC по абсолютным звездным величинам.

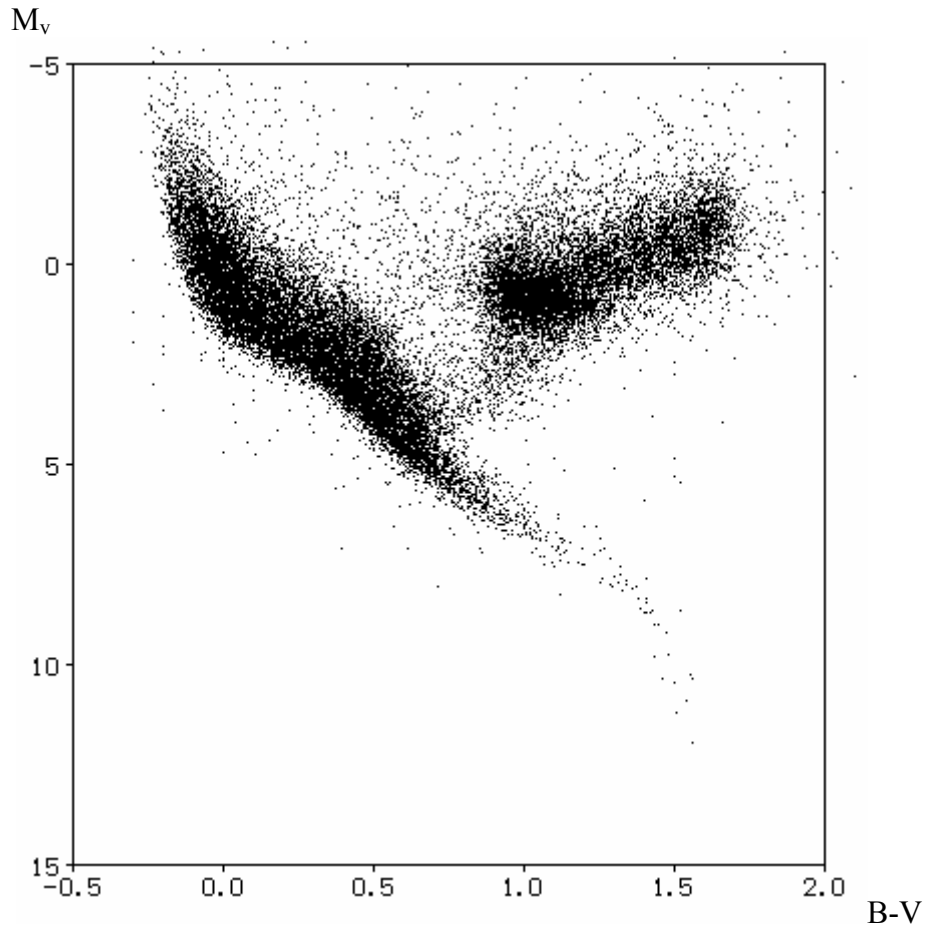


Рис. 5.1.8. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела для звезд GC, входящих в Hipparcos.

Любопытно также ознакомиться с диаграммой Герцшпрунга-Рессела, представляющей звезды GC.

Как мы видим, ветвь главной последовательности, располагающаяся ниже звезд класса G, почти не представлена. Это означает, что основу каталога GC составляют яркие бело-голубые звезды главной последовательности и красные гиганты.

Влияние систематических ошибок каталога GC на определение параметров МСЗ

Каталог GC был первым каталогом, который использовался для изучения МСЗ (Шацова, 1950). В то время GC был единственным каталогом, который мог позволить выполнить такую работу, поскольку он содержал достаточное число 33 342 звезд с необходимым симметричным, плотным и равномерным распределением звезд по небесной сфере.

Известно, однако, что каталог GC отягощен большими систематическими ошибками как положений, так и собственных движений звезд (Витязев, Витязева, 1985). По этой причине можно было ожидать, что полученные Р.Б. Шацовой оценки параметров МСЗ являются просто следствием этих ошибок. Другие каталоги (FK3, N30, FK4, FK5), хотя и более точные в систематическом отношении, содержали слишком мало звезд для того, чтобы использовать их в кинематических исследованиях МСЗ. Тем не менее, возможен компромисс: нужно перевести собственные движения звезд GC в системы других каталогов и произвести переопределение параметров МСЗ. При этом мы получим возможность увидеть, как систематические ошибки собственных движений звезд различных каталогов влияют на определение параметров МСЗ.

Перевод собственных движений звезд GC в системы каталогов

FK5, N30, FK4

Авторы FK5 для сравнения его с FK4 избрали аналитическую модель систематических разностей, основанную на системе базисных функций Эрмита-Лежандра-Фурье (Фрикке и др., 1988). Для редукции GC к системе FK4 составлены специальные таблицы систематических разностей FK4-GC (Броше и др., 1964). Очевидно, что разности FK5-GC могут быть вычислены с помощью соотношения:

$$(FK5 - GC) = (FK4 - GC) + (FK5 - FK4) . \quad (5.1.1)$$

Мы представили разности FK5-FK4 в виде таблиц, аналогичных таблицам FK4-GC, и получили необходимые систематические разности FK5-GC (Витязев, Цветков, 1991). Эти разности приведены в таблицах 5.1.1-5.1.4. С помощью этих таблиц полные разности на эпоху В 1950.0 могут быть получены по формулам

$$\Delta\alpha \cos \delta = \Delta\alpha_{\delta} \cos \delta + \Delta\alpha_{\alpha} \cos \delta, \quad (5.1.2)$$

$$\Delta\mu \cos \delta = \Delta\mu_{\delta} \cos \delta + \Delta\mu_{\alpha} \cos \delta, \quad (5.1.3)$$

$$\Delta\delta = \Delta\delta_{\delta} + \Delta\delta_{\alpha}, \quad (5.1.4)$$

$$\Delta\mu' = \Delta\mu'_{\delta} + \Delta\mu'_{\alpha}. \quad (5.1.5)$$

Для перевода этих разностей на любую другую эпоху Т можно воспользоваться соотношениями

$$(\Delta\alpha \cos \delta)_T = \Delta\alpha \cos \delta + \Delta\mu \cos \delta(T - 1950.0)/100, \quad (5.1.6)$$

$$(\Delta\delta)_T = \Delta\delta + \Delta\mu'(T - 1950.0)/100. \quad (5.1.7)$$

Для наглядности мы представили поправки вида $\Delta\mu \cos \delta$ и $\Delta\mu'$ в графическом виде (Рис 5.1.9-5.1.10). Анализ этих рисунков показывает, что собственные движения звезд каталога GC требуют значительных поправок при переходе к системе FK5, особенно это касается собственных движений звезд по прямому восхождению. В южном полушарии они достигают 1.5 "/100 лет.

При использовании таблиц 5.1.1-5.1.4 следует помнить, что систематические разности FK5-FK4, опубликованные в каталоге FK5 (Фрикке и др., 1988), не включают в себя поправку равноденствия и так называемое фиктивное движения равноденствия FK4; равным образом в эти разности не введены поправки за переход на новую постоянную прецессии и поправки за исключение членов эллиптической aberrации из средних мест. Таким образом, полученные нами систематические разности FK5-GC позволяют редуцировать данные каталога GC к системе FK5, которая была построена на эпоху В 1950.0 в виде систематических поправок к FK4 без исправления нуля-пункта его прямых восхождений и с использованием прецессии Ньюкомба.

Для исследования зависимости значений параметров МСЗ от других фундаментальных систем собственных движений GC был переведен также в системы каталогов N30 и FK4 с использованием систематических разностей N30-GC и FK4-GC (Броше и др., 1964).

Кроме этого, при решении уравнений (3.15), (3.16) в собственные движения каталога GC необходимо было ввести поправку за неточную постоянную прецессии, использованную при построении GC. Поправки вводились путем вычитания из собственных движений звезд GC следующих величин:

$$p_{\alpha} = \Delta n \sin \alpha \sin \delta + \Delta k \cos \delta, \quad (5.1.8)$$

$$p_{\delta} = \Delta n \cos \alpha, \quad (5.1.9)$$

где $\Delta n = 0.437$ "/100 лет, а $\Delta k = -0.191$ "/100 лет – поправки для перехода от прецессионных постоянных Ньюкомба к соответствующим постоянным МАС 1976 (Фрикке, 1977)

На собственные движения используемых звезд GC налагалось условие:

$$|\bar{\mu}| = \sqrt{(\mu \cos \delta)^2 + \mu'^2} < 20 \text{ "/100 лет} \quad (5.1.10)$$

Звезд, не удовлетворяющих этому критерию, оказалось менее 1%.

Решение уравнения вращения МСЗ по широте (3.16) требует знания параллактической компоненты Z_{\odot} . Из уравнения (3.11) мы нашли, что для звезд GC в системе FK5

$$Z_{\odot} = 1.13 \pm 0.05 \text{ "/100 лет.} \quad (5.1.11)$$

Таблица 5.1.1 Систематические разности FK5–GC вида $\Delta\alpha_\delta \cos\delta$ и $\Delta\alpha_\alpha \cos\delta$ в $0^s.001$ на эпоху В 1950.0

$\delta \setminus \alpha$	$\Delta\alpha_\delta \cos\delta$	$\Delta\alpha_\alpha \cos\delta$																								
		0 ^h	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23 ^h	
85°	-5	0	3	4	7	6	6	3	7	4	6	2	1	4	4	3	2	0	0	-1	-5	-5	-7	-5	-3	85°
80	-9	2	4	2	2	2	4	5	6	6	6	4	4	3	0	-2	-3	-4	-2	-2	-5	-4	-5	-3	-2	80
70	-9	3	2	0	-1	0	1	1	2	1	1	4	7	7	3	0	-4	-6	-4	-3	-4	-3	-2	-1	2	70
60	-15	7	6	4	1	-1	-5	-4	-3	-2	1	5	5	2	-2	-6	-9	-8	-7	-4	-1	2	3	5	6	60
50	-13	13	12	7	1	-4	-8	-7	-8	-6	-4	0	0	-2	-5	-6	-7	-5	-4	-1	2	5	5	7	10	50
40	-11	12	11	5	-2	-8	-11	-11	-11	-9	-8	-4	-2	-1	-2	-1	-1	1	1	4	6	8	11	9	12	40
30	-11	12	11	4	-3	-10	-15	-18	-19	-16	-14	-9	-6	-3	1	1	0	2	4	7	10	13	16	13	14	30
20	-11	16	15	8	0	-8	-14	-18	-20	-18	-15	-11	-8	-6	-3	-2	-1	1	4	8	12	15	16	17	16	20
10	-11	17	13	6	0	-8	-14	-17	-17	-15	-13	-10	-8	-6	-4	-3	-2	0	2	4	8	12	16	18	18	10
0	-8	18	12	4	-4	-11	-16	-18	-18	-17	15	-11	-9	-6	-5	-2	-2	-1	2	5	9	15	19	19	19	0
-10	-2	15	13	4	-6	-13	-18	-19	-17	-19	-17	-14	-9	-6	-4	-2	-2	0	3	9	13	16	17	15	17	-10
-20	-5	16	14	6	-4	-12	-18	-20	-20	-18	-18	-13	-8	-5	-1	0	0	0	3	8	13	14	15	15	16	-20
-30	-5	16	15	8	4	-5	-11	-15	-17	-15	-16	-14	-11	-7	-4	-3	-2	-1	2	7	12	14	14	15	17	-30
-40	-1	13	10	6	2	-4	-9	-11	-13	-11	-13	-12	-9	-7	-5	-5	-6	-1	2	6	9	9	11	13	13	-40
-50	7	14	10	8	-2	-6	-11	-10	-10	-9	-11	-10	-8	-6	-6	-6	-5	1	4	7	6	9	11	15	15	-50
-60	-2	15	15	13	8	3	-2	-3	-7	-11	-15	-17	-17	-14	-14	-10	-6	-1	3	6	8	14	16	18	17	-60
-70	-7	15	14	11	7	3	1	-3	-2	-6	-11	-18	-21	-21	-16	-12	-8	-4	7	19	33	24	17	16	16	-70
-80	-14	9	10	5	0	-5	-4	-1	5	6	1	-15	-22	-25	-17	-8	-5	-4	7	20	34	15	4	-2	4	-80
-85	-13	2	8	4	-1	-9	-6	3	9	13	8	-7	-14	-15	-9	2	2	-3	-7	-4	-2	-4	-5	-8	-3	-85

Таблица 5.1.2. Систематические разности FK5–GC вида $\Delta\delta_\delta$ и $\Delta\delta_\alpha$ в 0".01 на эпоху В 1950.0 .

	$\Delta\delta_\delta$	$\Delta\delta_\alpha$																								
		0 ^h	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22		23 ^h
85°	1	-7	-13	-18	-15	-14	-13	-14	-12	-8	-1	12	17	18	7	-1	5	10	13	9	7	4	-1	-5	-4	85°
80	5	-9	-12	-13	-13	-11	-9	-7	-3	0	7	12	13	8	5	2	6	9	12	9	4	1	-2	-5	-6	80
70	6	-7	-10	-11	-12	-12	-9	-5	0	2	5	2	2	0	4	5	7	9	10	8	5	2	-1	-3	-4	70
60	12	-8	-10	-12	-13	-13	-11	-7	-4	-3	-3	-4	-3	-2	3	9	11	13	12	11	11	9	5	1	-3	60
50	18	-7	-10	-10	-10	-9	-9	-6	-7	-4	-2	-1	-1	2	6	11	16	17	15	13	10	7	3	-1	-5	50
40	18	-6	-8	-11	-10	-8	-8	-8	-8	-4	-2	1	-1	2	5	10	16	18	17	13	6	3	0	0	-2	40
30	17	-4	-7	-11	-9	-8	-8	-10	-11	-7	-6	-2	-3	0	3	9	14	17	15	11	6	2	-1	1	1	30
20	19	-3	-5	-7	-8	-9	-8	-10	-10	-8	-6	-5	-3	2	6	11	16	17	14	11	8	3	0	-1	-1	20
10	16	-6	-8	-9	-9	-10	-9	-8	-8	-6	-6	-5	-2	3	9	14	19	20	18	14	9	4	3	-2	-4	10
0	8	-11	-13	-14	-13	-11	-12	-10	-8	-8	-8	-5	-1	5	9	15	18	20	20	17	12	8	3	-1	-5	0
-10	11	-11	-17	-19	-18	-13	-13	-12	-10	-8	-5	-3	2	7	11	15	18	19	16	13	9	5	2	-1	-6	-10
-20	11	-10	-16	-21	-23	-19	-16	-15	-9	-6	-2	-4	1	5	12	16	20	21	17	13	10	7	5	1	-3	-20
-30	17	-8	-11	-16	-18	-16	-12	-10	-7	-6	-6	-5	-1	3	9	11	16	16	15	11	10	6	5	0	-2	-30
-40	16	0	-2	-6	-7	-4	0	0	-2	-2	-2	-2	0	4	8	6	7	3	3	-1	-5	-6	-4	-2	0	-40
-50	21	1	-1	-3	-4	-3	-2	-5	-3	1	3	3	7	9	13	9	5	0	2	-1	-3	-4	-3	-1	0	-50
-60	19	-7	-12	-13	-11	-11	-10	-10	-7	-2	1	4	11	17	15	14	9	7	4	2	0	-2	-5	-5	-6	-60
-70	16	-8	-15	-15	-17	-12	-10	-7	-6	-3	-3	1	7	15	18	22	18	9	-3	-6	-6	-5	-7	-5	-7	-70
-80	-5	-7	-11	-13	-12	-5	-1	2	-1	-1	1	3	9	11	18	24	22	8	-5	-8	-8	-2	-2	-4	-4	-80
-85	5	-12	-18	-18	-8	1	7	8	5	0	1	7	11	13	14	12	10	5	2	1	-1	0	0	-1	-4	-85

Таблица 5.1.3. Систематические разности FK5–GC вида $\Delta\mu_\delta \cos\delta$ и $\Delta\mu_\alpha \cos\delta$ в $0^s.001/100$ лет на эпоху В 1950.0 .

	$\Delta\mu_\delta \cos\delta$	$\Delta\mu_\alpha \cos\delta$																								
		0 ^h	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22		23 ^h
85°	-16	-9	-5	-1	7	4	1	-4	6	5	10	6	-1	5	10	14	18	13	10	7	-4	-7	-15	-12	-18	85°
80	-16	-3	-0	-3	-4	-6	-5	1	8	12	16	13	9	4	0	-2	3	3	5	4	-4	-8	-13	-10	-9	80
70	-8	2	0	-4	-8	-9	-6	1	4	6	15	19	17	5	-5	-10	-10	-6	-2	-1	-5	-7	-7	-4	1	70
60	-11	11	11	5	-2	-5	-6	-2	1	4	13	16	13	3	-8	-15	-20	-15	-10	-9	-7	-3	0	3	9	60
50	-5	-20	20	12	1	-7	-10	-7	-4	-1	2	6	4	-2	-11	-14	-14	-8	-7	-3	-1	2	1	3	12	50
40	-5	16	15	6	-5	-13	-15	-14	-13	-10	-8	-2	0	0	-1	-2	-1	4	2	6	7	9	10	7	12	40
30	-7	13	12	3	-6	-16	-22	-23	-22	-17	-15	-10	-7	-1	4	4	5	8	6	9	11	16	17	14	16	30
20	-10	20	17	6	-3	-12	-17	-19	-19	-14	-12	-11	-9	-7	-4	-2	1	2	6	10	13	18	20	21	21	20
10	-2	19	10	0	-8	-14	-14	-14	-12	-9	-7	-6	-7	-7	-5	0	0	0	3	3	9	13	18	19	21	10
0	1	13	4	-8	-15	-19	-19	-17	-12	-13	-10	-7	-7	-5	-3	0	1	2	4	7	11	17	21	19	16	0
-10	8	8	5	-5	-18	-22	-23	-21	-17	-20	-18	-12	-6	-2	2	2	3	6	9	16	15	17	15	10	11	-10
-20	-4	11	11	2	-13	-18	-20	-20	-19	-19	-18	-10	0	3	9	6	6	5	7	11	12	10	7	5	10	-20
-30	10	8	8	-1	3	0	0	-5	-9	-9	-13	-12	-6	-2	3	0	1	0	3	8	10	8	5	4	7	-30
-40	22	0	-2	-5	-1	0	0	1	0	1	-2	-4	-1	-1	2	-1	-4	1	4	5	1	-4	-4	-3	-1	-40
-50	28	0	-1	0	-11	-9	-11	-2	0	2	3	2	4	1	1	-3	2	13	14	9	-4	-7	-4	0	0	-50
-60	-8	4	9	10	6	7	5	6	-2	-8	-12	-17	-21	-23	-24	-17	-3	13	19	21	12	16	12	12	8	-60
-70	-33	13	14	10	10	7	8	2	2	-2	-8	-22	-32	-37	-33	-20	-9	7	27	44	61	41	28	20	16	-70
-80	-67	5	8	0	-7	-17	-13	-6	7	16	13	-16	-35	-42	-27	-5	6	9	24	42	61	23	2	-14	-6	-80
-85	-53	-9	3	-8	-24	-40	-28	-8	9	23	19	-13	-31	30	12	20	20	4	-8	-2	-3	-14	-19	-31	-23	-85

Таблица 5.1.4. Систематические разности FK5–GC вида $\Delta\mu'_\delta$ и $\Delta\mu'_\alpha$ в $0''.01/100$ лет на эпоху В 1950.0 .

	$\Delta\mu'_\delta$	$\Delta\mu'_\alpha$																								
		0 ^h	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22		23 ^h
85°	0	-9	-20	-32	-24	-21	-23	-19	-14	-7	4	25	30	27	7	-7	5	18	23	12	-3	-3	-7	-12	-5	85°
80	4	-11	-17	-20	-19	-18	-16	-9	-6	0	9	18	16	6	1	-1	10	18	23	18	8	3	-2	-9	-9	80
70	0	-8	-13	-17	-21	-23	-15	-10	-2	0	2	-4	-5	-10	-2	4	11	18	22	19	14	9	4	-1	-3	70
60	11	-9	-15	-18	-22	-20	-16	-9	-3	-3	-2	-8	-10	-10	-2	7	13	15	17	17	19	17	11	4	-3	60
50	39	-7	-12	-15	-17	-13	-9	-2	-1	1	2	0	-5	-2	2	9	17	16	15	13	14	11	6	0	-6	50
40	34	-4	-6	-12	-12	-8	-7	-5	-6	-5	0	1	-5	-6	-2	7	17	20	20	15	11	8	5	4	1	40
30	29	-2	-5	-11	-9	-8	-5	-8	-9	-10	-9	-6	-11	-12	-9	3	13	22	22	18	14	8	6	6	5	30
20	34	-3	-5	-10	-9	-10	-6	-7	-7	-5	-7	-10	-11	-7	-3	7	16	21	20	19	15	6	1	-3	-1	20
10	18	-12	-13	-15	-14	-12	-10	-6	-4	-3	-5	-9	-8	-3	4	14	24	29	28	23	17	9	5	-5	-8	10
0	3	-19	-21	-22	-19	-18	-16	-11	-8	-11	-14	-9	-6	2	9	19	25	31	33	29	23	15	6	-4	-11	0
-10	19	-19	-24	-26	-25	-21	-17	-15	-10	-10	-9	-6	1	7	12	20	26	31	29	23	16	6	-1	-8	-14	-10
-20	15	-14	-22	-32	-36	-34	-27	-23	-14	-12	-8	-12	0	9	19	25	31	34	32	25	19	11	9	0	-2	2
-30	26	-6	-15	-29	-38	-33	-24	-19	-15	-18	-19	-16	-1	11	21	23	29	28	29	22	20	13	14	6	6	-30
-40	22	2	-5	-13	-19	-11	-5	-2	-8	-14	-18	-15	-2	9	22	15	13	8	7	0	-6	-3	5	6	8	-40
-50	29	4	-1	-6	-10	-9	-8	-12	-15	-14	-13	-8	7	17	32	24	13	2	1	-3	-3	2	6	7	6	-50
-60	36	-5	-17	-21	-22	-23	-21	-23	-22	-18	-17	-8	12	30	34	36	24	14	4	2	0	0	-3	1	0	-60
-70	44	-1	18	-22	-29	-23	-18	-13	-20	-20	-26	-17	4	29	42	55	47	24	-5	-13	-7	-4	-7	-4	2	-70
-80	-3	-5	-15	-25	-25	-10	1	4	-6	-10	-9	-5	15	30	55	67	57	17	-18	-30	-16	-8	-6	-6	1	-80
-85	4	-22	-42	-50	-26	-3	18	16	9	-4	2	17	29	40	44	39	23	0	-18	-27	-23	-14	-6	-1	-3	-85

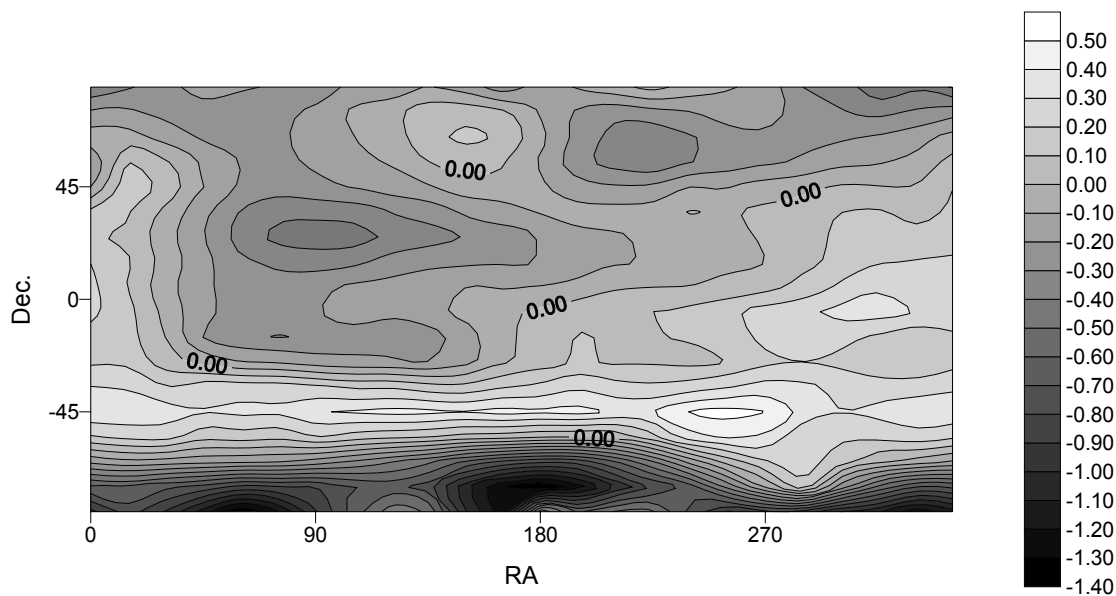


Рис. 5.1.9. Систематические разности FK5–GC вида $\Delta\mu \cos \delta$ в $''/100$ лет.

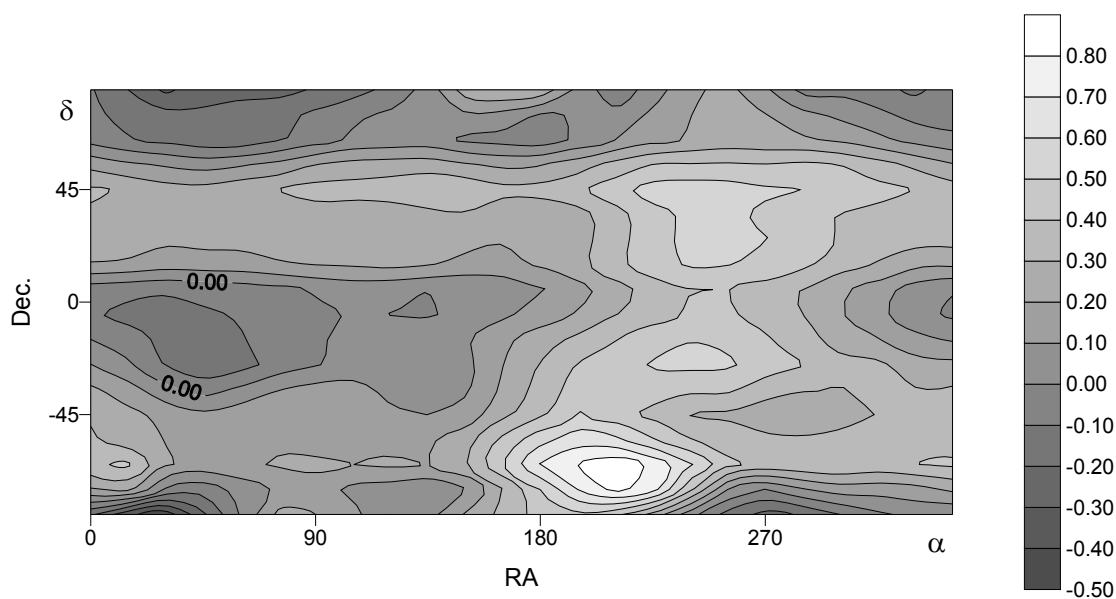


Рис. 5.1.10. Систематические разности FK5–GC вида $\Delta\mu'$ в $''/100$ лет.

Параметры МСЗ по собственным движениям звезд каталога GC в системах каталогов N30, FK4, FK5

С точки зрения астрометрии представляет интерес, как выбор той или иной фундаментальной системы сказывается на результатах решения нашей задачи. Для изучения данного вопроса мы провели раздельное и совместное решение уравнений (3.15) и (3.16) на материале, полученном в результате обработки всех звезд GC и перевода его на системы FK5, FK4, N30. В качестве начального приближения использовалось решение, найденное методом Р.Б. Шацовой.

Из первоначального знакомства с таблицами видно, что значения параметров во всех фундаментальных системах качественно, за редким исключением, похожи на соответствующие значения в системе FK5. Только оценки параметра ω_0 , получаемые по уравнению $\delta\mu_b$ в системах N30 и GC, близки к нулю.

Таблица 5.1.5. Значения параметров Местной системы звезд, полученные в системах различных каталогов по уравнению $\delta\mu_l \cos b$ (3.15).

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет.

	FK5	FK4	N30	GC
l_0	285 ± 10	290 ± 11	289 ± 11	286 ± 10
b_0	-8 ± 6	-6 ± 7	-12 ± 10	-6 ± 5
n_0	0.89 ± 0.35	1.11 ± 0.39	1.17 ± 0.36	0.99 ± 0.39
ω_0	1.23 ± 0.54	1.06 ± 0.51	0.93 ± 0.47	1.45 ± 0.57
$\omega'_0 r$	-1.35 ± 0.56	-1.47 ± 0.60	-1.48 ± 0.75	-1.54 ± 0.60
$\omega''_0 r^2$	4.33 ± 3.20	5.00 ± 3.00	3.71 ± 2.80	5.12 ± 3.37

Таблица 5.1.6. Значения параметров Местной системы звезд, полученные в системах различных каталогов по уравнению для $\delta\mu_b$ (3.16)

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет.

	FK5	FK4	N30	GC
l_0	269 ± 4	269 ± 5	264 ± 6	272 ± 12
b_0	7 ± 3	6 ± 4	5 ± 5	19 ± 17
n_0	1.12 ± 0.15	1.14 ± 0.19	1.03 ± 0.23	0.37 ± 0.23
ω_0	0.35 ± 0.33	0.36 ± 0.37	-0.05 ± 0.37	-0.09 ± 0.36
$\omega'_0 r$	-1.36 ± 0.35	-1.30 ± 0.39	-1.99 ± 0.38	-0.65 ± 0.25
$\omega''_0 r^2$	3.75 ± 0.89	3.38 ± 0.98	3.52 ± 1.01	2.38 ± 1.93

Таблица 5.1.7. Значения параметров Местной системы звезд, полученные в системах различных каталогов – совместное решение по $\delta\mu_l \cos b$ и $\delta\mu_b$.

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет.

	FK5	FK4	N30	GC
l_0	280 ± 5	282 ± 6	280 ± 5	284 ± 8
b_0	-4 ± 2	-5 ± 2	-9 ± 4	-7 ± 3
n_0	1.29 ± 0.16	1.33 ± 0.17	1.20 ± 0.21	0.95 ± 0.20
ω_0	0.69 ± 0.25	0.66 ± 0.27	0.20 ± 0.27	0.66 ± 0.26
$\omega'_0 r$	-1.26 ± 0.30	-1.18 ± 0.31	-0.74 ± 0.30	-1.03 ± 0.31
$\omega''_0 r^2$	3.46 ± 0.80	3.14 ± 0.81	2.90 ± 0.79	2.35 ± 0.84

С целью более наглядного представления этих результатов мы построили графики функций (3.15) и (3.16) для выбранных значений широты (Рис. 5.1.11-5.1.12). Из анализа этих графиков можно заключить, что вызываемая вращением МСЗ асимметрия собственных движений по долготе $\delta\mu_l \cos b$ в системе каталога FK5 почти идентична системе FK4. Очень близкой к ней оказалась асимметрия в системе GC. Поведение кривой, соответствующей N30, несколько отличается. Изучая поведение кривых $\delta\mu_b$ относительно FK5 и FK4, мы приходим к аналогичному выводу: эти системы почти тождественны. Кривые для каталогов GC и N30 образуют собственную систему, но их общий характер не противоречит системе FK5.

Для окончательного выяснения степени влияния систематических ошибок каталогов на параметры МСЗ мы определили коэффициенты корреляции величин $\delta\mu_l \cos b$ и $\delta\mu_b$, вычисленные по данным таблиц 5.1.5 и 5.1.6, в системах различных каталогов, полученные на основе отдельных и совместных решений (Табл. 5.1.8). Из этих таблиц видно, что корреляция между $\delta\mu_l \cos b$ в GC и FK5 составляет 0.99, т.е. такая же как между FK4 и FK5. Самый низкий коэффициент корреляции 0.62 – между GC и N30 для кривых $\delta\mu_b$.

Таблица 5.1.8 Коэффициенты корреляции между собственными движениями звезд, рассчитанных с параметрами вращения МСЗ в различных астрометрических системах

$\delta\mu_l \cos b$	<i>FK5</i>	<i>FK4</i>	<i>N30</i>	<i>GC</i>
<i>FK5</i>	1.00	0.99	0.82	0.99
<i>FK4</i>	0.99	1.00	0.88	0.98
<i>N30</i>	0.82	0.88	1.00	0.78
<i>GC</i>	0.99	0.98	0.78	1.00
$\delta\mu_b$	<i>FK5</i>	<i>FK4</i>	<i>N30</i>	<i>GC</i>
<i>FK5</i>	1.00	1.00	0.87	0.75
<i>FK4</i>	1.00	1.00	0.85	0.74
<i>N30</i>	0.87	0.85	1.00	0.62
<i>GC</i>	0.75	0.74	0.62	1.00

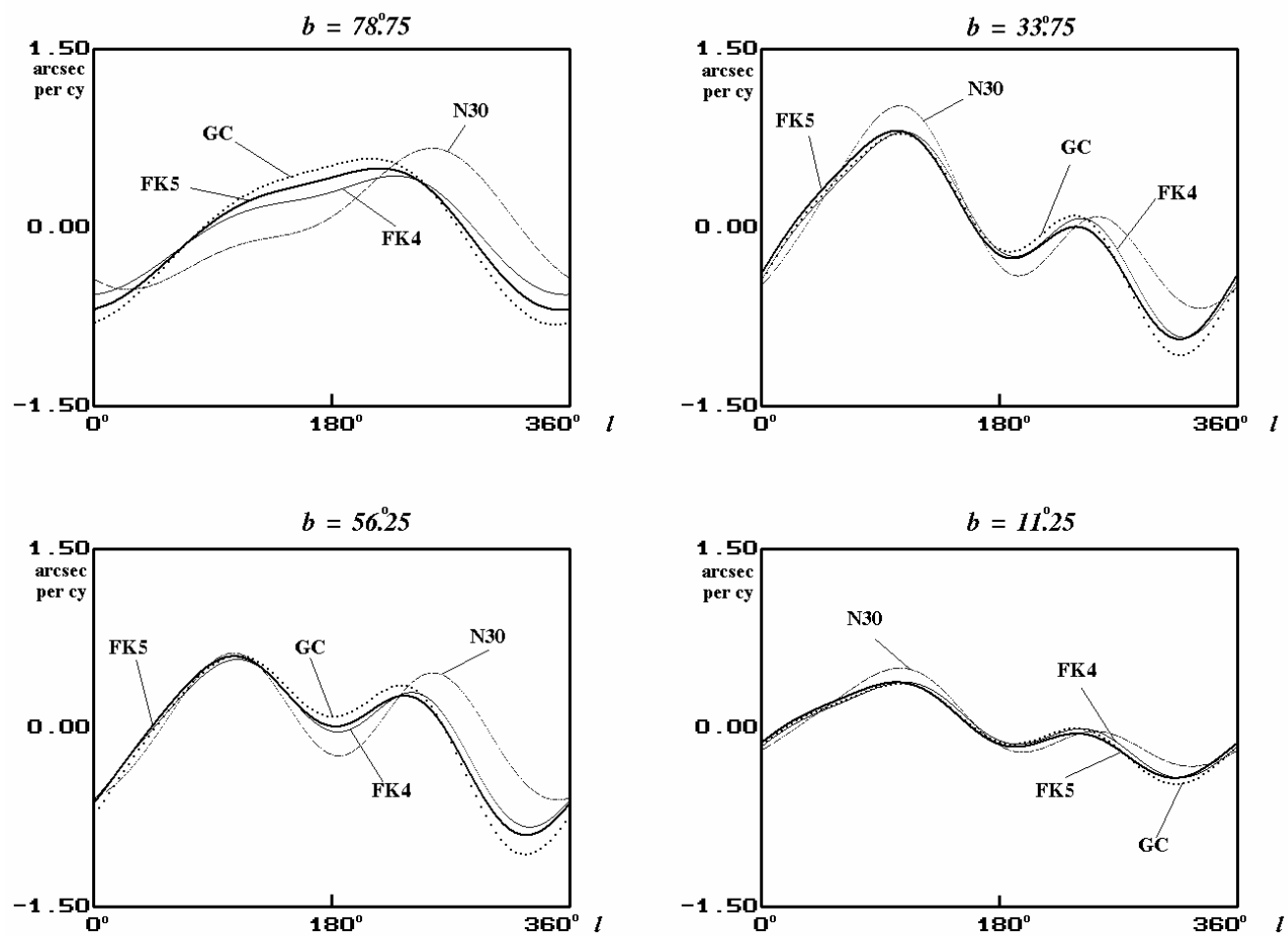


Рис. 5.1.11. Зависимость $\delta\mu \cos b$ от фундаментальной системы для выбранных значений широты.

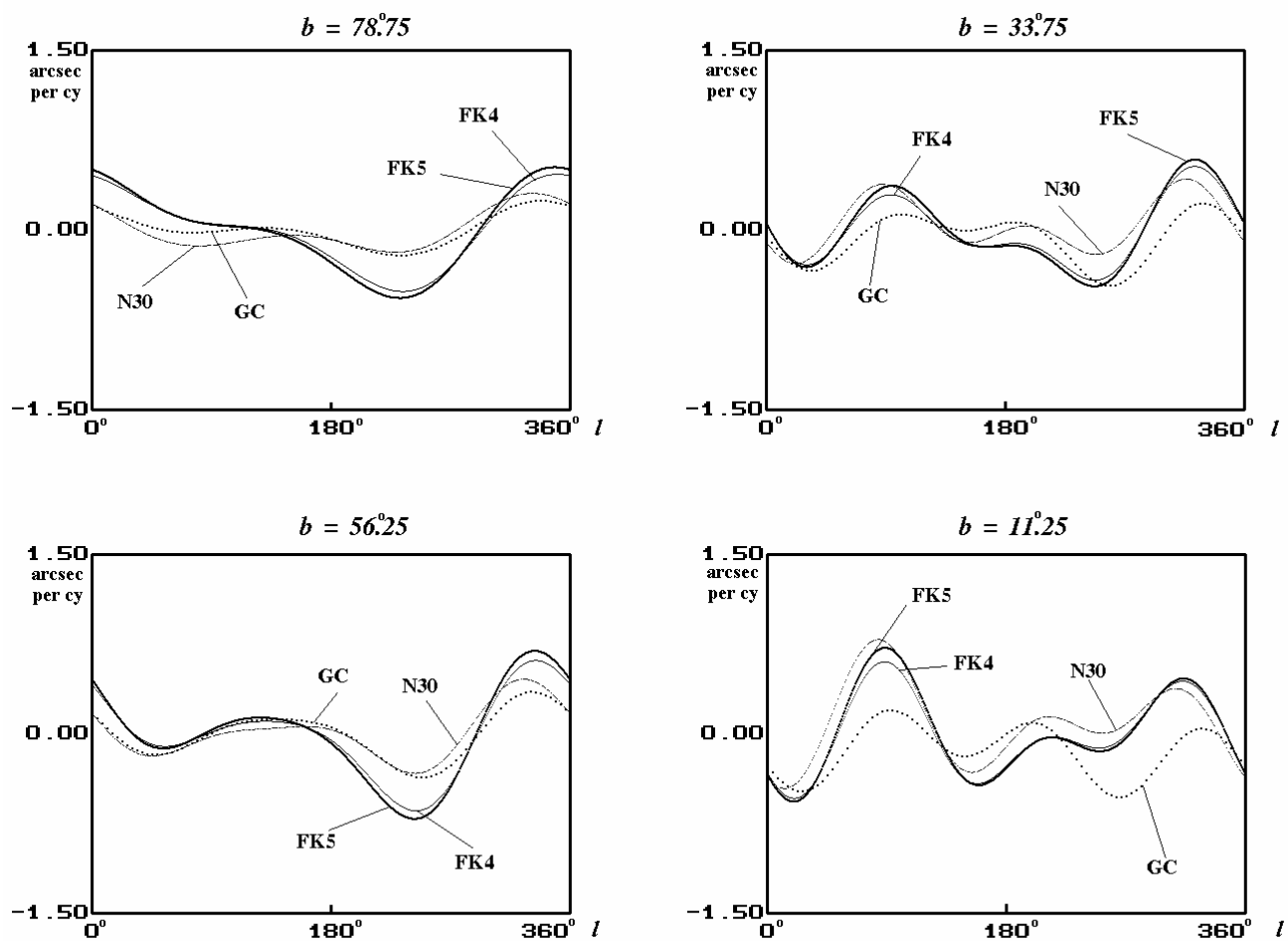


Рис. 5.1.12. Зависимость $\delta\mu_b$ от фундаментальной системы для выбранных значений широты.

В целом можно заключить, что систематические ошибки каталогов мало сказываются на результатах исследования кинематики МСЗ. К такому выводу приходили также другие авторы при решении иных звездно-астрономических задач (Фрикке, 1967). В силу этого дальнейшие наши исследования МСЗ мы будем проводить в системе FK5. Следует отметить, что систематические ошибки каталогов в основном имеют низкочастотные составляющие ($\sim \sin \alpha$, $\sim \cos \alpha$), в то время как уравнения вращения МСЗ включают большое число членов, пропорциональных более высоким гармоникам ($\sim \sin 2\alpha$, $\sim \cos 2\alpha$, $\sim \sin 3\alpha$, $\sim \cos 3\alpha$). Кроме этого, мы используем не сами собственные движения, а их разности и суммы, так что на решение сказываются лишь дифференциальные ошибки.

Влияние спектрального класса звезд на определение параметров МСЗ

Попытаемся выяснить, какие звезды из GC входят Местную систему. Информация, содержащаяся в GC, позволяет нам изучить зависимость определяемых параметров вращения только от одного астрофизического фактора – спектрального класса звезды.

Параметры МСЗ определялись по трем спектральным выборкам: O-B9, A0-G5, G6-M9, а также по всем звездам вместе. Для всех групп, за исключением O-B9, небесная сфера разделялась на 8 зон по широте и 18 площадок в каждой зоне, что давало 72 уравнения. Для группы O-B9, ввиду малочисленности звезд ранних спектральных классов в каталоге GC, число разбиений пришлось снизить до 6×12 . Несмотря на более крупные площадки, в три из них попало меньше четырех звезд, поэтому они и три другие симметричные им площадки были исключены из обработки. Таким образом число уравнений для этого случая составило 33.

Значения параметров вращения МСЗ и их среднеквадратичные ошибки приведены в таблицах 5.1.9–5.1.11. Все решения средневзвешенные, кроме решения по звездам ранних спектральных классов, для которых оно выбрано равновесовым из-за сильной концентрации этих звезд к галактическому экватору, где их в сотни раз больше, чем в полярных зонах.

Таблица 5.1.9. Значения параметров МСЗ, полученные по собственным движениям GC в системе каталога FK5 из уравнения (3.15) по звездам различных спектральных классов.

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет.

	Все Sp	O – B9	A0 – G5	G6 – M9
l_0	285 ± 10	298 ± 27	287 ± 12	
b_0	-8 ± 6	-25 ± 55	-10 ± 8	
n_0	0.89 ± 0.35	1.06 ± 0.39	0.89 ± 0.35	
ω_0	1.23 ± 0.54	2.34 ± 2.70	1.74 ± 0.65	
$\omega'_0 r$	-1.35 ± 0.56	-3.04 ± 4.43	-2.20 ± 0.77	
$\omega''_0 r^2$	4.33 ± 3.20	4.45 ± 6.30	5.62 ± 3.40	

Таблица 5.1.10. Значения параметров МСЗ, полученные по собственным движениям GC в системе каталога FK5 из уравнения (3.16) по звездам различных спектральных классов.

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет.

	Все Sp	O – B9	A0 – G5	G6 – M9
l_0	269 ± 4		258 ± 7	298 ± 27
b_0	7 ± 3		7 ± 5	-25 ± 55
n_0	1.12 ± 0.15		0.78 ± 0.21	2.50 ± 1.17
ω_0	0.35 ± 0.33		0.54 ± 0.50	0.51 ± 0.37
$\omega'_0 r$	-1.36 ± 0.35		-2.44 ± 0.53	-0.47 ± 0.46
$\omega''_0 r^2$	3.75 ± 0.89		4.07 ± 1.42	2.88 ± 1.43

Таблица 5.1.11. Значения параметров МСЗ, полученные по собственным движениям звезд GC в системе каталога FK5 совместно из уравнений (3.15), (3.16) по звездам различных спектральных классов.

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет.

	Все Sp	O – B9	A0 – G5	G6 – M9
l_0	280 ± 5	291 ± 13	278 ± 6	270 ± 2
b_0	-4 ± 2	-6 ± 4	-3 ± 3	-4 ± 1
n_0	1.29 ± 0.16	1.83 ± 0.82	0.94 ± 0.14	0.10 ± 0.06
ω_0	0.69 ± 0.25	1.89 ± 0.99	1.05 ± 0.35	0.34 ± 0.41
$\omega'_0 r$	-1.26 ± 0.30	-1.75 ± 1.29	-2.20 ± 0.44	$+1.26 \pm 0.23$
$\omega''_0 r^2$	3.46 ± 0.80	5.93 ± 3.80	3.75 ± 1.22	-0.29 ± 1.22

В таблицах 5.1.9–5.1.10 мы видим две пустые клетки, которые связаны с попытками решить уравнение $\delta\mu_l \cos b$ по звездам классов G6-M9 и уравнение $\delta\mu_b$ по звездам классов O-B9. В обоих случаях решения получить не удалось, но причина этих неудач различна. В первом случае мы не наблюдали сходимости последовательных приближений, т. е. вращения в этой группе не удается обнаружить либо по причине его отсутствия, либо из-за высокой дисперсии скоростей звезд поздних спектральных классов; во втором случае получить ответ нам помешали большие корреляции между параметрами, возникающие вследствие значительной асимметрии в распределении по небесной сфере звезд ранних спектральных классов. Так, например, число звезд в экваториальных площадках составляло до 400, в то время как в полярных – 5-10. Этот факт приводит и к большим значениям среднеквадратичных ошибок по сравнению с таковыми для других спектральных классов, однако это отнюдь не свидетельствует о том, что звезды ранних спектральных классов не участвуют во вращении Местной системы.

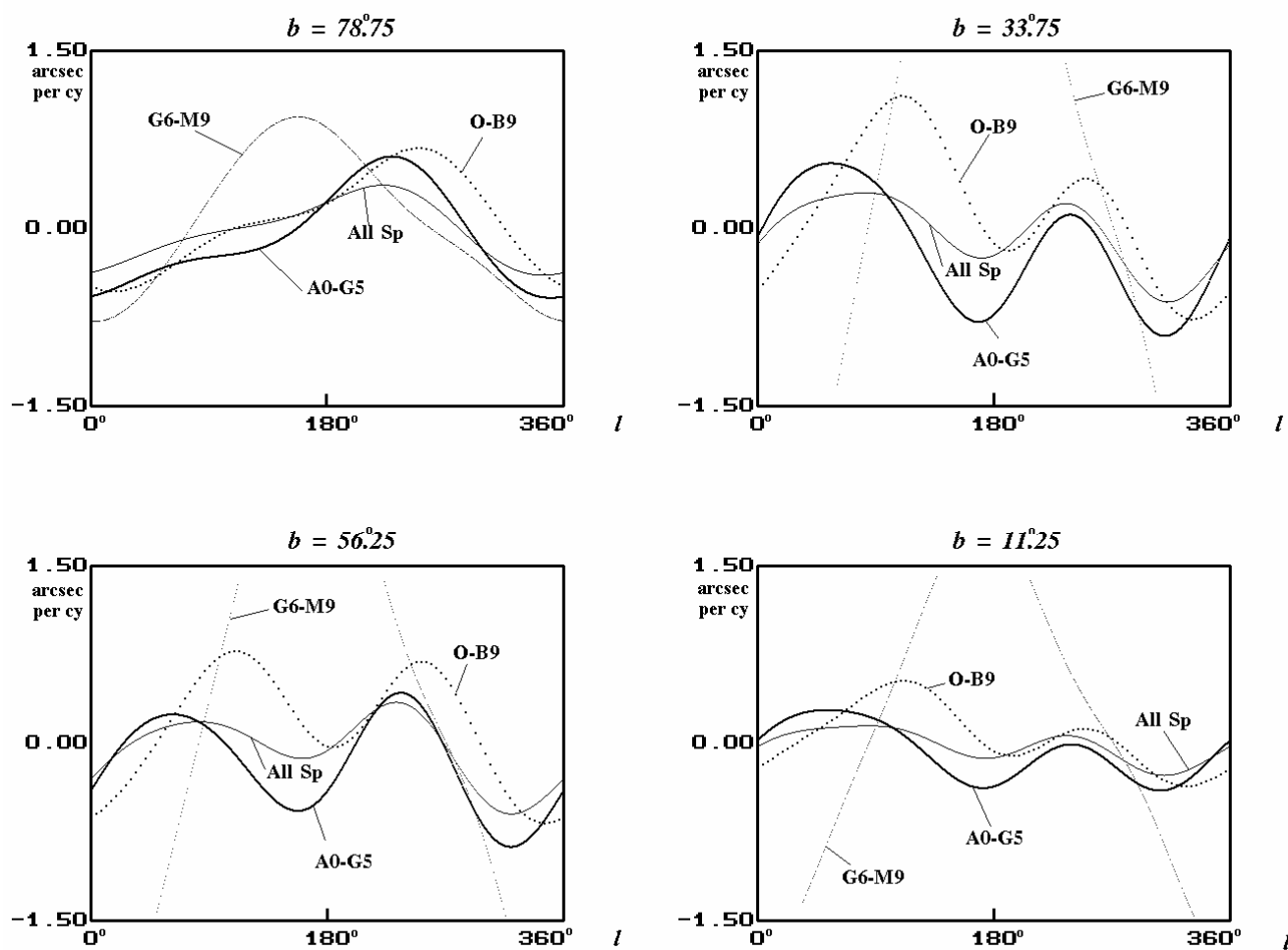


Рис. 5.1.13. Зависимость $\delta\mu \cos b$ от спектрального класса для выбранных значений широты.

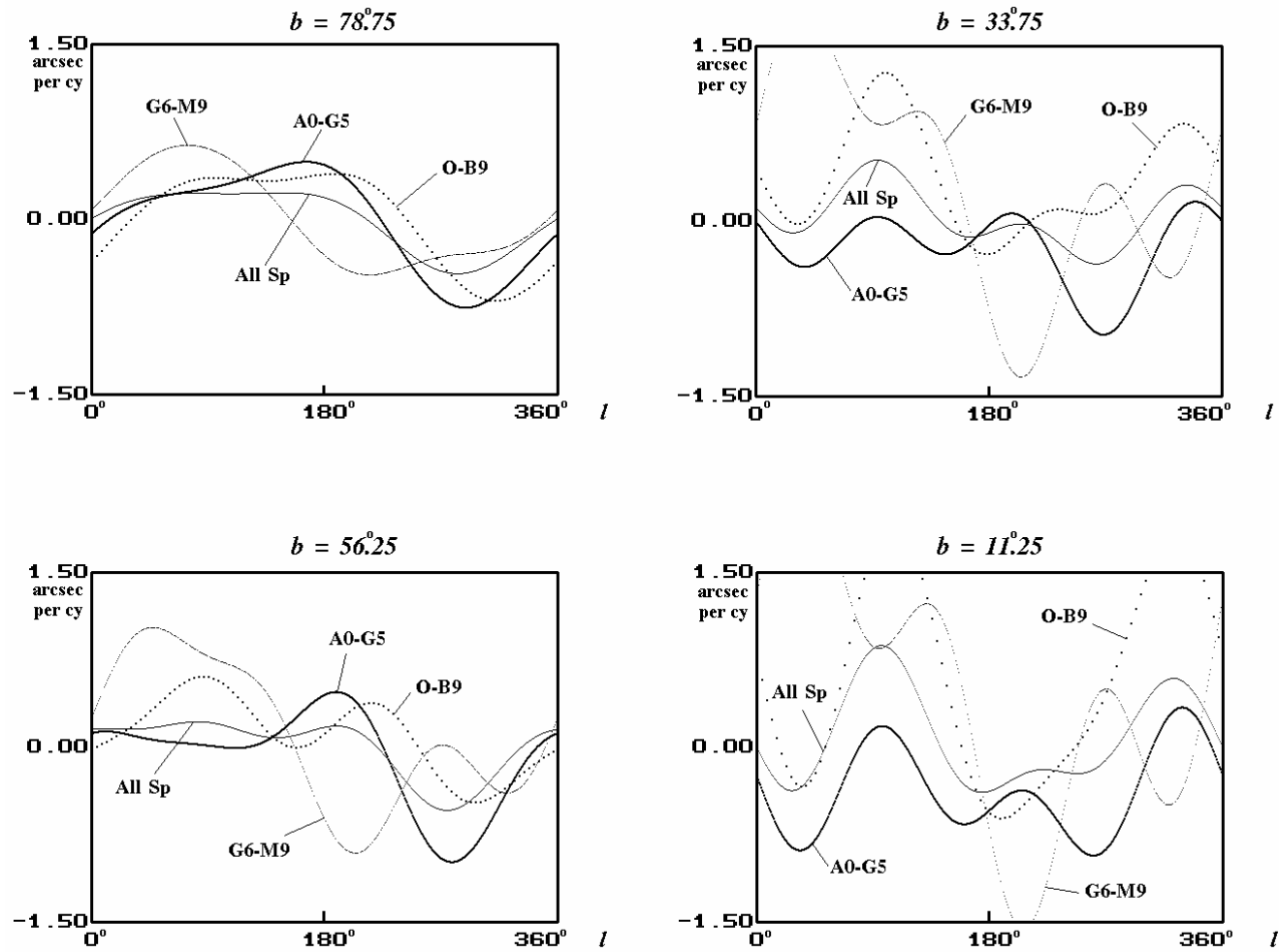


Рис. 5.1.14. Зависимость $\delta\mu_b$ от спектрального класса для выбранных значений широты.

Наилучшая сходимость итераций наблюдалась для звезд средних спектральных классов А0-G5, что объясняется не только их более равномерным распределением звезд по небесной сфере, но и тем, что они, видимо, в основном, и составляют МСЗ. Значения параметров МСЗ, полученные для этой спектральной группы, мы рассматриваем как наиболее вероятные.

Сопоставляя решения по уравнениям для $\delta\mu_l \cos b$ и $\delta\mu_b$, легко заметить некоторое систематическое различие между ними (параметры b_0 и ω_0), что может служить указанием на наличие сторонних кинематических эффектов. Но в целом решения уравнений по широте и долготе показывает хорошее согласие между собой, что может рассматриваться как доказательство в пользу существования вращения Местной системы.

Для более тонкого исследования участия звезд различных спектральных классов во вращении Местной системы мы выполнили решения по отдельным спектральным классам от В до F, которые приведены в таблице 5.1.12.

Таблица 5.1.12. Значения параметров Местной системы звезд, полученные из совместных решений уравнений (3.15) и (3.16) по звездам GC в системе FK5 для отдельных спектральных классов.

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет.

	В	А	F	О-В-А-F
l_0	291 ± 13	283 ± 10	285 ± 10	282 ± 6
b_0	-6.2 ± 3.6	-2.0 ± 3.6	-8.8 ± 5.4	-2.1 ± 2.5
n_0	1.80 ± 0.76	1.40 ± 0.34	0.62 ± 0.19	1.16 ± 0.16
ω_0	1.08 ± 0.98	0.65 ± 0.42	1.27 ± 0.48	0.68 ± 0.32
$\omega'_0 r$	-1.77 ± 1.39	-0.98 ± 0.49	-2.83 ± 0.70	-1.46 ± 0.38
$\omega''_0 r^2$	5.88 ± 3.80	2.79 ± 1.20	2.78 ± 2.40	3.80 ± 1.00

При исследовании самих решений, особенно полученных по отдельным спектральным классам, мы приходим к выводу о том, что гипотезе существования Местной системы не противоречат собственные движения звезд GC ранних и, особенно, средних спектральных классов. Многие исследователи на основании статистических данных указывали на принадлежность Местной системе главным образом молодых звезд ранних спектральных классов О и В. При изучении кинематики этих звезд мы установили, что они участвуют во

вращении, но их малочисленность и сильная асимметрия в распределении по небесной сфере препятствует получению надежных параметров вращения МСЗ по этим звездам. Для звезд поздних спектральных классов G6-M9 значения параметров сильно меняются вплоть до перемены знака у $\omega'_0 r$ и $\omega''_0 r^2$ и почти нулевого значения l_0 . Однако из анализа отдельных параметров можно заметить устойчивость геометрических характеристик l_0 и b_0 – направления на центр вращения МСЗ, в то время как кинематические характеристики ведут себя иначе: ω_0 уменьшается, $\omega'_0 r$ и $\omega''_0 r^2$ плохо определяются. Эти факты говорят об ослаблении вращения для звезд поздних спектральных классов или о заметном влиянии звезд с другими кинематическими характеристиками.

Вышеописанное хорошо иллюстрируется графиками функций галактической долготы $\delta\mu_l \cos b$ и $\delta\mu_b$ для отдельных значений широты, вычисленных по параметрам совместных решений, отвечающих звездам различных спектральных классов (Рис. 5.1.13-5.1.14). Из этих графиков видно, что кривые для классов O-B9 и A0-G5 похожи друг на друга, несмотря на значительные среднеквадратичные ошибки параметров МСЗ для звезд ранних спектральных классов. Характер кривой для звезд G6-M9 коренным образом отличается от предыдущих. Кривая для звезд всех спектральных классов проходит близко к кривым для средних и ранних классов, так как более половины использованных нами звезд GC – 16 545 – принадлежат этой группе (4142 звезд – ранним классам, а поздним – 10 501).

Необходимо также, напомнить, что полученные значения параметров основаны на гипотезе участия Солнца во вращении МСЗ, а спектральный класс Солнца существенно отличен от раннего. Несмотря на это обстоятельство, значения параметров МСЗ, определенные по ранним спектральным классам, хорошо согласуются со значениями, вычисленными по звездам средних спектральных классов, т. е. эти звезды тоже участвуют во вращении МСЗ.

Как видно из знака угловой скорости, полученное нами направление вращения МСЗ является обратным по отношению к направлению вращения Галактики. В работах Р.Б.Шацовой другой знак угловой скорости вращения МСЗ, что, как мы уже обсуждали в главе IV, объясняется неустойчивостью применяемого в ее работах методе.

Подводя итог исследованию МСЗ на материале каталога GC, мы можем заключить:

1. собственные движения звезд средних и, возможно, ранних спектральных классов не противоречат предположению о вращении МСЗ;
2. систематические ошибки каталогов лишь незначительно влияют на определение параметров МСЗ;
3. наиболее вероятными значениями параметров МСЗ являются значения совместного решения для звезд спектральных классов А0-G5 в фундаментальной системе FK5, которые выглядят следующим образом:

координаты центра вращения – $l_0 = 278^\circ \pm 2^\circ,$
 $b_0 = -7^\circ \pm 3^\circ;$

относительное расстояние до центра вращения – $n_0 = 0.94 \pm 0.14;$

если предположить среднее расстояние звезд GC
 равным 200 пк, это дает – $r_0 = 190 \pm 28$ пк;

угловая скорость и ее производные – $\omega_0 = 1.05 \pm 0.35$ "/cy,
 $\omega'_0 r = -2.20 \pm 0.44$ "/cy,
 $\omega''_0 r^2 = 3.75 \pm 1.22$ "/cy;

при фиксированных
 координатах полюса вращения – $L_0 = 343^\circ,$
 $P_0 = 17^\circ.$

5.2 Каталог PPM

Статистика

Окончательная версия каталога PPM стала доступна научной общественности с 1993 г. (Бастиан, 1993). Структура PPM очень неоднородна, так как он представляет собой компиляцию многих наземных каталогов. Как известно, это один из массовых каталогов, полученный по результатам наземных наблюдений, содержащий относительные положения и собственные движения более 300 тыс. звезд до 14-15^m северного и южного неба, определенных в системе фундаментального каталога FK5. Богатство звездного состава позволяет делать достаточно узкие выборки звезд, что помогает изучать кинематику различных групп звезд. Для более ясного представления о каталоге PPM приведем несколько статистических данных.

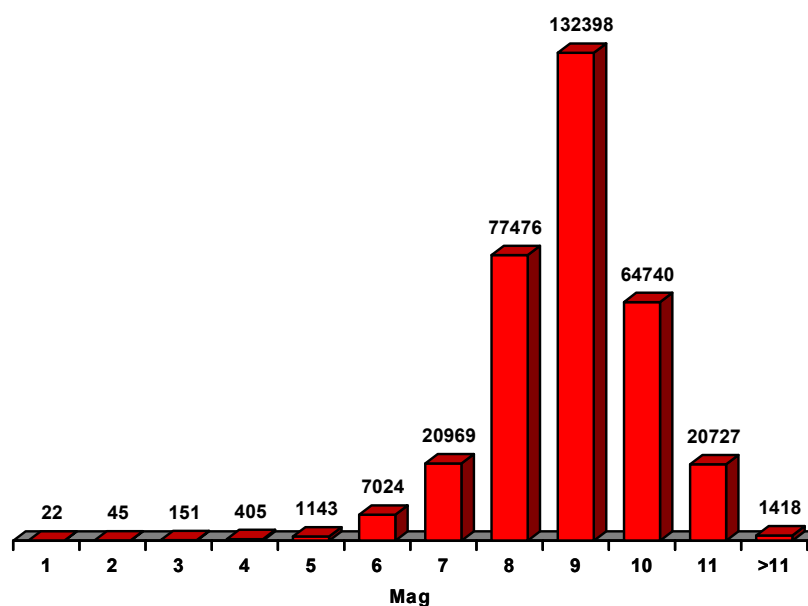


Рис. 5.2.1. Распределение звезд PPM по звездной величине.

Из рис 5.2.1 видно, что до 9 звездной величины каталог PPM, по-видимому, полностью представляет звездное население, а для более слабых звезд имеются лишь частичные сведения. Следует отметить, что PPM не содержит самых ярких звезд южного полушария.

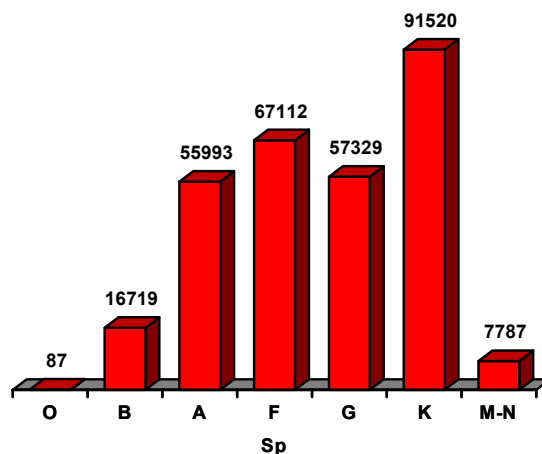


Рис. 5.2.2. Распределение звезд PPM по спектральным классам.

Из рисунка 5.2.2 мы видим, что большинство звезд – как и в GC – принадлежат классу K, однако PPM дает сведения о достаточно большом числе звезд ранних спектральных классов, что позволяет проводить отдельные исследования по этой группе звезд.

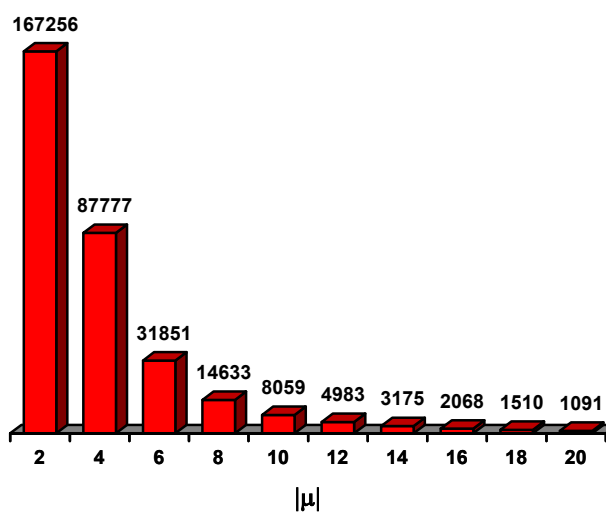


Рис. 5.2.3. Распределение звезд PPM по модулю собственного движения ($''/100$ лет).

Большинство звезд PPM – “медленные” (рис. 5.2.3), лишь очень незначительная часть звезд имеет большие пекулярные собственные движения. Как правило, при решении звездно-астрономических задач звезды с большими значениями модуля собственных движений отбрасывают, полагая, что они, во-

первых, близкие, а во-вторых, имеют аномальную кинематику. При проведении звездно-кинематического анализа, одна такая звезда может существенно исказить результаты исследования поведения десятков звезд.

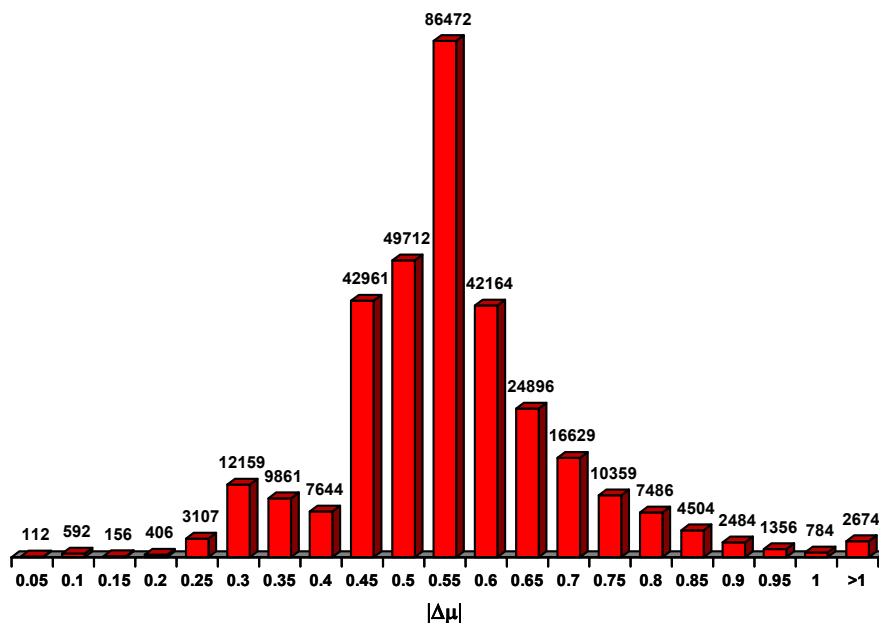


Рис. 5.2.4. Распределение звезд PPM по ошибке модуля собственного движения ($''/100$ лет).

Средняя ошибка собственных движений звезд каталога PPM составляет $0.55''/100$ лет. Сравнивая это значение со средним значением модуля собственных движений, приходим к не очень благоприятному для нас выводу о том, что относительная точность в определении собственных движений составляет 25%.

Следующая группа рисунков наглядно представляет распределение звезд различных спектральных классов по небесной сфере.

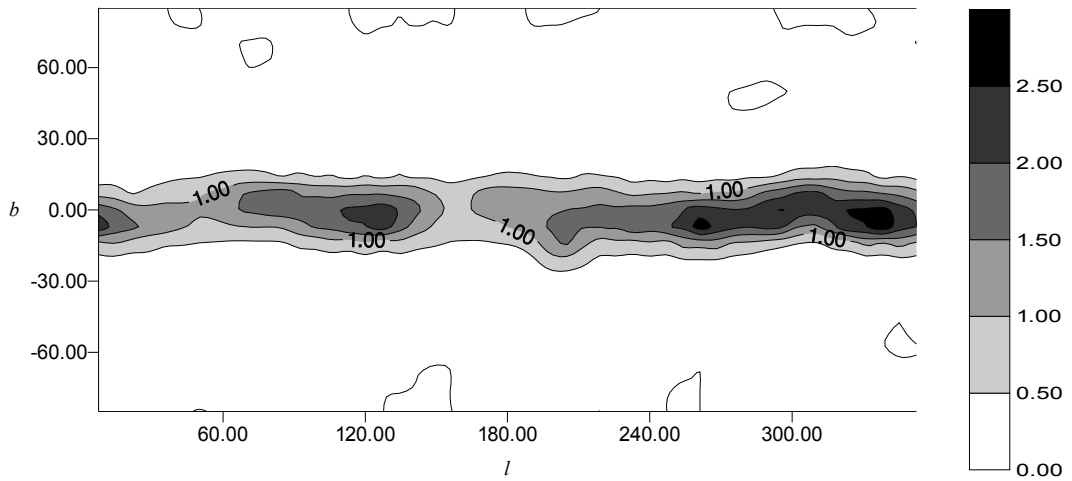


Рис. 5.2.5. Число звезд спектральных классов O-B каталога PPM на 1 кв. градус небесной сферы (галактическая система координат).

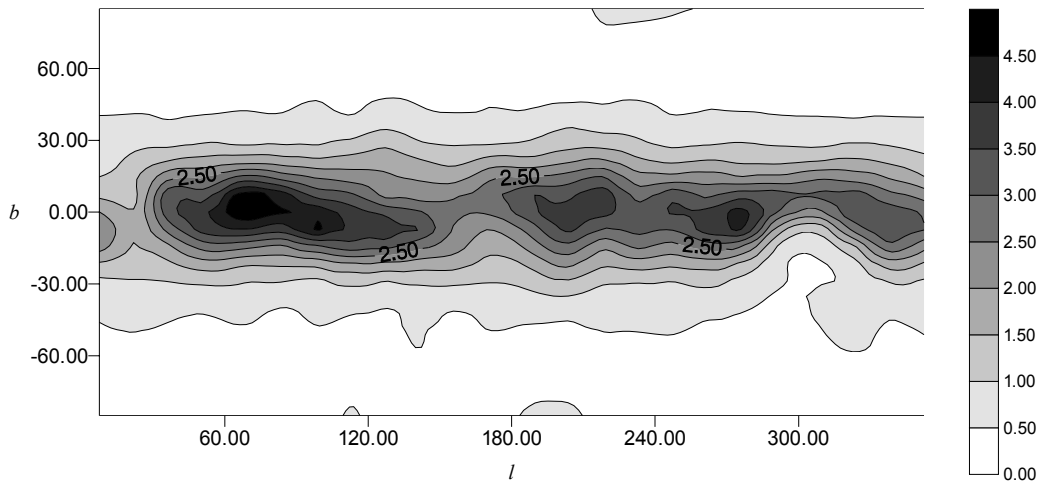


Рис. 5.2.6. Число звезд спектральных классов A каталога PPM на 1 кв. градус небесной сферы (галактическая система координат).

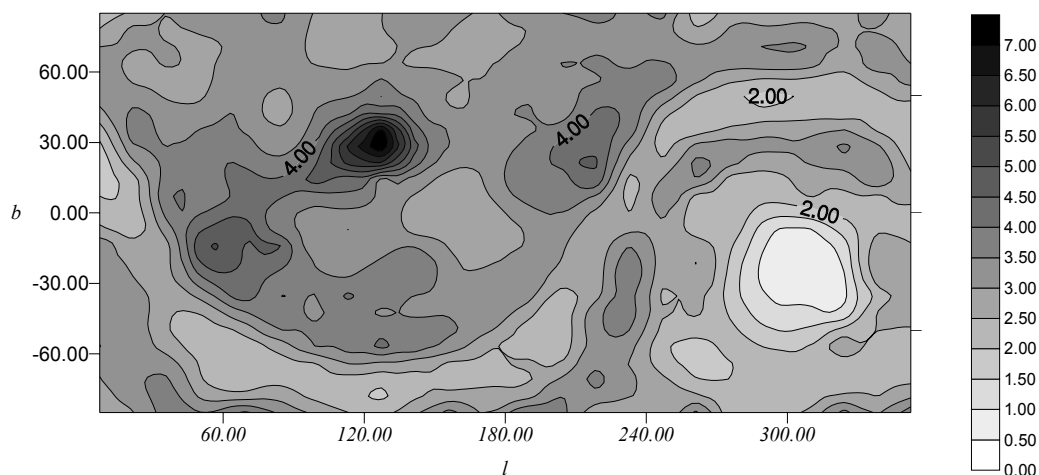


Рис. 5.2.7. Число звезд спектральных классов F-G каталога PPM на 1 кв. градус небесной сферы (галактическая система координат).

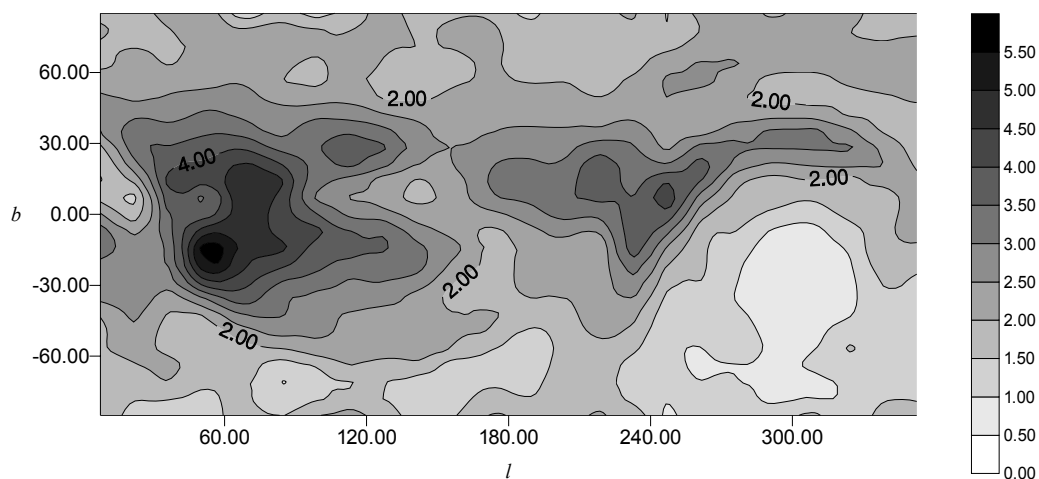


Рис. 5.2.8. Число звезд спектральных классов K-M-N каталога PPM на 1 кв. градус небесной сферы (галактическая система координат).

Эти рисунки подтверждают тот факт, что звезды ранних спектральных классов распределены преимущественно в галактической плоскости, в то время как звезды поздних спектральных классов заполняют небесную сферу более равномерно. На рисунках 5.2.7-5.2.8 прослеживаются синусоидальные волны концентрации вдоль параллелей экваториальной системы координат и кольцевые структуры. Следует сказать, что эти особенности не отражают никакой физической закономерности, а являются следствием зонной природы каталогов АГК, на базе которых был сформирован PPM. В силу чисто наблюдательных селекций число звезд в 15-ти градусных зонах по

склонению разное. При переходе в галактическую систему координат они дают интересные внешние эффекты. Следует отметить, что расположение ОВ-звезд в узкой широтной зоне может создавать плохую обусловленность систем уравнений при исследованиях кинематики этих звезд.

Изучение МСЗ по звездам PPM

В таблице 5.2 приведены решения уравнения $\delta\mu_l \cos b$ для звезд PPM, более слабых чем 6^m , и имеющих модуль собственного движения, не превосходящий $6''/100$ лет с ошибкой не более $0.6''/100$ лет.

Таблица 5.2 Значения параметров Местной системы звезд, полученные по каталогу PPM

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – $''/100$ лет.

	A	F	G	K
l_0	231 ± 7	264 ± 14	245 ± 9	241 ± 7
b_0	-5 ± 1	-20 ± 17	-4 ± 2	-3 ± 1
n_0	-0.06 ± 0.13	0.30 ± 0.14	0.20 ± 0.15	0.06 ± 0.10
ω_0	0.10 ± 0.37	0.73 ± 0.22	-0.22 ± 0.22	0.41 ± 0.19
$\omega'_0 r$	0.01 ± 0.03	-0.23 ± 0.17	0.03 ± 0.08	-0.03 ± 0.03
$\omega''_0 r^2$	7.48 ± 1.72	1.16 ± 0.78	6.48 ± 1.83	7.12 ± 1.42

Подробное знакомство с этой таблицей показывает, что вращение МСЗ обнаруживается для звезд спектральных классов F, причем определяемые параметры имеют «загрязненный» вид по сравнению с теми же, полученными по звездам GC. Кроме того, мы видим большие среднеквадратичные ошибки, к которым можно добавить чрезвычайно медленную сходимость итераций из-за плохого удовлетворения условия (4.21). Связано это, по-видимому, с «разбавлением» близких звезд далекими гигантами указанных спектральных классов. Для звезд более ранних и поздних классов значения параметров начинают терять физический смысл (n_c должно быть >0). Это можно объяснить тем, что звезды класса A – яркие и, следовательно, наблюдаются на

значительном расстоянии, а среди звезд класса К большую часть составляют не близкие звезды, а красные гиганты.

В целом, оказалось, что каталог PPM плохо подходит для решения задачи о вращении МСЗ, поскольку он содержит много слабых звезд, которые могут быть далеки и не принадлежать МСЗ. Выделить подмножество, в котором процент звезд, принадлежащих Местной системе, большой – непростая задача, так как PPM не имеет данных о параллаксах звезд или классах светимости. Тем не менее, использование этого каталога для изучения МСЗ показало нам, что Местная система звезд – это локальное образование в окрестностях Солнца. Достаточно точно очертить ее границы удалось только с помощью данных каталога Hipparcos (глава VI).

5.3 Каталог HIC (Hipparcos Input Catalogue)

Статистика

Hipparcos Input Catalogue (HIC) (Турон и др., 1993) – входной каталог миссии Hipparcos – сводный каталог положений и собственных движений 114 257 звезд со структурой, похожей на PPM, но, в отличие от него, каталог HIC не содержит слабых звезд. Структура каталога и статистика звезд совпадают, естественно, со структурой и статистикой собственно каталога Hipparcos, который будет рассмотрен в следующей главе. Единственные их различия – это точность собственных движений и отсутствие параллаксов у большинства звезд, поэтому из статистических данных мы приведем именно точность собственных движений входного каталога.

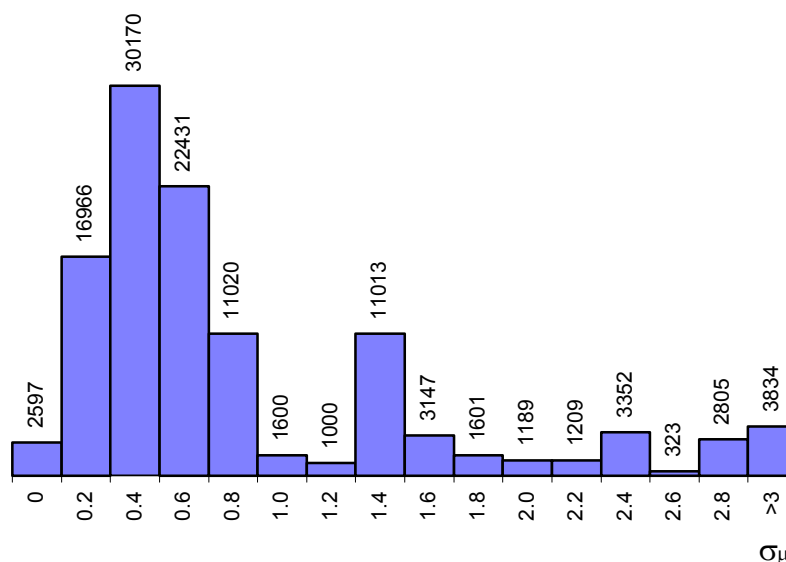


Рис. 5.3.1. Распределение звезд HIC по модулю ошибки собственного движения в $''/100$ лет.

На рис. 5.3.1 мы видим типичную для наземных каталогов точность определения собственных движений – около $0.5''/100$ лет. Выброс около $1.5''/100$ лет принадлежит слабым звездам ($11-12^m$), включенным в HIC для последующей привязки каталога Hipparcos к системе квазаров. Эти слабые звезды не имеют длительной истории наблюдений, поэтому они и обладают такой большой ошибкой собственных движений. Относительная точность определения собственных движений почти у половины звезд лучше, чем 20% (Рис. 5.3.2).

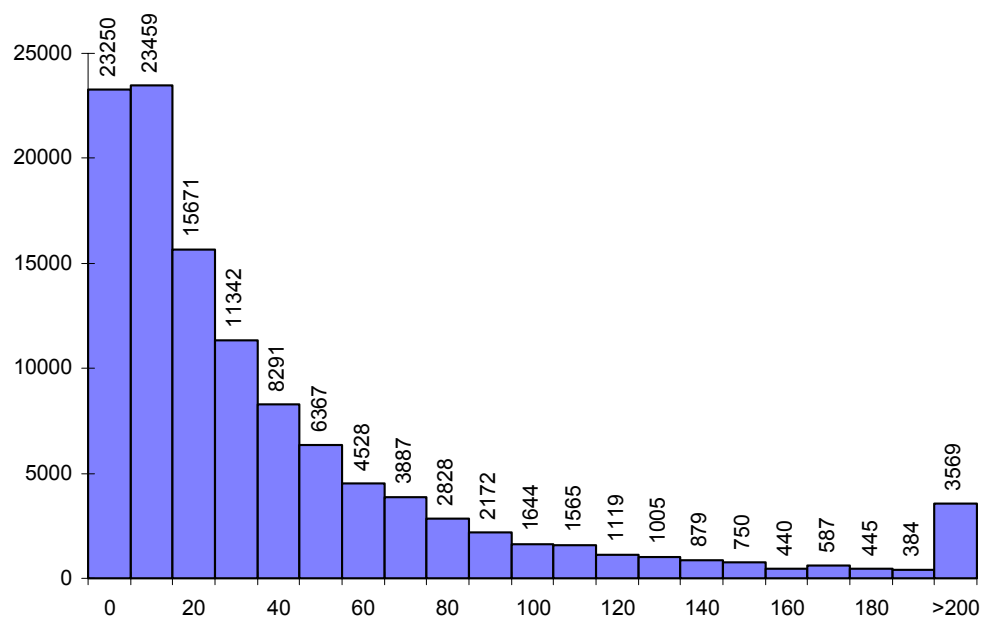


Рис. 5.3.2. *Распределение звезд НИС по относительной ошибке собственных движений (%).*

Изучение МСЗ по звездам НИС

Входной каталог Hipparcos оказался значительно благоприятней для определения параметров вращения МСЗ, нежели каталог PPM.

Сразу отметим, что совместные решения удалось получить как для всех звезд сразу, так и для звезд отдельных спектральных классов (таблица 5.3.1). Также почти для всех групп, за исключением звезд спектральных классов А и F, были определены решения из уравнения 3.15 (табл. 5.3.2). В одном случае – для звезд спектрального класса К – процесс итераций сошелся и для уравнения 3.16. Решение этого уравнения является непростой задачей, поскольку в суммы собственных движений «Север+Юг» проникает компонента Солнечного движения Z_{\odot} , которую необходимо удалять из данных перед решением. Значение компоненты Z_{\odot} зависит от расстояния до звезд. Для наземных каталогов, когда мы не знаем точного расстояния, определяется некоторое среднее Z_{\odot} для спектральной группы. Использование этого расстояния вносит систематическую ошибку и нарушает сходимость последовательных приближений.

Таблица 5.3.1. Значения параметров Местной системы звезд, полученные по данным НИС совместно из обоих уравнений (3.15), (3.16), а также компонента Солнечного движения Z_{\odot} , использованная для их решения.

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет.

	Все Sp	O-B	A	F
l_0	277 ± 7	303 ± 39	297 ± 24	282 ± 4
b_0	-1 ± 1	-26 ± 36	-12 ± 16	-5 ± 2
n_0	2.68 ± 3.09	0.76 ± 0.53	0.38 ± 0.51	0.91 ± 0.24
ω_0	0.20 ± 0.25	-0.79 ± 0.72	0.72 ± 0.45	1.93 ± 0.51
$\omega'_0 r$	-0.92 ± 0.35	0.57 ± 0.66	-0.53 ± 0.66	-2.75 ± 0.64
$\omega''_0 r^2$	5.45 ± 2.55	0.13 ± 0.66	0.10 ± 1.88	8.61 ± 3.29
Z_{\odot}	0.59	0.41	0.68	0.81

продолжение табл. 5.3.1

	G	K	M
l_0	281 ± 824	285 ± 10	279 ± 5
b_0	-18 ± 27	-8 ± 8	-7 ± 4
n_0	0.70 ± 0.35	1.86 ± 1.54	1.07 ± 0.42
ω_0	1.14 ± 0.52	0.30 ± 0.31	2.06 ± 0.66
$\omega'_0 r$	-0.80 ± 0.87	-0.48 ± 0.41	-2.03 ± 0.78
$\omega''_0 r^2$	0.60 ± 1.51	1.46 ± 1.50	2.88 ± 2.32
Z_{\odot}	0.62	0.46	0.41

Таблица 5.3.2. Значения параметров Местной системы звезд, по данным НИС из уравнения (3.15).

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет.

	Все Sp	O-B	F	G	K
l_0	295 ± 13	271 ± 10	302 ± 8	281 ± 39	286 ± 27
b_0	-4 ± 5	-0 ± 1	-2 ± 1	-20 ± 32	-25 ± 68
n_0	1.73 ± 1.62	1.29 ± 0.19	1.54 ± 0.90	0.86 ± 0.55	1.33 ± 0.61
ω_0	0.37 ± 0.32	0.88 ± 1.11	1.52 ± 0.63	1.24 ± 0.68	0.47 ± 0.47
$\omega'_0 r$	-1.07 ± 0.44	-2.08 ± 1.07	-3.50 ± 0.98	-1.02 ± 1.31	-0.52 ± 0.69
$\omega''_0 r^2$	3.27 ± 2.29	18.7 ± 6.4	15.8 ± 4.2	0.96 ± 2.16	0.97 ± 0.77

Рассмотрим подробнее полученные данные. Прежде всего мы должны отметить тот факт, что правдоподобные результаты наблюдаются почти для всех групп звезд, причем имеется хорошее согласие между совместным и отдельным решением.

Мы видим, что лишь для звезд спектральных классов O-B угловая скорость вращения и ее первая производная имеют обратные знаки по отношению к обычным значениям, кроме этого, оценки параметров имеют значительные погрешности. Надо сказать, что звезды ранних спектральных классов в Hipparcos Input Catalogue и, естественно, в самом каталоге Hipparcos распределены по небесной сфере очень неоднородно и сосредоточены вблизи галактического экватора (Рис. 6.14 в следующей главе). Это обстоятельство сильно ухудшает обусловленность системы и приводит к большим среднеквадратичным ошибкам определяемых неизвестных. Для звезд спектрального класса A переменные приобретают свои традиционные значения, однако ошибки геометрических характеристик все-таки велики. У F-звезд ошибки определения геометрических параметров заметно уменьшаются. Минимальные ошибки кинематических параметров вращения МСЗ наблюдаются у звезд спектров K.

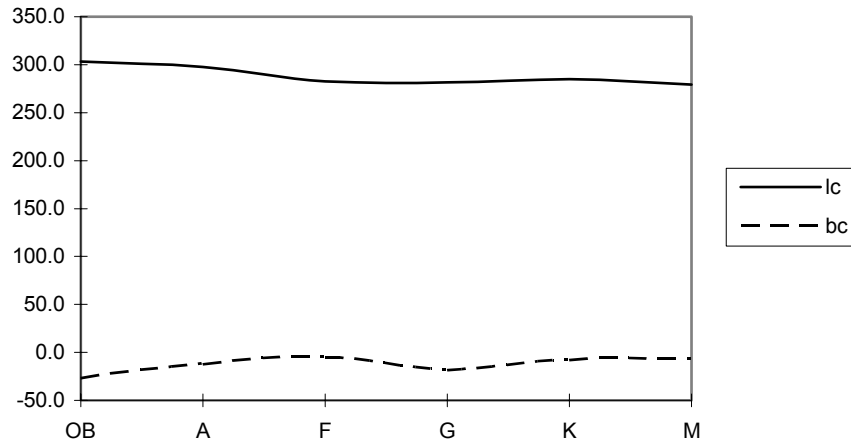


Рис. 5.3.3. Зависимость l_0 и b_0 , полученных по каталогу НИС от спектрального класса (в градусах).

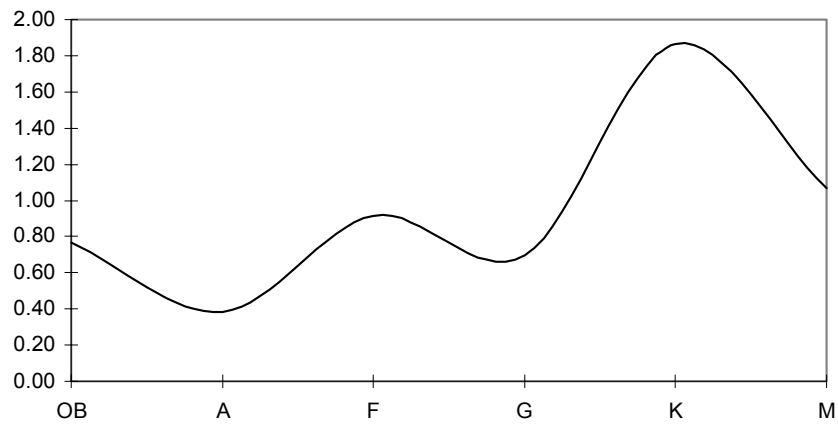


Рис. 5.3.4. Зависимость n_0 , полученного по каталогу НИС от спектрального класса (безразм.).

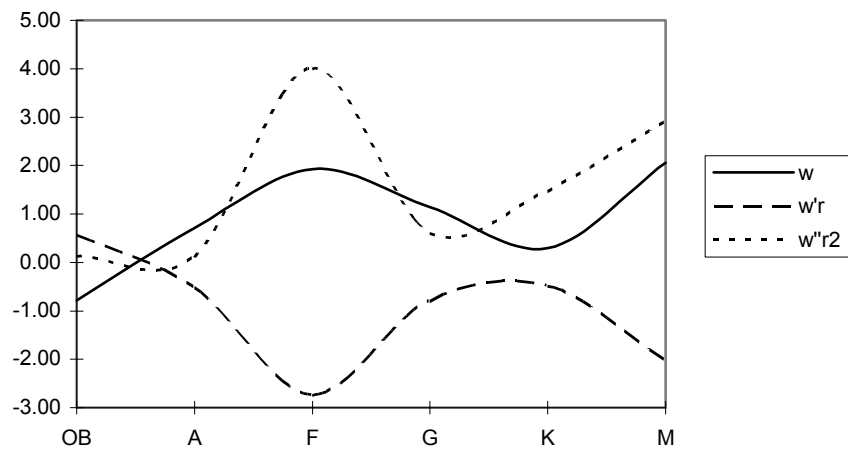


Рис. 5.3.5. Зависимость ω_0 , $\omega'_0 r$, $\omega''_0 r^2$, полученных по каталогу НИС от спектрального класса (в $''/100$ лет).

Мы можем проследить изменение параметров МСЗ в зависимости от спектральных классов звезд на рис. 5.3.3–5.3.5, из которых видна стабильность таких характеристик, как направление на центр вращения l_0 , b_0 . Параметр n_0 изменяется в довольно широких пределах. Большая величина этого параметра для звезд класса К свидетельствует, скорее всего, о близости этой группы (вспомним, что n_0 – относительное расстояние до центра вращения в единицах среднего расстояния выборки звезд). Ярче всего кинематические эффекты проявляются для звезд класса F и, отчасти, M.

Тем не менее, как и в случае с РРМ, окончательно судить о принадлежности тех или иных звезд к Местной системе можно будет лишь при использовании расстояний до них.

Глава VI. Исследование местной системы звезд по данным каталога *Hipparcos*

Введение

Каталог *Hipparcos* (Перриман и др., 1997) является одним из наиболее точных массовых каталогов положений, собственных движений и параллаксов звезд.

В 1989 году Европейское Космическое Агентство (ESA) осуществило запуск космического аппарата HIPPARCOS (HIGH Precision PARallax COLlecting Satellite – «спутник для сбора высокоточных параллаксов») с целью получения положений, собственных движений и параллаксов звезд на миллисекундном уровне точности.

На космическом аппарате был установлен рефлектор с диаметром объектива 290 мм и фокусным расстоянием 1400 мм. Перед объективом расположены два плоских зеркала, наклоненных друг к другу под углом $\gamma/2 = 29^\circ$. Стабильность этого угла имела первостепенное значение для точности наблюдений. Поле зрения инструмента составляло около 1 кв. градуса.

Космический аппарат проработал на орбите 37 месяцев, в течение которых он с высокой точностью измерял дуги между звездами, отстоящими друг от друга примерно на 58° . Для обзора всего неба аппарат вращался вокруг своей оси с периодом $2^h 05^m$, а ось вращения имела прецессионное движение с периодом 57 суток и амплитудой 43° . В качестве приемника излучения использовался фотоумножитель с решеткой, точное измерение времени прохождения звезд через щели решетки позволяло определить угловое расстояние между звездами.

Обработка этого материала привела к созданию двух каталогов: *Hipparcos*, содержащего информацию о 118 218 звезд с точностью положений и параллаксов на уровне 1 mas и каталога *Tycho*, содержащего уже свыше 1 млн. звезд, с точностью измерения тех же параметров до 25 mas.

В следующей таблице приведены сравнительные характеристики этих каталогов.

Таблица 6.1. Сравнительные характеристики космических каталогов *Hipparcos* и *Tycho*.

Каталог	HIPPARCOS	TYCHO
Система каталога	ICRS	ICRS
Средняя эпоха набл.	1991.25	1991.25
Число звезд	118 218	1 058 332
Предельная зв. величина	12.4 ^m	11.5 ^m
Полнота	7.3 ^m - 9 ^m	10.5 ^m
Средние точности:		
положений	< 1 mas	7 - 25 mas
собств. движений	< 1 mas/yr	
параллаксов	≈ 1 mas	
Средняя точность фотометрии	≈ 0.002 mag	0.06-0.10 mag

Особо следует обсудить понятие «система каталога». До создания каталога Hipparcos все массовые звездные каталоги привязывались к какой-либо фундаментальной системе, например, FK5. Сама фундаментальная система реализовывалась в виде небольшого абсолютного звездного каталога. В качестве нуль-пункта использовалась точка весеннего равноденствия Υ , положение которой определялось наблюдениями Солнца, больших планет и астероидов.

С развитием радиоастрометрии стало возможно реализовать геометрический метод построения инерциальной системы отсчета на «неподвижных» объектах, используя очень далекие радиоисточники – квазары – в предположении, что даже при больших поперечных скоростях их удаленность приводит к очень малым (ниже современного уровня точности) угловым перемещениям. И все-таки использование квазаров в качестве реперов имеет два неудобства: *во-первых*, положение квазаров определяется с высокой точностью (0.1 – 0.01 mas) лишь радиодиапазоне, но оптическое изображение квазаров слабо (самые яркие имеют величину 16–18^m, только квазар 3C 273 – 12^m), вследствие этого возникают сложности с привязкой оптической системы отсчета к радио системе; *во-вторых*, оптическая и, в особенности, радиоструктура даже “лучших” квазаров испытывает изменения на уровне 10-100 mas, что в астрометрическом смысле эквивалентно собственным движениям. Такие квазары «губят» саму идею построения

инерциальной системы отсчета на «неподвижных точках», однако некоторые квазары обладают высокой стабильностью как радио, так и оптического изображения. В 1990-х годах активно велись наблюдения удаленных радиоисточников, и с 1 января 1998 года Международным Астрономическим Союзом было рекомендовано использование нового стандарта инерциальной системы отсчета: International Celestial Reference Frame (ICRF). Базовый каталог квазаров, реализующий эту систему, содержит всего 610 источников, положения которых известны с точностью 0.5 mas, а собственные движения по определению равны нулю. Нуль-пункт системы ICRF совпадает с ориентацией FK5 на эпоху J2000.0 и далее корректироваться не будет. Именно в этой системе даны координаты и собственные движения звезд каталогов *Hipparcos* и *Tycho*.

Кроме позиционных наблюдений, для звезд *Hipparcos* была выполнена точная фотометрия и колориметрия ($B - V$, $V - I$), получены кривые блеска переменных звезд.

Расстояния

Самым замечательным достижением *Hipparcos* является массовое измерение параллаксов звезд и однородность этих измерений. Точность 1 mas в измерении параллаксов соответственно позволяет определять с погрешностью 100% расстояния до звезд, удаленных от нас на 1 кпк. Для сравнения скажем, что наземные наблюдения дают 100% неопределенность уже на расстоянии менее 100 пк. Это означает, что практически *Hipparcos* в 10 раз расширил границы, внутри которых расстояние до объектов измеряется прямыми методами, а число этих объектов возросло в 1000 раз.

Следующий рисунок отображает распределение звезд каталога *Hipparcos* по расстояниям.

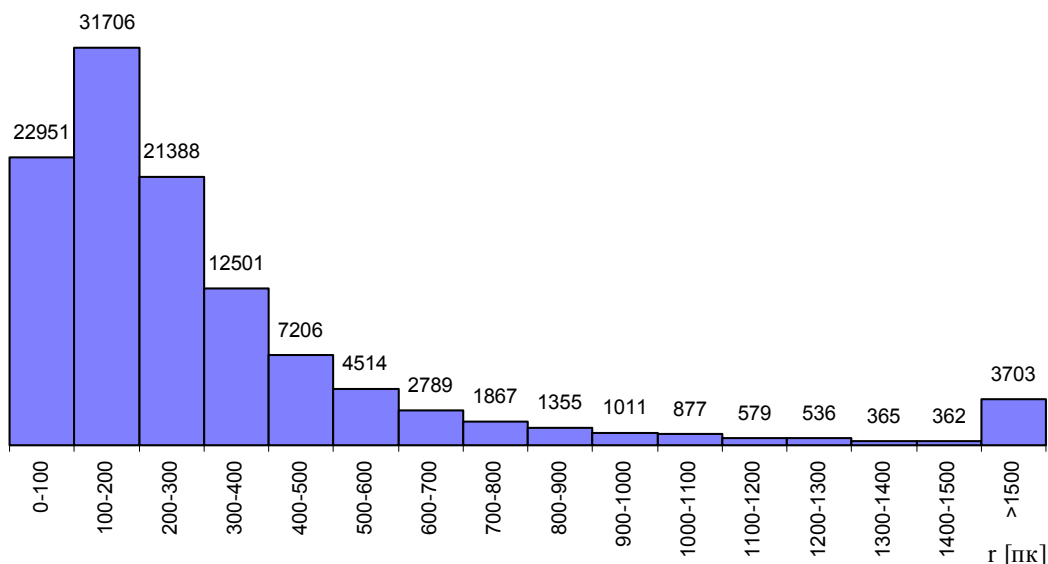


Рис. 6.1. Распределение звезд каталога *Hipparcos* по расстояниям.

Как мы видим, каталог охватывает далеко не все звезды даже в радиусе 200 пк, поскольку в этом случае звезд в диапазоне 100 - 200 пк было бы в 7 раз больше, чем в диапазоне 0 - 100 пк.

Какова же относительная точность параллаксов звезд? Следующие три рисунка показывают распределение абсолютной и относительной точности определения параллаксов.

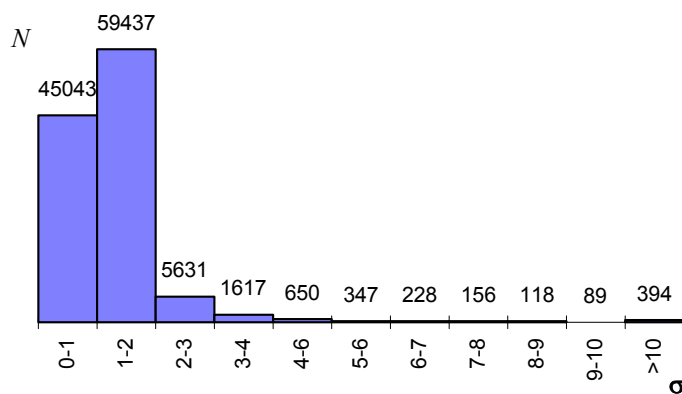


Рис. 6.2. Абсолютная точность определения параллаксов звезд (mas).

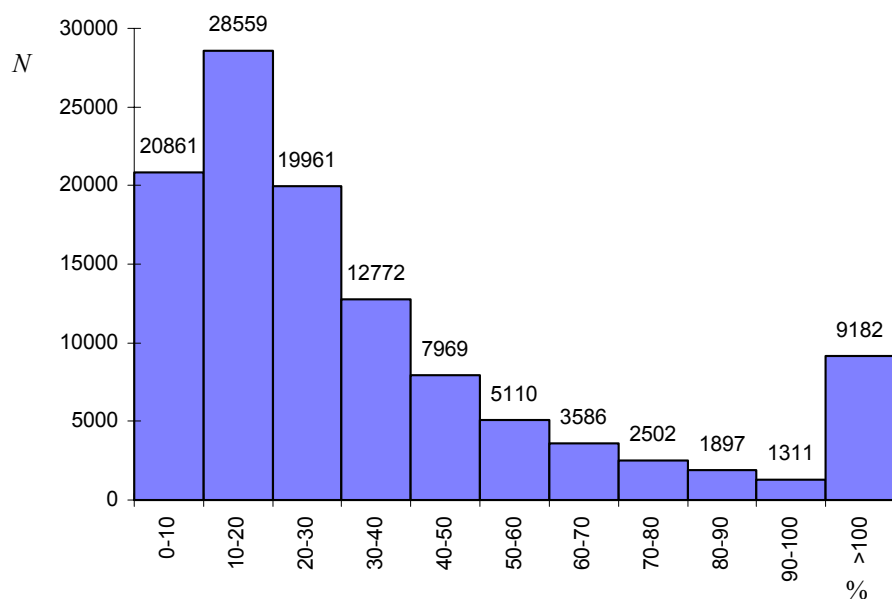


Рис. 6.3. Относительная точность определения параллаксов звезд.

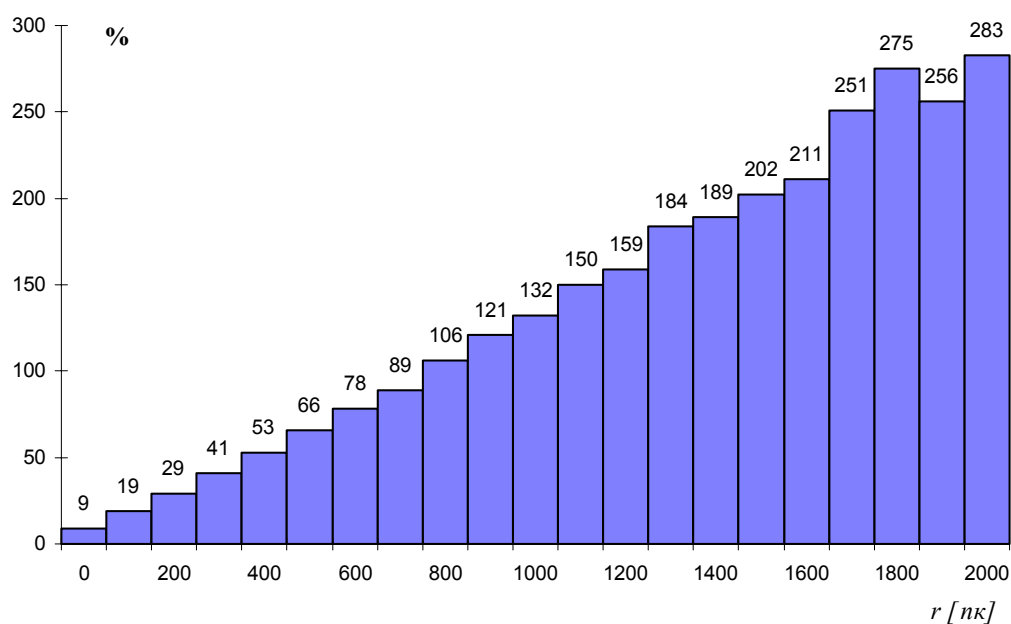


Рис. 6.4. Зависимость относительной точности определения параллаксов звезд от расстояния.

Из рисунка 6.2 видно, что почти половина звезд каталога Hipparcos имеет погрешность определения параллакса менее 1 mas и практически все остальные звезды имеют ошибку менее 2-3 mas, половина всех звезд имеет относительную ошибку менее 20% (Рис. 6.3). Однако, если мы рассмотрим зависимость

относительной ошибки определения параллакса от расстояния до звезды (Рис. 6.4), то обнаружим не очень приятный для нас факт: относительная ошибка определения параллакса линейно растет от расстояния до звезды – ошибка 50% достигается на расстоянии 400 пк, а 100% – на 800 пк. Это означает, что хотя аппарат *Hipparcos* и повысил точность определения расстояний звезд на порядок, тем не менее параллаксами далеких звезд следует пользоваться с осторожностью.

Звездные величины

Рассмотрим теперь звездный состав каталога *Hipparcos* с точки зрения их видимого блеска и истинной яркости. Рис 6.5 показывает распределение звезд по видимой звездной величине, из которого следует, что каталог, по-видимому, полон до 7-8^m. В случае каталога *Hipparcos* мы имеем уникальную возможность сразу вычислить истинную светимость звезды, используя индивидуальное расстояние до нее. Следующий рисунок (6.6) демонстрирует распределение звезд по абсолютной звездной величине M_v . При построении этой диаграммы мы брали звезды с относительной ошибкой σ_π/π , не превосходящей 100%. Можно видеть, что основная часть звезд – это яркие звезды от -1^m до $+3^m$. Звезды солнечной светимости и слабее занимают менее 10% звездного состава.

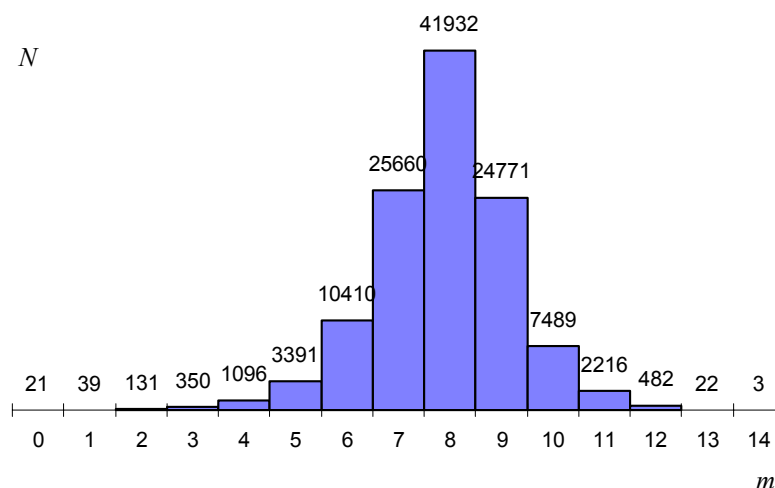


Рис. 6.5. Распределение звезд каталога *Hipparcos* по видимым звездным величинам.

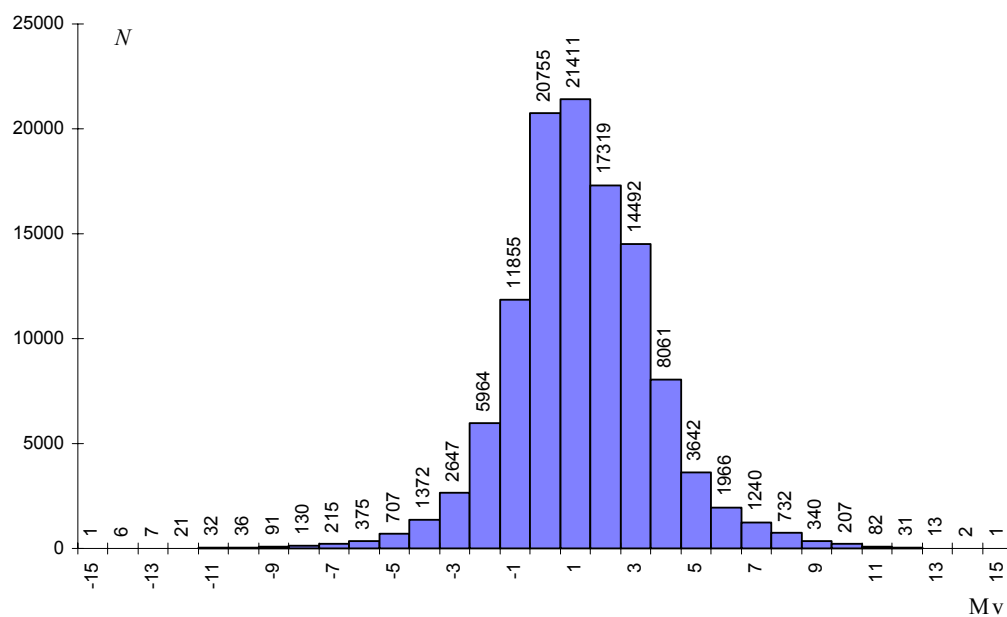


Рис. 6.6. Распределение звезд каталога Hipparcos по абсолютным звездным величинам.

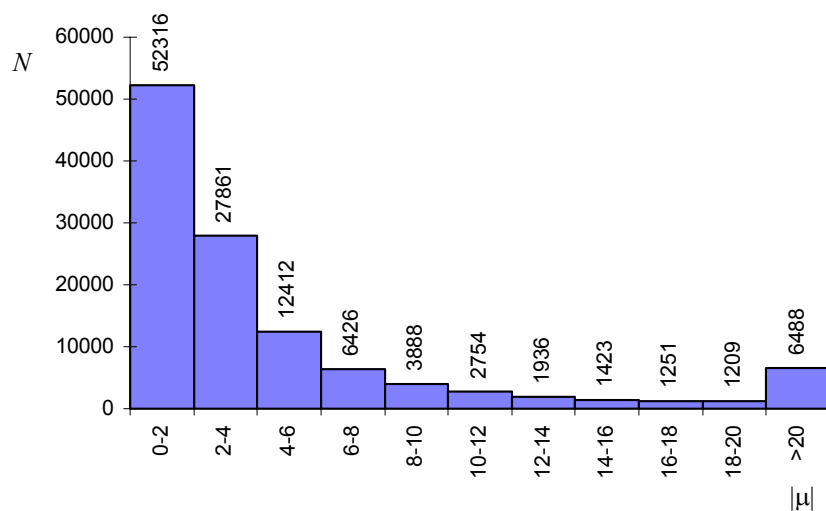


Рис. 6.7. Распределение звезд каталога Hipparcos по модулю собственного движения ("/100 лет).

Собственные движения

Следующая серия диаграмм дает нам представление о характере и точности собственных движений звезд каталога *Hipparcos*. В основном, звезды *Hipparcos* «медленные». Половина звезд имеет полное собственное движение $|\mu| = \sqrt{\mu \cos \delta^2 + \mu' ^2}$ менее 2 угловых секунд в столетие. Более 100 тыс. звезд имеет модуль собственного движения менее 10 "/100 лет.

Что касается ошибок собственных движений, то основная масса звезд имеет модуль ошибки $\sigma_\mu = \sqrt{\sigma_{\mu \cos \delta}^2 + \sigma_{\mu'}^2}$, заключенный в пределах 0.1 – 0.15 "/100 лет, что в целом в 10 раз точнее наземных наблюдений.

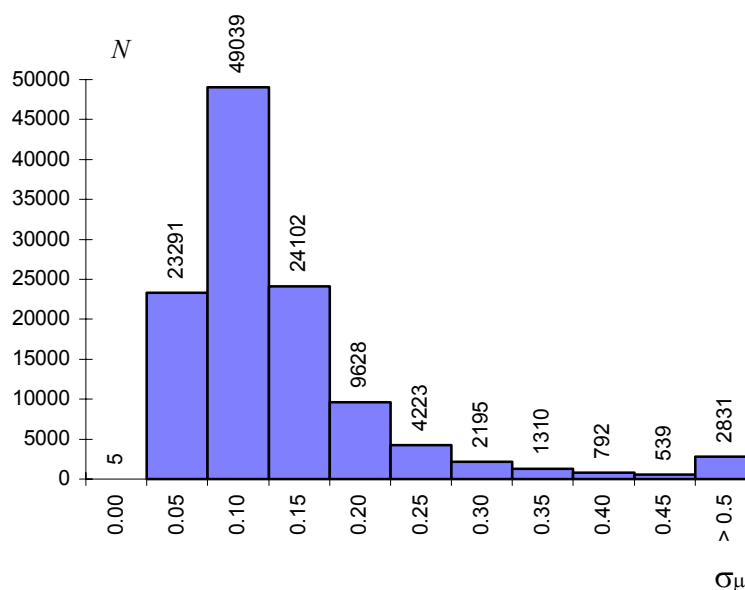


Рис. 6.8. Распределение звезд каталога *Hipparcos* по ошибке модуля собственного движения (" / 100 лет).

Переходя к распределению относительных ошибок собственных движений звезд, мы видим, что здесь дело обстоит лучше, чем с параллаксами. Почти три четверти звезд имеют относительную погрешность определения собственного движения менее 10% .

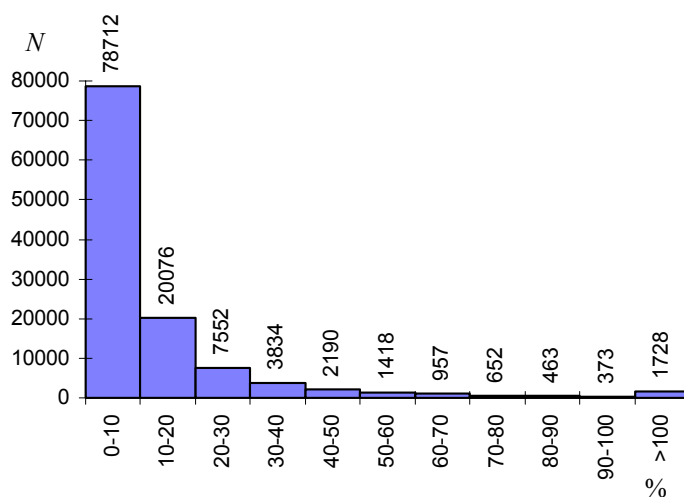


Рис. 6.9. Распределение звезд каталога Hipparcos по относительной ошибке собственного движения.

Диаграмма Герцшпрунга-Рессела

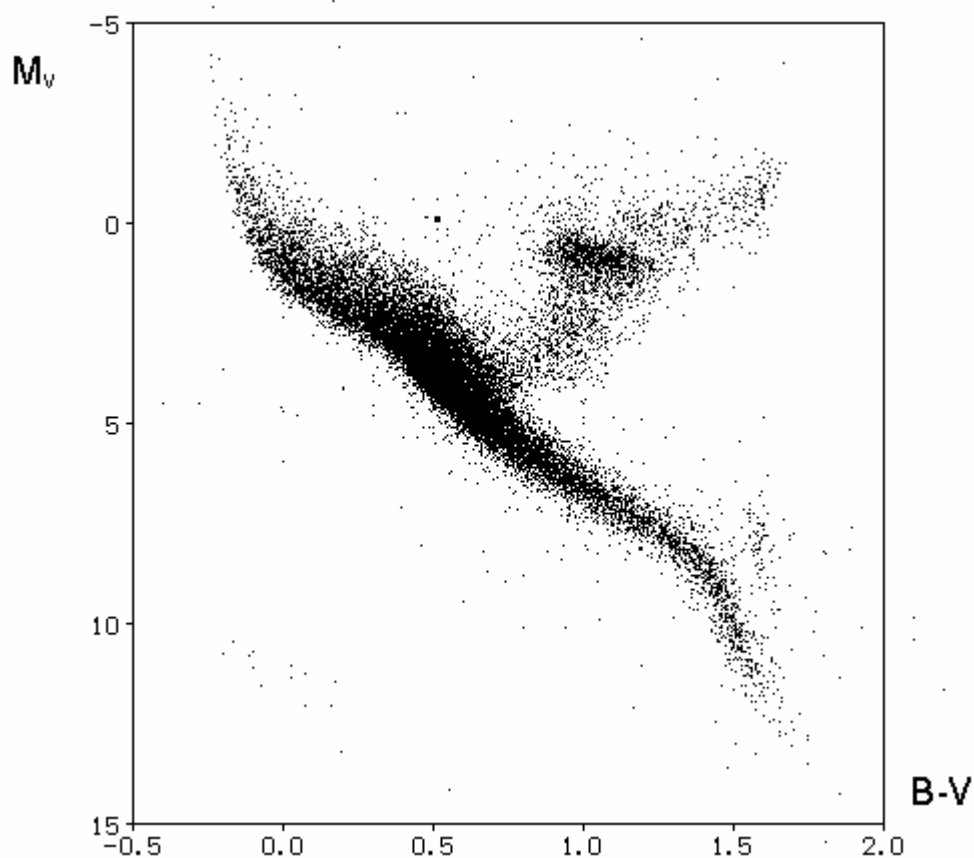


Рис. 6.10. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела для звезд с относительной ошибкой параллакса $< 10\%$.

Каталог Hipparcos содержит почти для всех звезд информацию о показателях цвета B-V и V-I, которые измерялись непосредственно в процессе

работы космического телескопа. Входной каталог НИС также имеет информацию о спектральном классе, но она неоднородна, поскольку спектры звезд взяты из многих источников. Если в наземных массовых астрометрических каталогах таких, как GC, PPM, указывались спектральные характеристики звезды (цвет или спектральный класс), то, как правило, класс светимости (гиганты, главная последовательность) не приводился. Это обстоятельство затрудняло разделение красных гигантов и красных карликов в звездно-кинематических исследованиях. В каталоге *Hipparcos* дело обстоит иначе, так как мы можем вычислить абсолютную звездную величину для каждой звезды. Это дает нам возможность в дальнейшем выбирать звезды из различных участков диаграммы Герцшпрунга-Рессела. Приведем вид этой диаграммы, задавшись разными точностями параллакса: 10% и 50%, соответственно (Рис. 6.10, 6.11)

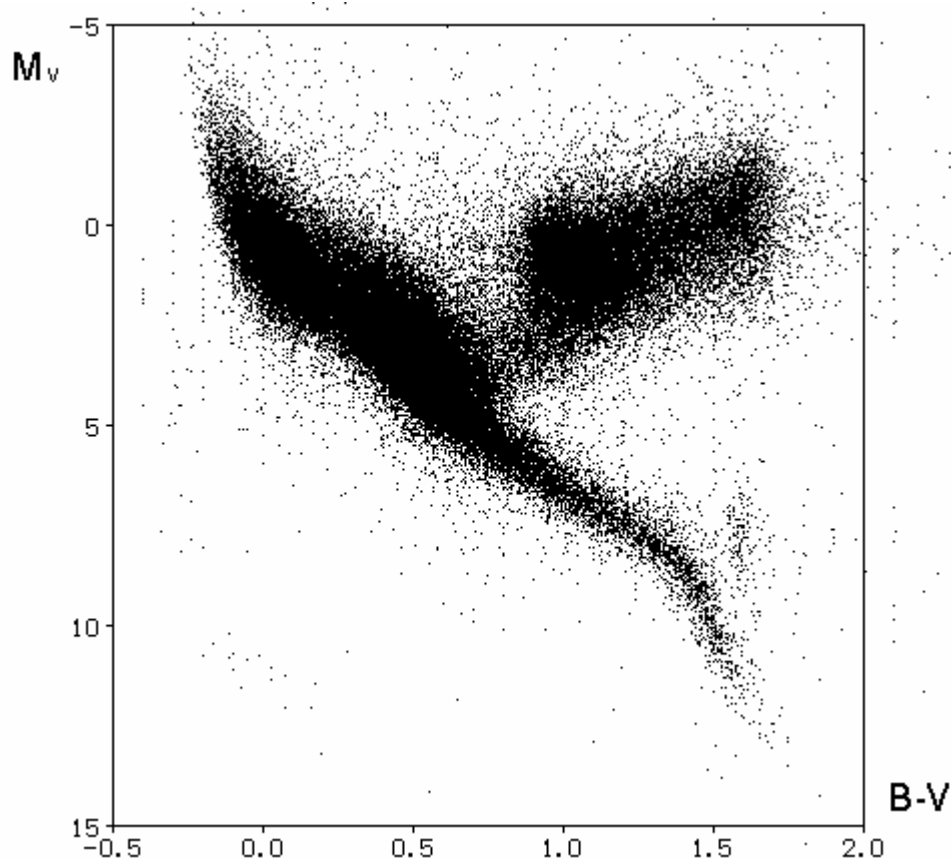


Рис. 6.11. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела для звезд с относительной ошибкой параллакса < 50%.

Мы видим, что использование большего числа звезд, но с менее точными расстояниями, сильно “замывает” характерный вид диаграммы (Рис. 6.11), но,

несмотря на это, ветвь красных гигантов четко отделяется от красных карликов главной последовательности.

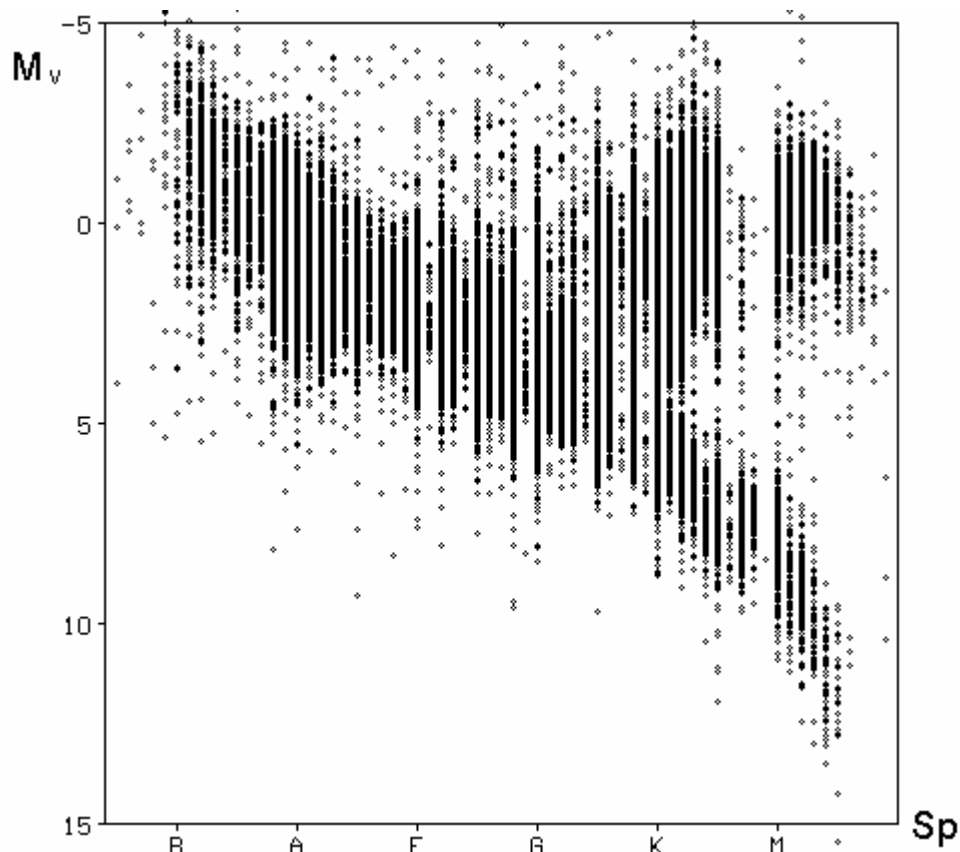


Рис. 6.12. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела для звезд с относительной ошибкой параллакса < 50%.

Тот же эффект размытия наблюдается, если вместо показателя цвета $B-V$ взять спектральный класс звезды (Рис 6.12). Связано это с тем обстоятельством, что спектральные классы звезд не определялись на космическом аппарате, а были взяты из разных неоднородных источников. В силу этого, в дальнейших исследованиях для сопоставления спектрального класса звезды и ее показателя цвета $B-V$ мы использовали табл. 6.2, составленную нами по имеющимся данным о спектральном классе у звезд каталога Hipparcos. При построении этой таблицы нам удалось обнаружить заметное «покраснение» цвета звезды, связанное с межзвездным поглощением света. Эти данные представлены в табл. 6.3.

Таблица 6.2. Соответствие между спектральным классом и показателем цвета B-V для звезд каталога Hipparcos.

Sp	B-V	Mag.
main seq.		
O-B	-0.2 - +0.06	-5 - +0.5
A	+0.06 - +0.32	+0.5 - +2.0
F	+0.32 - +0.56	+2.0 - +3.5
G0-G4	+0.56 - +0.65	+3.5 - +4.5
G5-G9	+0.65 - +0.83	+4.5 - +6.0
K	+0.83 - +1.22	+6.0 - +7.5
M	+1.22 - +1.7	+7.5 - +12
giants		
G5-G9	+0.95 - +1.06	+2.0 - +1.5
K	+1.06 - +1.36	+1.4 - +0.5
M	+1.36 - +1.7	+0.5 - -1.5

Таблица 6.3. «Покраснение» цвета звезд, вызываемое межзвездным поглощением по данным каталога Hipparcos.

Sp	Среднее B-V для данной группы	Увеличение B-V на 1 кпк
B	-0.09 ± 0.07	0.19 ± 0.01
A	$+0.15 \pm 0.005$	0.07 ± 0.01
F	$+0.42 \pm 0.015$	0.20 ± 0.04
G	$+0.64 \pm 0.030$	0.26 ± 0.13
gK	$+1.16 \pm 0.030$	0.09 ± 0.05
gM	$+1.57 \pm 0.012$	0.07 ± 0.05

Более наглядно зависимость показателя цвета B-V от спектрального класса звезды можно увидеть на рис 6.13. Полученные нами результаты в целом совпадают с общепринятыми (Паренаго, 1954), но все же имеют заметные отличия (до 1^m по абсолютной звездной величине и $0.3^m - 0.4^m$ по B-V).

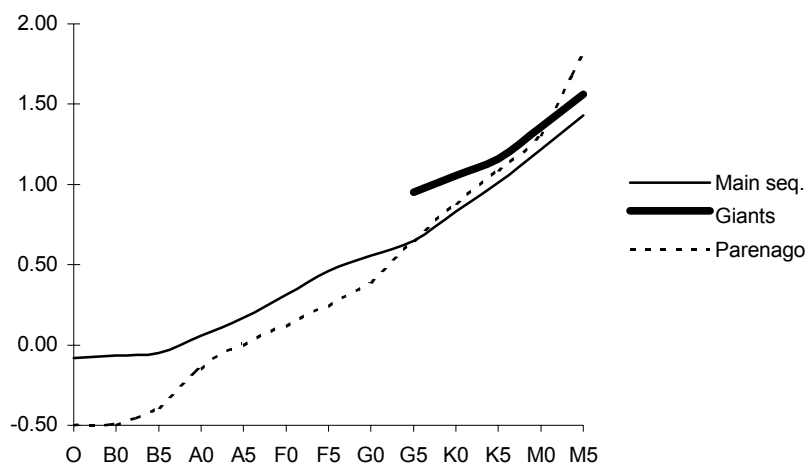


Рис. 6.13. Зависимость показателя цвета $B-V$ от спектрального класса звезды по данным каталога *Hipparcos* (штриховая линия представляет данные Паренаго, 1954)

Распределение звезд на небесной сфере и в пространстве

Наличие расстояний позволяет нам теперь выбирать звезды из желаемых участков диаграммы Герцшпрунга-Рессела и отображать их на небесной сфере. В описании каталога *Hipparcos* предложена специальная равновеликая проекция небесной сферы на плоскость – проекция Айтофа. Эта проекция стала уже неким стандартом, поэтому приведем формулы ее построения:

$$x = -\frac{2 \cos b \sin \frac{l}{2}}{\sqrt{1 + \cos b \cos \frac{l}{2}}}, \quad l \in [-\pi, +\pi] \quad (6.1)$$

$$y = -\frac{\sin b}{\sqrt{1 + \cos b \cos \frac{l}{2}}}.$$

Следующие два рисунка (6.14, 6.15) демонстрируют концентрацию к галактической плоскости OB -звезд и уже более равномерное распределение по небесной сфере звезд классов A и F .

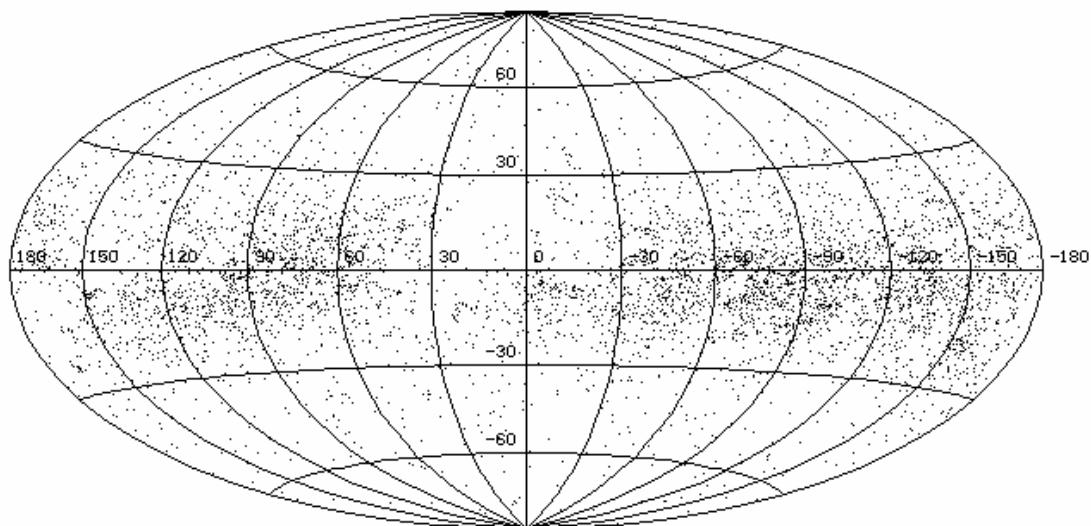


Рис. 6.14 Распределение OB-звезд по небесной сфере
($-5 < M_v < +0.5$; $-0.2 < B-V < +0.06$).

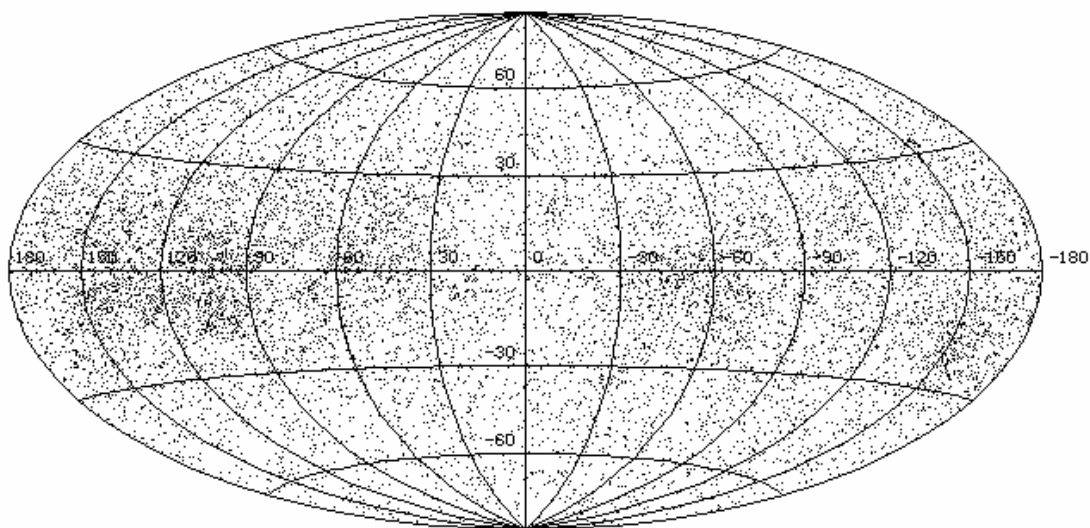


Рис. 6.15 Распределение звезд главной последовательности спектрального класса A по небесной сфере ($+0.55 < M_v < +2.0$; $+0.06 < B-V < +0.32$).

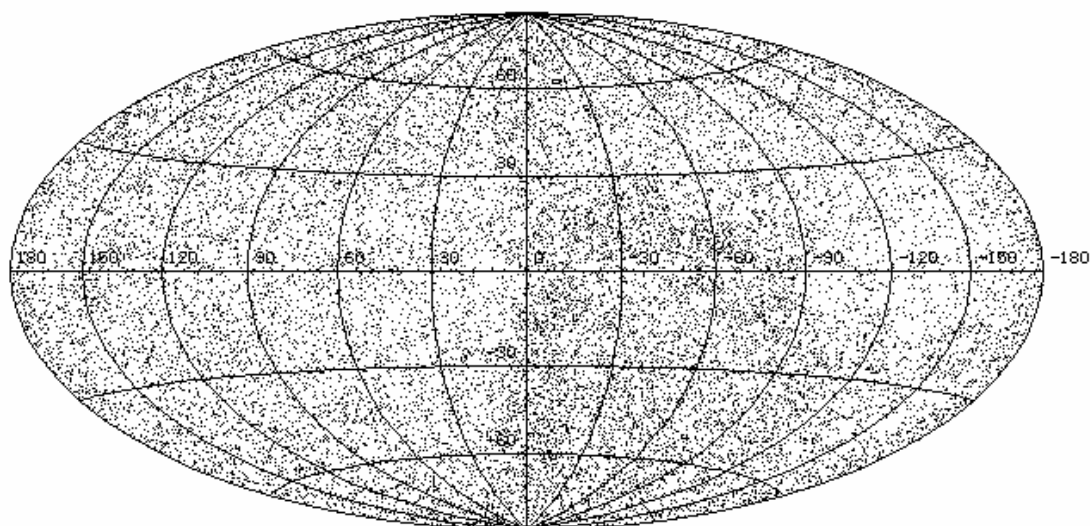


Рис. 6.16 Распределение звезд главной последовательности спектрального класса *F* по небесной сфере ($+2.0 < M_v < +3.5$; $+0.32 < B-V < +0.56$).

На рисунке 6.16 прослеживается небольшая аномалия (повышенная концентрация) распределения звезд в районе галактических долгот $-30^\circ \div -60^\circ$.

Каталог *Hipparcos* впервые дает нам возможность увидеть реальное трехмерное пространственное распределение звезд. Приведем только наиболее любопытные с нашей точки зрения рисунки (6.17-6.20), представляющие проекции звездного населения на плоскости *XY*, *XZ*, *YZ*. Сразу же бросается в глаза интересная особенность, связанная с асимметрией расположения звезд. *OB*-звезды, как и ожидалось, лежат в галактической плоскости, но в ней самой они вытянуты вдоль оси *Y* (Рис. 6.17). Звезды *A* и *G*-гиганты не испытывают уже концентрации к галактической плоскости, вместо нее мы видим наклон $10^\circ - 20^\circ$ на плоскости *YZ* (Рис. 6.18, 6.20). Также остается значительная вытянутость вдоль оси *Y* в плоскости *XY*. Следовательно, можно заключить, что система звезд спектральных классов *OB*, *A*, *gG* в каталоге *Hipparcos* вытянута вдоль оси *Y*, т. е. в направлении перпендикулярном направлению на центр Галактики. По всей вероятности, это можно объяснить наличием пылевых облаков в направлении на центр и антицентр Галактики, происхождение которых связывается со спиральными рукавами, в то время как Солнце находится между спиральными рукавами.

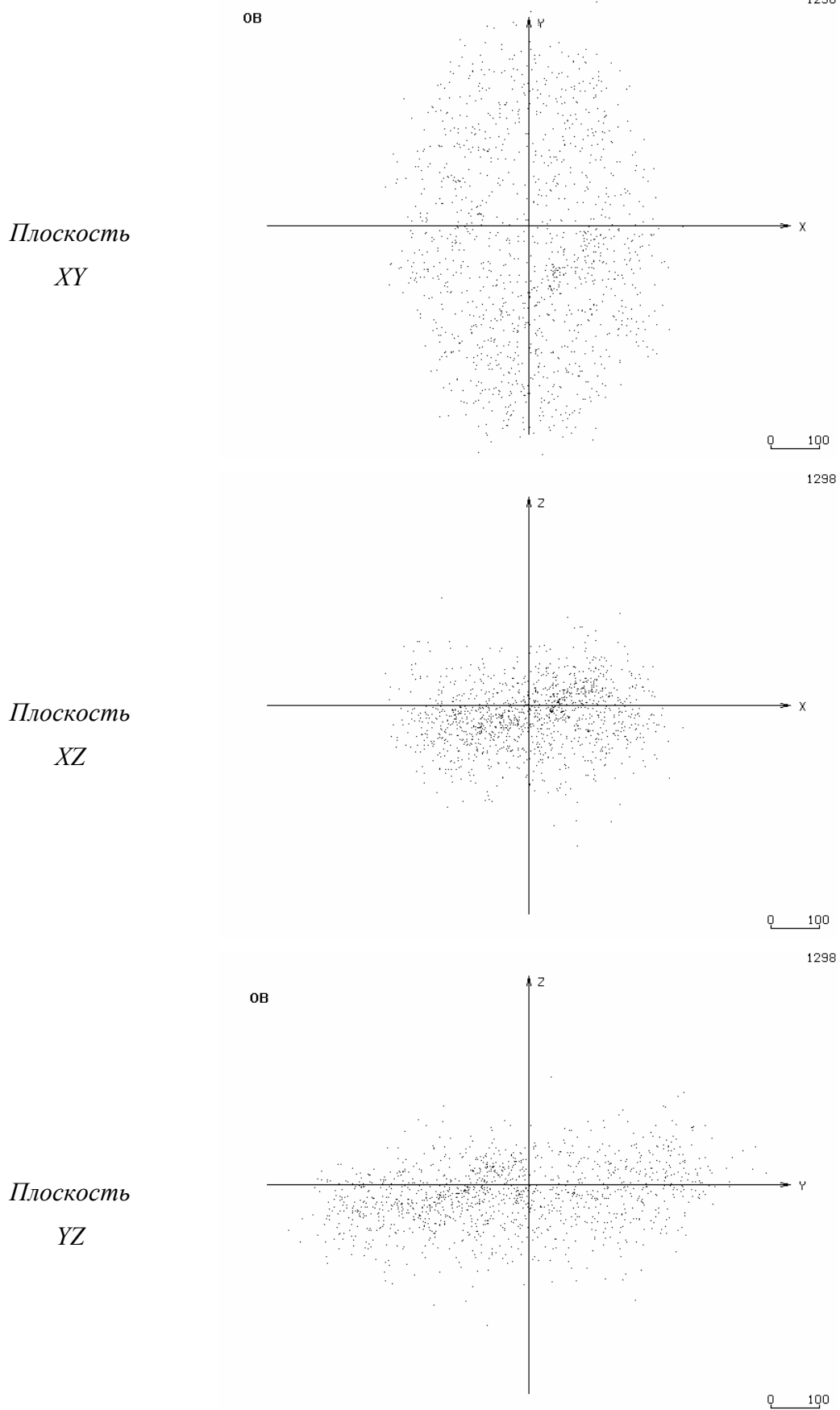


Рис. 6.17. Проекция OB-звезд каталога Hipparcos на плоскости XY, XZ, YZ

Отрезок в правом нижнем углу – 100 пк.

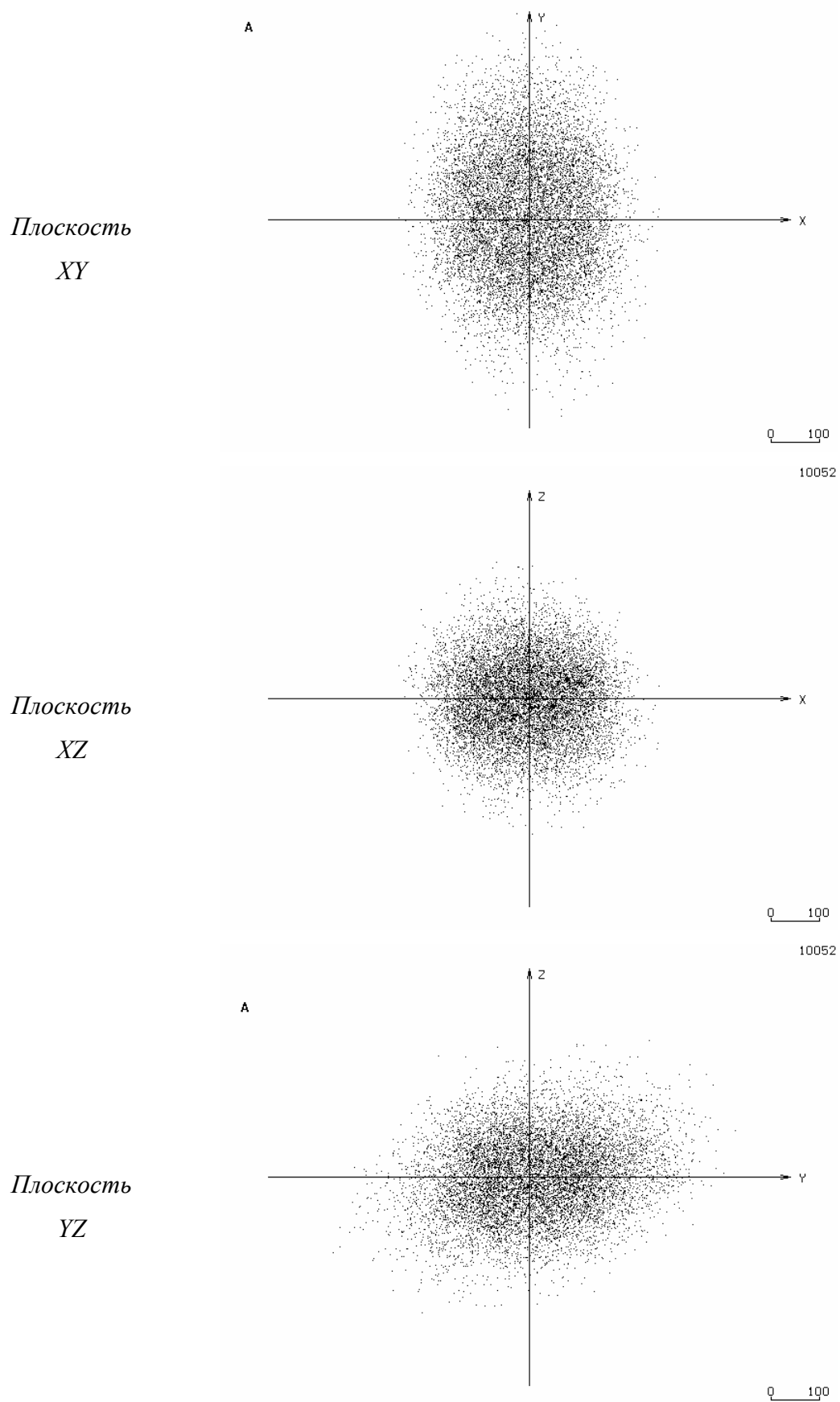


Рис. 6.18. Проекция A-звезд каталога Hipparcos на плоскости XY, XZ, YZ

Отрезок в правом нижнем углу – 100 пк.

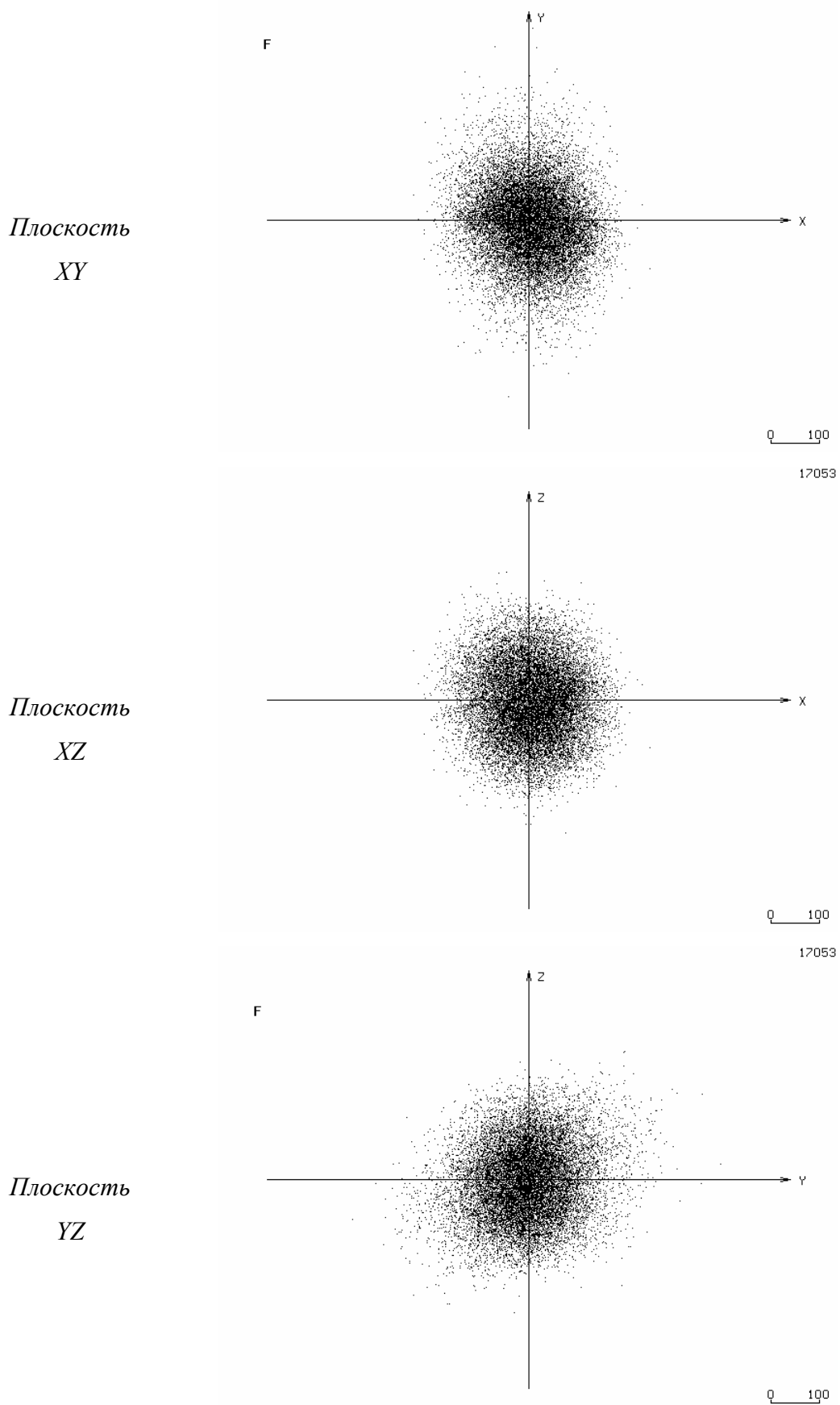


Рис. 6.19. Проекции F-звезд каталога Hipparcos на плоскости XY, XZ, YZ

Отрезок в правом нижнем углу – 100 пк.

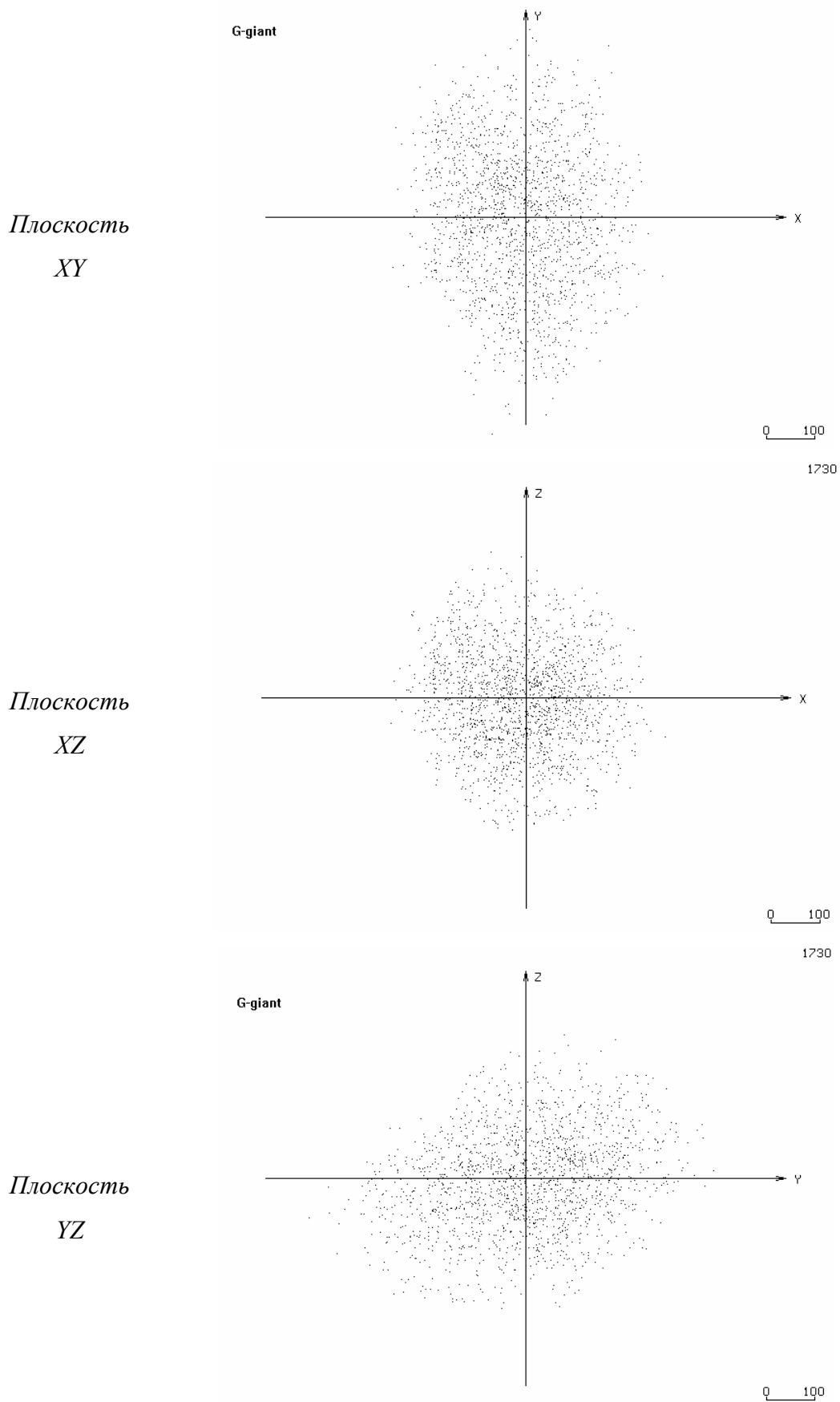


Рис. 6.20. Проекции G-гигантов каталога Hipparcos на плоскости XY, XZ, YZ
Отрезок в правом нижнем углу – 100 пк.

С другой стороны, звезды класса F не показывают столь четкой асимметрии, что связано с их более близким расположением.

Решение уравнений вращения МСЗ

Наличие индивидуальных расстояний до звезд в каталоге *Hipparcos* дает нам три дополнительных возможности по сравнению с использованием данных наземных каталогов. Мы можем:

1. учитывать индивидуальные расстояния непосредственно в формулах, описывающих вращение МСЗ;
2. выделять звезды, находящиеся в определенном диапазоне расстояний, и использовать описанный нами в гл. IV метод решения уравнений МСЗ;
3. изучать кинематику звезд, принадлежащих различным участкам диаграммы Герцшпрунга-Рессела.

Обсудим эти возможности. Первую возможность, к сожалению, мы не будем использовать по двум причинам: во-первых, точность определения параллаксов оставляет желать лучшего: 30%-ная ошибка в определении параллакса на расстоянии 200 пк слишком велика; во-вторых, изменив сам метод решения, мы окажемся в затруднении при сравнении с результатами, полученными нами ранее. Вторая возможность дает нам случай определить не относительное расстояние до центра вращения МСЗ n_0 , а абсолютное $r_0 = \langle r \rangle n_0$, где $\langle r \rangle$ – известное среднее расстояние отобранных звезд. Последняя возможность позволяет нам получить информацию об астрофизических характеристиках звезд, участвующих во вращении МСЗ, в частности, об их возрасте.

В таблице 6.4 приведены результаты решения уравнений МСЗ по звездам, расположенным в шаровых слоях толщиной 100 пк. На собственные движения накладывались ограничения: $|\mu| < 6''/100$ лет, а ошибка $|\mu|$ не превосходит $0.6''/100$ лет. В последней строчке таблицы мы привели величину r_0 – расстояние до центра вращения, выраженное в парсеках. Мы видим стабильность этой величины, в то время как относительное расстояние n_0 монотонно уменьшается с увеличением расстояния до звезд. Этот факт можно рассматривать как явное указание на то, что Местная система, в основном, простирается до расстояния 200 пк.

Таблица 6.4 Значения параметров Местной системы звезд, полученные по каталогу Hipparcos для звезд различных расстояний.

(совместные решения уравнений (3.15), (3.16))

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет;
 r_0 – парсеки.

	50-100 пк 13 760 зв.	100-200 пк 20 268 зв.	150-250 пк 20 249 зв.	200-300 пк 17 574 зв.
l_0	284 ± 15	283 ± 14	293 ± 12	248 ± 13
b_0	-8 ± 8	-12 ± 10	-14 ± 15	-3 ± 2
n_0	1.0 ± 0.6	0.8 ± 0.3	0.8 ± 0.3	0.6 ± 0.4
ω_0	0.9 ± 0.3	1.2 ± 0.2	0.3 ± 0.2	-0.2 ± 0.3
$\omega'_0 r$	-0.9 ± 0.5	-0.7 ± 0.4	-0.5 ± 0.4	-0.1 ± 0.3
$\omega''_0 r^2$	1.6 ± 1.8	1.3 ± 1.3	1.5 ± 1.6	6.8 ± 2.9
r_0	101 ± 60	117 ± 44	156 ± 58	147 ± 98

Нам не удалось получить решение по звездам, находящиеся от нас на расстоянии более 300 пк. Для таких звезд последовательные приближения, используемые в нашем методе решения, расходились. Это значит, что МСЗ – действительно местное, локальное образование.

Напротив, если рассматривать традиционные уравнения (2.27), (2.28), описывающие собственные движения в рамках модели Оорта-Линблада в галактической системе координат, мы приходим к убеждению, что параметры Оорта надежно определяются и находятся в согласии с теорией для звезд, удаленных от нас на расстояние как минимум 150-200 пк, в то время как для близких звезд значения параметров Оорта далеки от общепринятых, приведенных в табл. 1.3 в главе I. Совместные решения уравнений (2.27) и (2.28), полученные автором диссертации для звезд различных расстояний, приведены в табл. 6.5.

В табл. 6.6 мы поместили решение уравнения (3.15) и совместное решение уравнений (3.15), (3.16) для двух групп звезд: 0-200 пк и 100-300 пк, выполненные автором диссертации на материале каталога Hipparcos. В эти группы мы включили звезды, относительная точность определения параллаксов

которых лучше, чем 25%. Каждая группа охватывает звезды, находящиеся на значительно различающихся расстояниях, что позволяет надежнее оценить производные угловой скорости и уменьшить ошибки определяемых параметров.

Таблица 6.5. Значения параметров Оорта и компонентов скорости Солнца, полученные по каталогу Hipparcos для звезд различных расстояний.

Единицы измерения: V_x, V_y, V_z – км/с; A, B – км·с⁻¹·кпк⁻¹;

	0-50 пк	50-100 пк	100-150 пк	150-200 пк	200-250 пк
V_x	3.1 ± 0.3	4.4 ± 0.2	7.2 ± 0.2	8.4 ± 0.2	9.6 ± 0.3
V_y	7.1 ± 0.3	8.0 ± 0.2	12.0 ± 0.2	13.4 ± 0.2	14.8 ± 0.3
V_z	4.4 ± 0.3	4.7 ± 0.2	6.0 ± 0.2	6.8 ± 0.2	6.5 ± 0.3
A	10.5 ± 8.5	5.5 ± 2.3	7.4 ± 1.4	12.6 ± 1.2	13.9 ± 1.4
B	-20.8 ± 10.8	-1.1 ± 3.0	-12.3 ± 1.8	-12.5 ± 1.6	-14.1 ± 1.8

Таблица 6.6. Значения параметров Местной системы звезд, полученные по каталогу Hipparcos. Совместное решение уравнений (3.15), (3.16) и решение уравнения (3.15).

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;

$\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет; r_0 – парсеки.

	0-200 пк Совм.	0-200 пк l -решение	100-300 пк Совм.	100-300 пк l -решение
l_0	277 ± 4	287 ± 9	270 ± 11	269 ± 23
b_0	-5 ± 2	-9 ± 5	-11 ± 7	-19 ± 24
n_0	1.01 ± 0.26	1.00 ± 0.35	0.86 ± 0.24	0.86 ± 0.17
ω_0	0.98 ± 0.19	1.01 ± 0.18	1.30 ± 0.17	1.24 ± 0.27
$\omega'_0 r$	-1.16 ± 0.27	-1.06 ± 0.34	-0.87 ± 0.36	-0.68 ± 0.52
$\omega''_0 r^2$	3.51 ± 1.42	2.27 ± 1.40	1.49 ± 1.09	0.95 ± 0.79
r_0	112 ± 29	111 ± 39	161 ± 45	161 ± 32

После того, как нам удалось локализовать МСЗ в пространстве, интересно выяснить, какие именно звезды образуют Местную систему. Каталог Hipparcos дает нам прекрасную возможность построить диаграмму Герцшпрунга-Рессела для любой группы звезд, либо, наоборот, использовать диаграмму Герцшпрунга-Рессела для отбора звезд с желаемыми характеристиками. Мы воспользуемся как раз этой возможностью.

Для построения подкаталога звезд из Hipparcos с заданными астрофизическими характеристиками (показатель цвета и абсолютная звездная величина) используем следующий способ: зададим две точки на диаграмме «показатель цвета – абсолютная звездная величина», отложим отрезки величиной Δ звездных величин выше и ниже точек, соединим концы полученных отрезков длиной 2Δ двумя параллельными отрезками. Полученный параллелограмм будет определять звезды, выбираемые для исследования. Такой способ удобен, поскольку позволяет легко выделять фрагменты последовательностей на диаграмме Герцшпрунга-Рессела (Рис. 6.21).

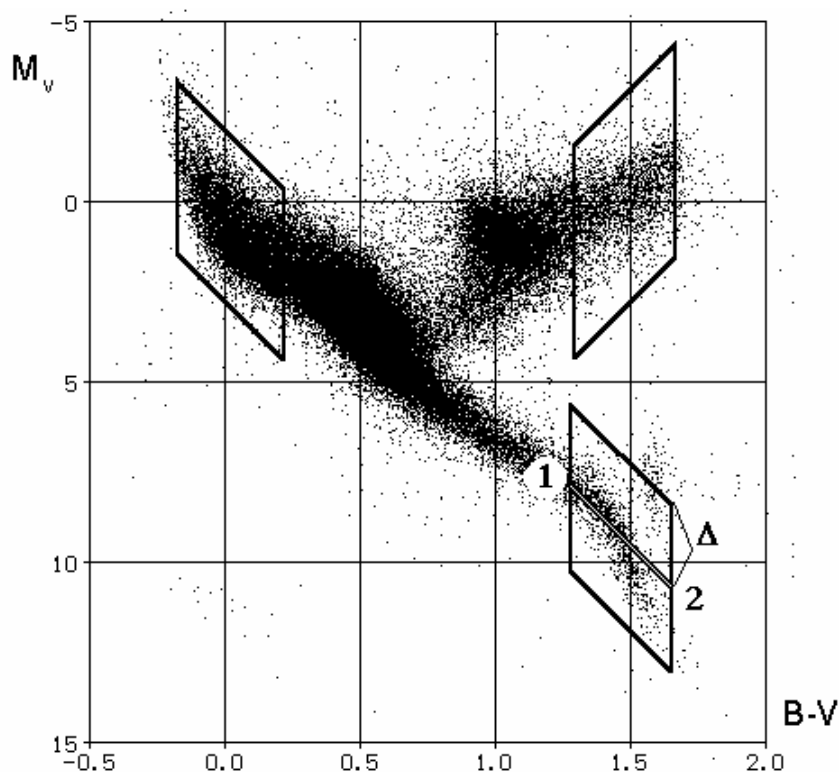


Рис. 6.21. К выбору звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рессела.

Таблица 6.7. Значения параметров Местной системы звезд, полученные по каталогу Hipparcos для звезд из различных участков диаграммы Герцшпрунга-Рессела.

Совместные решения уравнений (3.15), (3.16).

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;

$\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет;

r, r_0 – пк; M, Δ – звездные величины.

Sp.	A	A	A
$r, \sigma_r/r$	10-200, 25%	100-300, 25%	10-300, 25%
$M_1, (B-V)_1$	0.5, 0.06	0.5, 0.06	0.5, 0.06
$M_2, (B-V)_2$	2.0, 0.32	2.0, 0.32	2.0, 0.32
Δ	1.5	1.5	1.5
l_0	296 ± 7	287 ± 6	281 ± 11
b_0	-11 ± 4	-14 ± 6	-14 ± 7
n_0	0.80 ± 0.21	0.81 ± 0.20	0.67 ± 0.24
ω_0	1.29 ± 0.44	0.94 ± 0.35	1.33 ± 0.36
$\omega'_0 r$	-1.67 ± 0.48	-1.34 ± 0.48	-1.01 ± 0.60
$\omega''_0 r^2$	3.04 ± 1.68	2.35 ± 1.46	2.05 ± 2.01
r_0	89 ± 22	151 ± 37	100 ± 36

Sp.	F	F	G-g
$r, \sigma_r/r$	10-200, 25%	100-300, 25%	10-200, 25%
$M_1, (B-V)_1$	2.0, 0.32	2.0, 0.32	2.0, 0.95
$M_2, (B-V)_2$	3.5, 0.56	3.5, 0.56	1.5, 1.06
Δ	1.5	1.5	1.0
l_0	270 ± 6	267 ± 14	270 ± 7
b_0	-3 ± 2	-7 ± 6	$+2 \pm 1$
n_0	1.09 ± 0.48	0.80 ± 0.32	0.54 ± 0.30
ω_0	1.36 ± 0.34	1.78 ± 0.34	2.50 ± 0.94
$\omega'_0 r$	-1.51 ± 0.44	-1.25 ± 0.54	-2.14 ± 0.62
$\omega''_0 r^2$	5.81 ± 2.94	3.21 ± 2.63	19.9 ± 9.5
r_0	121 ± 53	150 ± 60	60 ± 33

В табл. 6.7 приведены параметры МСЗ, полученные по звездам из различных участков диаграммы Герцшпрунга-Рессела. Указаны следующие

критерии отбора звезд: диапазон расстояний r , относительная точность расстояний σ_r / r , начальная и конечная точки на диаграмме $(B-V)_1, M_1$, $(B-V)_2, M_2$, а также допуск по абсолютной звездной величине Δ . В первой строчке группе звезд условно приписан спектральный класс, характерный для данной выборки.

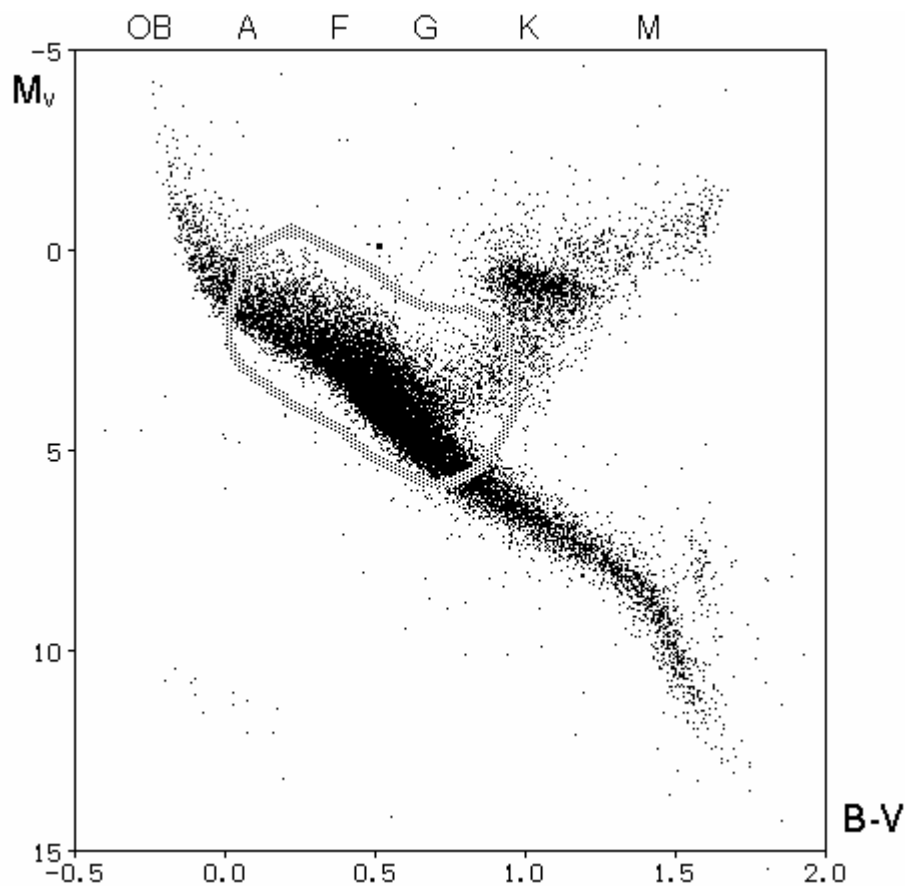


Рис. 6.22. Расположение звезд МСЗ на диаграмме Герцшпрунга-Рессела.

Для звезд ранних спектральных классов О-В, а также для красных гигантов К-М нам не удалось обнаружить вращения. Аналогично итерационный процесс расходился и для звезд Sp. К-М главной последовательности, но в этом случае вывод о том, что эти звезды не принадлежат МСЗ преждевременен, поскольку они наблюдаются на исключительно близких расстояниях (<50 пк). На таких расстояниях в собственных движениях преобладают пекулярные составляющие и эффект движения Солнца. Местная система звезд начинает проявлять себя при охвате пространства на расстоянии по крайней мере 100 пк. В настоящее время мы можем с уверенностью говорить лишь о том, что звезды спектральных классов А-F главной последовательности и гиганты класса G участвуют во вращении МСЗ (Рис. 6.22).

Уточнение значений координат полюса вращения МСЗ

До сих пор мы предполагали координаты полюса вращения равными координатам полюса пояса Гюльда. Связано это с тем, что галактическое вращение и вращение МСЗ вызывают сходные проявления в собственных движениях звезд, что осложняет одновременное определение параметров вращения Галактики и параметров вращения МСЗ. Мы выявляем дифференциальный эффект, рассматривая разности «Север-Юг» для собственных движений по галактической долготе или суммы «Север+Юг» для собственных движений по галактической широте. Тем не менее, даже в этом случае оказывается невозможным определить направление полюса вращения, так как эти параметры коррелируют с направлением на центр вращения (в аргументах тригонометрических функций находятся разности определяемых параметров, следовательно, можно определить лишь эти разности). Нами было использовано предположение о том, что пояс Гюльда может подсказать направление на полюс вращения. Во всех вычислениях мы принимали галактическую широту и полярное расстояние полюса пояса Гюльда равными

$$L_0 = 343^\circ, \quad P_0 = 17^\circ. \quad (6.2)$$

Эти значения были использованы при построении всех предыдущих решений.

С появлением каталога *Hipparcos*, содержащего достаточно точные параллаксы появилась возможность определить направление вектора вращения МСЗ непосредственно из собственных движений звезд.

Первоначально рассмотрим, как ведет себя полный вектор твердотельного вращения совокупности звезд, находящихся от нас на разных расстояниях. Для его определения мы использовали модель собственных движений, которая учитывала два кинематических эффекта: поступательное движение Солнца в пространстве и твердотельное вращение рассматриваемых звезд. Ниже приведены уравнения этой модели:

Таблица 6.8 Значения параметров движения Солнца и компонент вектора твердотельного вращения, определенные для звезд спектрального класса F, находящихся на различных расстояниях

Величины и единицы их измерения:

V_x, V_y, V_z – компоненты движения Солнца – км·с⁻¹

$\omega_x, \omega_y, \omega_z$ – компоненты вектора твердотельного вращения – км·с⁻¹·кпк⁻¹

$|V|$ – модуль скорости Солнца – км·с⁻¹

L_{\odot}, B_{\odot} – координаты апекса Солнечного движения – градусы

$|\Omega|$ – модуль угловой скорости твердотельного вращения – км·с⁻¹·кпк⁻¹

l_{Ω}, b_{Ω} – координаты полюса твердотельного вращения – градусы

	0-50 пк	50-100	100-150	150-200	200-250	250-300	300-400
V_x	3.09 ± 0.29	4.43 ± 0.18	7.31 ± 0.18	8.44 ± 0.21	9.64 ± 0.29	9.79 ± 0.43	11.45 ± 0.58
V_y	7.11 ± 0.28	8.01 ± 0.17	12.00 ± 0.17	13.45 ± 0.22	14.89 ± 0.33	15.40 ± 0.62	17.22 ± 1.13
V_z	4.38 ± 0.29	4.73 ± 0.17	6.02 ± 0.17	6.80 ± 0.21	6.45 ± 0.29	7.04 ± 0.45	7.85 ± 0.67
ω_x	-16.2 ± 8.7	-0.87 ± 2.3	2.12 ± 1.4	1.56 ± 1.2	-1.41 ± 1.3	0.93 ± 1.6	-0.75 ± 1.7
ω_y	16.1 ± 8.3	-5.79 ± 2.3	-8.46 ± 1.4	-4.00 ± 1.3	-1.61 ± 1.5	2.89 ± 2.3	-1.15 ± 3.5
ω_z	-8.15 ± 8.4	-5.48 ± 2.3	-7.25 ± 1.4	-13.24 ± 1.2	-17.13 ± 1.3	-20.42 ± 1.6	-21.88 ± 2.0
$ V $	8.90 ± 0.28	10.30 ± 0.17	15.29 ± 1.17	17.27 ± 0.22	18.87 ± 0.31	19.56 ± 0.56	22.1 ± 0.96
L_{\odot}	67 ± 2	61 ± 1	59 ± 1	58 ± 1	57 ± 1	58 ± 2	56 ± 2
B_{\odot}	29 ± 2	27 ± 1	23 ± 1	23 ± 1	20 ± 1	21 ± 1	21 ± 2
$ \Omega $	24. ± 23.	8.0 ± 1.8	11.3 ± 1.1	13.9 ± 1.0	17.3 ± 1.2	20.7 ± 1.8	21.9 ± 2.0
l_{Ω}	135 ± 21	261 ± 23	284 ± 9	291 ± 17	229 ± 38	72 ± 32	237 ± 100
b_{Ω}	-20 ± 20	-43 ± 16	-40 ± 7	-72 ± 5	-83 ± 5	-82 ± 6	-86 ± 8

$$\begin{aligned} \mu_l \cos b = & \frac{1}{kr} (V_x \sin l - V_y \cos l) + \\ & + \frac{1}{k} (-\omega_x \sin b \cos l - \omega_y \sin b \sin l + \omega_z \cos b), \end{aligned} \quad (6.3)$$

$$\begin{aligned} \mu_b = & \frac{1}{kr} (V_x \sin b \cos l + V_y \sin b \sin l - V_z \cos b) + \\ & + \frac{1}{k} (\omega_x \sin l - \omega_y \cos l). \end{aligned} \quad (6.4)$$

Здесь l, b, r – сферические галактические координаты звезд;

$$k = 47.4 \frac{\text{к м} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{к п} \cdot \text{к}^{-1}}{\text{"/100 л е т}} - \text{множитель перехода размерностей};$$

V_x, V_y, V_z – компоненты вектора \mathbf{V} движения Солнца;

$\omega_x, \omega_y, \omega_z$ – компоненты вектора $\mathbf{\Omega}$ твердотельного вращения системы звезд;

Проведем решение уравнений этой модели для звезд, находящихся на различных расстояниях. Результаты этого решения представлены в табл. 6.8. Так как нас интересует вектор вращения $\mathbf{\Omega}$, построим рисунки, иллюстрирующие зависимость модуля скорости Ω и координат полюса вращения l_Ω, b_Ω от расстояния (Рис. 6.23-6.25). Анализ этих результатов показывает, что в непосредственной близости от Солнца (0-50 пк) вектор вращения определяется с большими ошибками. В этом диапазоне имеются большие движения невращательного характера, которые преобладают над вращательными составляющими в собственных движениях звезд. На расстоянии 50-150 пк вектор вращения находится из собственных движений уверенно, но его направление весьма отличается от нормали к плоскости Галактики: отклонение от направления на полюс Галактики достигает 50° . При переходе от 150 до 250 пк вектор плавно “выпрямляется” и уже с расстояния 250 пк имеет стабильное направление, близкое к перпендикулярному к галактической плоскости. Модуль угловой скорости также приближается к обычному значению. Что касается долготы полюса вращения l_Ω , то при приближении самого полюса к сингулярной точке галактической системы координат, в которой понятие долготы не определено, l_Ω начинает принимать самые разные значения.

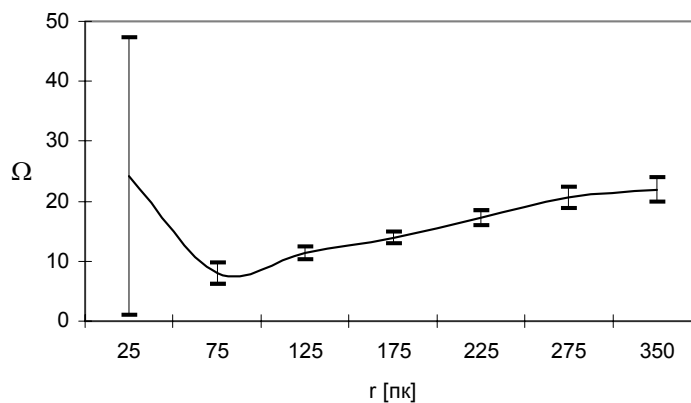


Рис. 6.23. Зависимость $|\Omega|$ ($\text{км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{кпк}^{-1}$) от расстояния до звезд.

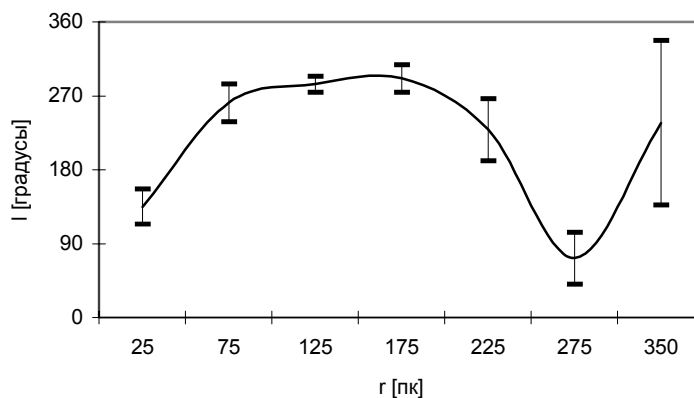


Рис. 6.24. Зависимость l_Ω от расстояния до звезд.

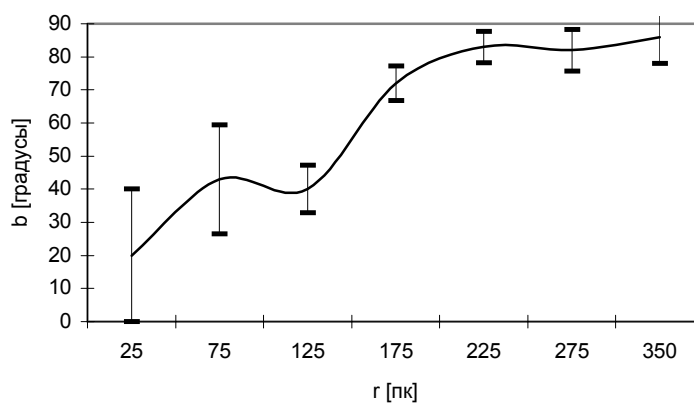


Рис. 6.25. Зависимость b_Ω от расстояния до звезд.

Подводя итоги, мы можем отметить, что Местную систему следует искать в пределах до 200 пк.

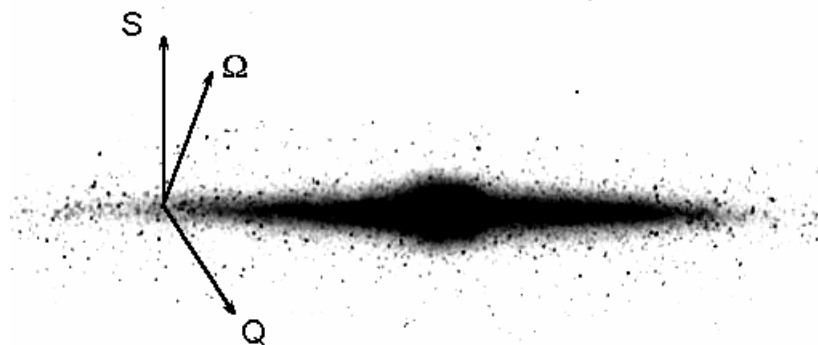


Рис. 6.26. К определению вектора твердотельного вращения.

Вектор твердотельного вращения системы звезд в этом диапазоне определяется надежно, и его направление сильно отличается от нормального. Его можно рассматривать как сумму векторов твердотельного вращения, вызываемого вращением Галактики S и вращением Местной системы звезд Q (Рис. 6.26), т.е.

$$\Omega = S + Q. \quad (6.5)$$

Нам также известно, что при выборе все более и более далеких звезд полный вектор твердотельного вращения Ω “выравнивается”, т.е. компоненты ω_x и ω_y становятся незначимыми, а компонента ω_z принимает значение около $20 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{кпк}^{-1}$. Как интерпретировать данный результат? Можно считать, что звезды МСЗ “разбавляют” нормальный галактический кинематический фон около Солнца, а далее, наоборот, начинают преобладать звезды галактического поля. В этом случае можно предположить, что вектор твердотельного вращения S , вызываемого вращением Галактики, есть вектор твердотельного вращения Ω , определенный по далеким звездам. Например, для звезд класса F главной последовательности ($M_V = 2.0-3.5$, $B-V = 0.32-0.56$), расположенных на расстояниях от 300 до 400 пк, имеем:

$$\begin{aligned} \omega_x &= -0.75 \pm 1.75 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{кпк}^{-1}, \\ \omega_y &= -1.15 \pm 3.48 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{кпк}^{-1}, \\ \omega_z &= -21.88 \pm 2.03 \text{ км/с} \cdot \text{кпк}^{-1}, \end{aligned}$$

что дает следующие параметры вектора \mathbf{S} :

$$|S| = 21.9 \pm 2.0 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кпк}^{-1},$$

$$L_s = 237^\circ \pm 100^\circ,$$

$$B_s = -86^\circ \pm 8^\circ.$$

Большая степень неопределенности L_s возникает из-за близости полюса вращения к полюсу системы координат.

Вычислим теперь вектор $\mathbf{\Omega}$, а затем и \mathbf{Q} для звезд тех же спектральных характеристик, но расположенных на расстояниях от 100 до 200 пк:

$$\omega_x = +5.53 \pm 1.45 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кпк}^{-1},$$

$$\omega_y = -7.84 \pm 1.44 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кпк}^{-1},$$

$$\omega_z = -6.20 \pm 1.49 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кпк}^{-1}.$$

Используя простое равенство

$$\mathbf{Q} = \mathbf{\Omega} - \mathbf{S}, \quad (6.6)$$

получаем, что

$$q_x = +6.27 \pm 1.45 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кпк}^{-1},$$

$$q_y = -6.69 \pm 1.44 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кпк}^{-1},$$

$$q_z = +15.68 \pm 1.49 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кпк}^{-1}.$$

Это дает нам следующие параметры вектора \mathbf{Q} :

$$|Q| = 18.2 \pm 1.5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кпк}^{-1},$$

$$L_q = 313^\circ \pm 9^\circ,$$

$$B_q = +60^\circ \pm 7^\circ,$$

$$\text{или } P_q = 30^\circ \pm 7^\circ \text{ (полярное расстояние)}.$$

Анализируя этот результат, приходим к следующим выводам:

1. положительное значение q_z говорит о том, что вращение МСЗ происходит в направлении, обратном вращению Галактики ($q_z \cdot \omega_z < 0$);
2. порядок величины

$$Q \approx 20 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кпк}^{-1} = 0.5 \text{ ''/100 лет},$$

вызываемой вращением МСЗ совпадает с порядком угловой скорости вращения МСЗ (около 1 ''/100 лет);

3. полюс вращения примерно согласуется с положением полюса пояса Гульда, использованного во всех наших работах по исследованию вращения МСЗ.

Таблица 6.9 Значения параметров Местной системы звезд, полученные по каталогу *Hipparcos* (совместные решения) для звезд из различных участков диаграммы Герцшпрунга-Рессела с указанием координат полюса вращения

Единицы измерения: l_0, b_0, L_0, P_0 – градусы;
 n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет;
 r, r_0 – пк;
 $M, B-V, \Delta$ – звездные величины;

Sp.	A	F	F
r, σ_r	10-200, 25%	10-200, 25%	100-200, 25%
$M_1, B-V_1$	0.5, 0.06	2.0, 0.32	2.0, 0.32
$M_2, B-V_2$	2.0, 0.32	3.5, 0.56	3.5, 0.56
Δ	1.5	1.5	1.5
L_0	307 ± 9	310 ± 11	313 ± 9
P_0	40 ± 6	25 ± 7	30 ± 7
l_0	275 ± 5	253 ± 9	257 ± 11
b_0	-30 ± 9	-13 ± 8	-13 ± 8
n_0	1.10 ± 0.19	1.66 ± 0.71	1.68 ± 0.49
ω_0	0.67 ± 0.21	0.92 ± 0.19	1.14 ± 0.22
$\omega'_0 r$	-1.24 ± 0.28	-0.95 ± 0.27	-1.14 ± 0.29
$\omega''_0 r^2$	2.45 ± 0.60	2.12 ± 0.90	2.19 ± 0.83
r_0	122 ± 21	184 ± 78	247 ± 72

Попытаемся теперь выполнить решение уравнения вращения МСЗ, используя новые значения полюса вращения МСЗ. В таблице 6.9 приведены некоторые результаты, основанные на этих значениях полюса вращения МСЗ. Основное отличие этого решения от всех предыдущих заключается в значительно меньшей ошибке параметра $\omega''_0 r^2$, а также в его небольшой величине. Судя по всему, в этом решении значения параметров определяются надежнее, но общий характер решения сохраняется. Систематически немного изменены геометрические параметры: так как мы изменили направление оси вращения, то, естественно, изменилось и направление на центр вращения.

Заключение

Выполненная нами работа показывает, что кинематика звезд, находящихся от Солнца на расстояниях до 300 пк, сильно отличается от кинематики далеких звезд. При исследовании собственных движений близких звезд недопустимо применять модель плоского галактического вращения, так как направление вектора вращения этой группы звезд отличается от нормали к плоскости Галактики. Линейная модель трехмерного вращения также не достаточна, поскольку существуют члены высших порядков в разложении угловой скорости по степеням r . Напротив, звезды, расположенные от нас далее 300 пк, находятся в согласии с теорией плоского галактического вращения: вектор вращения этих звезд перпендикулярен плоскости Галактики, и параметры Оорта определяются надежно.

Мы показали, что особая кинематика близких звезд может быть описана теорией вращения МСЗ. Тем не менее, не все эти звезды удовлетворяют уравнениям вращения. Лучше всего подходят звезды главной последовательности спектральных классов А и F, частично – класса G. OB-звезды, красные гиганты классов K, M, а также красные карлики K, M не удовлетворяют гипотезе вращения МСЗ. С положением звезды на диаграмме Герцшпрунга-Рессела связывают возраст звезды. Следовательно, Местную систему образуют не самые молодые и, вероятно, не самые старые звезды. С другой стороны, звезды поздних спектральных классов главной последовательности наблюдаются в непосредственной близости от Солнца (на расстояниях менее 50 пк). На таком расстоянии их кинематика складывается в основном из peculiar скоростей. Если бы мы имели возможность наблюдать их хотя бы до расстояния 200 пк, возможно, и там мы смогли бы обнаружить эффект вращения МСЗ.

Еще один вопрос, на который хотелось ответить: *“Почему, несмотря на большие систематические ошибки собственных движений звезд GC, решение, полученное на материале каталога GC, являлось непротиворечивым и похожим на решение по каталогу Hipparcos?”*. Для того, чтобы окончательно это выяснить, мы выбрали из Hipparcos звезды, общие с GC, и провели решение уравнений МСЗ по этим звездам. Оно представлено в таблице 7.1. Мы видим, что решение по этому подмножеству звезд Hipparcos совпадает с решением по

звездам, находящихся от нас на расстоянии до 200 пк (см. табл. 6.6). Как мы уже знаем, 76% звезд GC находятся ближе этого расстояния, а 86% – ближе, чем 300 пк. Именно это обстоятельство и приводит к тому, что звезды GC оказались подходящим материалом для исследования вращения Местной системы звезд. Отсюда следует важный вывод: успех изучения МСЗ определяется главным образом не столько точностью современных астрометрических измерений, а сколько правильным выбором звезд, принадлежащих Местной системе.

Таблица 7.1. Значения параметров Местной системы звезд, полученные по общим звездам каталогов Hipparcos и GC.

Единицы измерения: l_0, b_0 – градусы; n_0 – безразмерная;
 $\omega_0, \omega'_0 r, \omega''_0 r^2$ – "/100 лет.

	Совместное	l -решение
l_0	285 ± 5	298 ± 8
b_0	-9 ± 4	-7 ± 5
n_0	0.85 ± 0.25	1.32 ± 0.57
ω_0	0.62 ± 0.24	0.75 ± 0.30
$\omega'_0 r$	-1.04 ± 0.34	-1.71 ± 0.50
$\omega''_0 r^2$	2.35 ± 1.39	3.78 ± 1.96

В дополнение к анализу собственных движений звезд мы провели исследование МСЗ (Цветков, 1995), с использованием лучевых скоростей звезд. Влияние вращения МСЗ на лучевые скорости звезд представляет следующее выражение (Шацова, 1952)

$$\begin{aligned} \delta v_r = & -2r_0 \sin b \cos b_0 \left\{ -\Omega' \sin P_0 \sin(l_0 - L_0) + \right. \\ & \left. + \Omega'' [\sin P_0 \sin b_0 \sin(l - L_0) - \cos P_0 \cos b \sin(l - l_0)] \right\} - \\ & - 2Z_\odot \sin b. \end{aligned} \quad (7.1)$$

В целом, лучевые скорости оказались менее информативными, чем собственные движения звезд. Действительно, в уравнение (7.1) не входит угловая скорость вращения МСЗ. Кроме того оказалось, что метод линеаризации оказывается неустойчивым по отношению к случайным

составляющим в лучевых скоростях при определении оценок первой и второй производной угловой скорости (входящих в Ω' и Ω''). Из-за этого пришлось зафиксировать $\omega'_0 r$ и $\omega''_0 r^2$ равными значениям, полученным из анализа собственных движений звезд. В качестве наблюдательного материала мы использовали лучевые скорости 2537 звезд, приведенные в каталоге FK5 и FK5 Ext, и получили следующие оценки геометрических характеристик МСЗ:

$$l_0 = 227 \pm 34 ,$$

$$b_0 = 29 \pm 45 ,$$

$$n_0 = 2.6 \pm 1.8 ,$$

что не противоречит результатам, основанным на собственных движениях звезд.

Подводя итоги, можно сказать, что Местную систему образуют звезды главной последовательности диаграммы Герцшпрунга-Рессела спектральных классов А и F, находящиеся от нас на расстоянии до 300 пк. За наиболее вероятные оценки параметров МСЗ могут быть приняты следующие значения:

координаты полюса вращения –

$$L_0 = 313^\circ \pm 9^\circ ,$$

$$B_0 = + 60^\circ \pm 7^\circ \text{ или } P_0 = 30^\circ \pm 7^\circ ;$$

направление на ось вращения (координаты центра вращения) –

$$l_0 = 253^\circ \pm 9^\circ ,$$

$$b_0 = - 13^\circ \pm 8^\circ ;$$

расстояние до оси вращения (до центра МСЗ) –

$$r_0 = 180 \pm 70 \text{ пк};$$

угловая скорость вращения МСЗ и ее производные –

$$\omega_0 = +0.92 \pm 0.19 \text{ ''}/_{100 \text{ лет}},$$

$$\omega'_0 r = - 0.95 \pm 0.27 \text{ ''}/_{100 \text{ лет}},$$

$$\omega''_0 r^2 = +2.12 \pm 0.83 \text{ ''}/_{100 \text{ лет}};$$

Местная система звезд совершает один оборот за 140 млн. лет против часовой стрелке, если смотреть на нее с северного полюса Галактики Другими словами, МСЗ вращается в направлении, обратном направлению вращения Галактики.

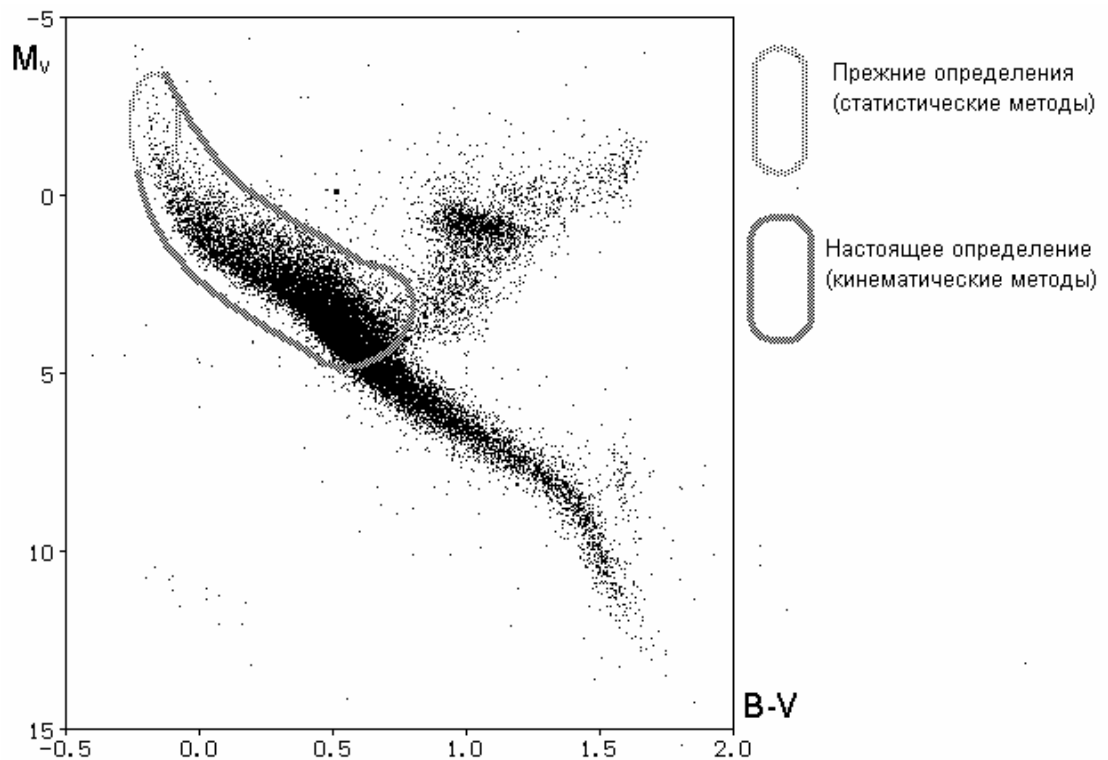


Рис. 7.1 *Расширение состава МСЗ на А-F звезды.*

Следует отметить, что в начале XX века под Местной системой звезд понимали систему молодых ОВ-звезд, связывая ее существование с поясом Гульда, а под динамической основой МСЗ подразумевали наличие повышенной концентрации звезд в направлении центра МСЗ (Сирс, 1928). Результаты кинематического анализа собственных движений этих звезд не показывают вращения, но скорее всего это вызывается неравномерным распределением этих звезд по небесной сфере, что мешает решению уравнений вращения МСЗ. Это обстоятельство не означает, что система ОВ-звезд не принадлежит МСЗ, тем более, что положение полюса вращения МСЗ, определенное по кинематическим исследованиям в общем совпадает с положением полюса пояса Гульда. Следовательно, можно сказать, что нам удалось расширить понятие МСЗ на звезды более поздних спектральных классов (см. Рис. 7.1). Однако говорить о полной тождественности пояса Гульда и системы А-F-звезд еще преждевременно.

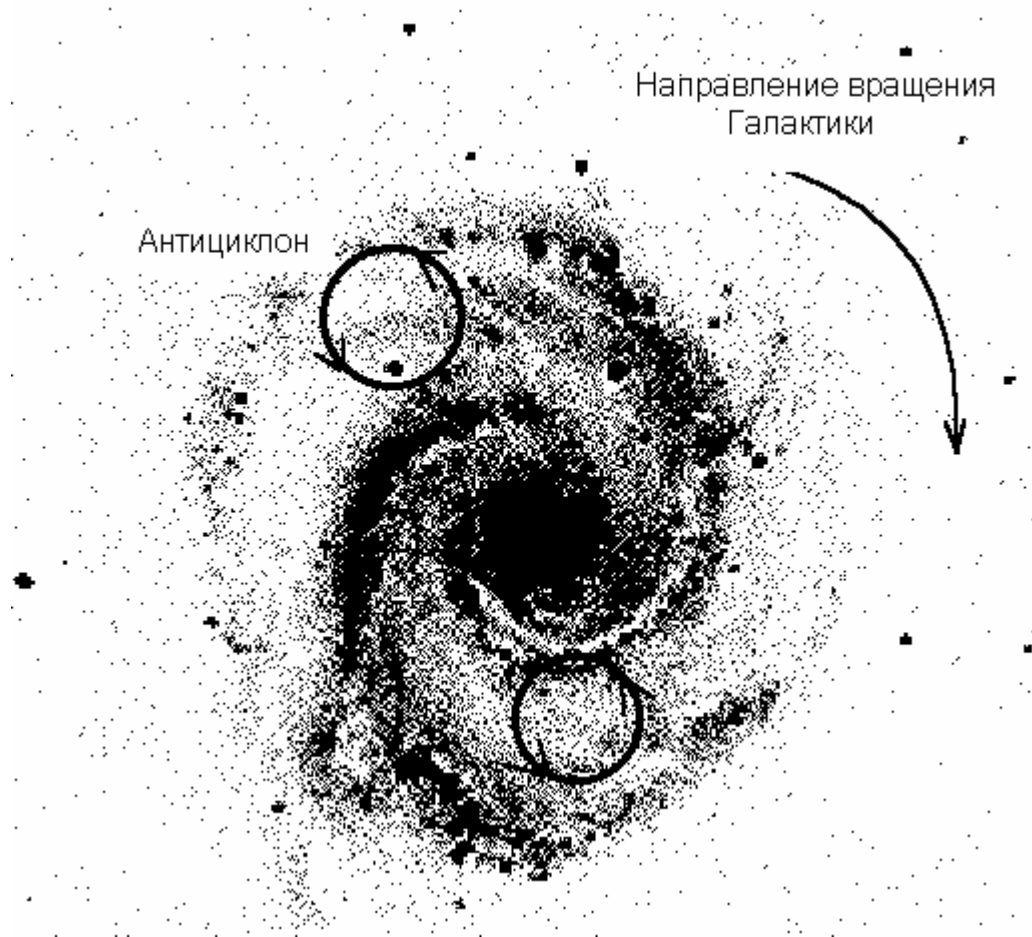


Рис. 7.2 “Антициклоны” в Галактике

Наше исследование Местной системы звезд затрагивало лишь кинематическую сторону вопроса. Мы не касались самой природы МСЗ. Рассмотрение этого выходит за рамки настоящего исследования. Однако, мы считаем полезным привести некоторые современные сведения из звездной динамики и астрофизики.

В первой половине XX века исследования, посвященные местным аномалиям, использовали подсчет звезд в разных направлениях (Сирс, 1928; Минер, 1930). Попытка оправдать существование Местной системы сводилась к поиску областей повышенной концентрации звезд, так как рабочей гипотезой вращения МСЗ было вращение звезд около какого-либо гравитирующего центра.

В 1980–90-е годы появились исследования по звездной динамике, позволяющие по-иному взглянуть на природу МСЗ. В работах А.М. Фридмана (1997) и его коллег показывается, что между спиральными ветвями Галактики вблизи радиуса коротации находятся “антициклоны”, которые вращаются в

противоположную сторону, нежели Галактика. Их происхождение объясняется гидродинамическим путем.

Возможно Местная система звезд является как раз таким “антициклоном” между спиральными рукавами Галактики (Рис. 7.2).

Существование Местной системы звезд подтверждается исследованиями профиля линии межзвездного водорода на длине волны 21 см (Петровская, Малахова, Шеховцова, 1996). В этой статье убедительно показывается, что вблизи Солнца наблюдается вихрь с обратным вращением.

Таким образом, к существованию особой кинематики МСЗ нас подводят теоретические исследования, анализ собственных движений звезд и радионаблюдения.

В процессе выполнения данной работы **получены следующие новые научные результаты, выносимые на защиту:**

- новый метод решения уравнений вращения МСЗ;
- исследование влияния систематических ошибок каталогов на определяемые параметры вращения МСЗ;
- значения параметров вращения МСЗ, определенные по различным по наземным каталогам;
- параметры вращения МСЗ, определенные по космическому каталогу Hipparcos с использованием параллаксов и определением координат полюса вращения из наблюдений;
- локализация МСЗ в пространстве, а также определение физических характеристик звезд, составляющих Местную систему.

Работа выполнена в *Астрономическом институте* Санкт-Петербургского университета.

В заключение автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю В.В. Витязеву за постановку задачи и внимательное отношение к диссертанту. Автор благодарит организационный комитет конкурса “Молодые ученые” на неоднократную финансовую поддержку.

Литература

1. Аоки и Сома, 1978 / S.Aoki, M.Soma, H.Kinoshita and K.Inoue: Conversion Matrix of Epoch B1950.0 FK4-Based Positions of Stars to Epoch J2000.0 Positions in Accordance with New IAU Resolutions, Tokyo Astronomical Observatory, University of Tokyo
2. Астериадис, 1977 / G.Asteriadis: Determination of Precession and Galactic Rotation from the Proper Motions of the AGK3, *Astron. & Astrophys.*, 56, 25-38
3. А.Н.Балакирев, 1978, Исследование поля пространственных скоростей В-звезд, *Астрономический Журнал*, т. 55, Вып. 4.
4. Бастиан и др., 1993 / Bastian U., Roser S., PPM Star Catalogue, Vol III-IV, Astronomisches Rechen-Inst., Heidelberg.
5. Босс, 1937 / Boss B. General Catalogue of 33342 stars for the epoch 1950.0, Washington.
6. Босс, 1938 / Boss B. *Astron. Journal*, N 47, 1938.
7. Броше, 1966 / Brosche P. , Representation of Systematic Differences in Positions and Proper Motions of Stars by Spherical Harmonics, *Veroff. Astr. Rechen-Inst., Heidelberg*, N17.
8. Броше и Шван, 1986 / P.Brosche and H.Schwan: The Search for Unwanted Signals: Systematic Trends in Proper Motions of Fundamental Stars, H.K.Eichhorn and R.J.Leacock (eds.), *Astrometric Techniques*.
9. Броше и Шван, 1981 / P.Brosche and H.Schwan: Systematic Motions of Fundamental Stars, *Astron.&Astrophys*, 99, 311-319.
10. Броше, Новацкий, Штрабель, 1964 / Brosche, P., Nowacky, H. and Strabel, W. *Veroff. Astron. Rechen-Institut, Heidelberg*, N15, 1-51.
11. Ван-де-Камп и Высоцкий, 1937 / P. van-de-Kamp and A.N.Vysotsky, *Publ. Mc. Cormick Observatory*, 7.
12. В.В.Витязев, 1983, О влиянии уравнения яркости в собственных движениях звезд на определение звездно-астрономических постоянных *Вестник Ленингр. Ун-та*, N13, с. 75-81
13. Витязев, 1986 / V.V.Vityazev. Brosche's method for representing systematic differences in positions and proper motions of stars, H.K.Eichhorn and R.J.Leacock (eds.), *Astrometric Techniques*, 87-94.

14. В.В.Витязев, 1989а, О кинематических исследованиях собственных движений звезд: Раздельное решение основных кинематических уравнений. Депонир. ВИНТИ АН СССР, N 5695-B89, с 1-18.
15. В.В.Витязев, 1989б, О кинематических исследованиях собственных движений звезд: Совместное решение основных кинематических уравнений. Депонир. ВИНТИ АН СССР, N 5696-B89, с 1-17.
16. В.В.Витязев, 1989с, О кинематических исследованиях собственных движений звезд: Анализ результатов определения звездноастрономических постоянных УДК 521.27. Депонир. ВИНТИ АН СССР, N 5697-B89, с 1-17.
17. В.В.Витязев, 1990а, Исследование собственных движений звезд с помощью сферических функций, Физическая полнота классических моделей вращения Галактики. Кинематика и физика небесных тел, т. 6, N 3
18. В.В.Витязев, 1990б, Физическая полнота классических моделей вращения Галактики. Кинематика и физика небесных тел, т. 6, N 4.
19. Витязев, 1991 / V.V.Vityazev. The Kinematics of 512 Stars in the System of FK5, *Astroph. and Space Science* 177, 213-214.
20. Витязев, 1994 / V.V.Vityazev. The ROTOR: a New Method to Derive Rotation between Two Reference Frames, *Astron.&Astrophys.Transactions*, Vol. 4, 195-218.
21. В.В. Витязев, Е.В. Витязева, 1985, Об улучшении систем прямых восхождений каталогов GC и N30. Ученые записки ЛГУ, N 416.
22. В.В.Витязев, А.С.Цветков, 1989, Представление кинематических компонент в собственных движениях звезд с помощью сферических функций, *Вестник Ленингр. Ун-та, Сер. 1, Вып. 2.*
23. В.В.Витязев, А.С.Цветков, 1990, Исследование собственных движений и лучевых скоростей звезд с помощью сферических функций, *Вестник Ленингр. Ун-та, Сер. 1, Вып. 1.*
24. В.В.Витязев, А.С.Цветков, 1991, Систематические разности положений и собственных движений звезд каталогов FK5, GC и N30, *Вестник Ленингр. Ун-та, Сер. 1, Вып. 1.*

25. В.В.Витязев, А.С.Цветков, 1996, Поправка постоянной прецессии и параметры вращения галактики по данным каталога PPM, материалы конференции “Современные проблемы и методы астрометрии и геодинамики”, С.-Петербург, с. 28-35.
26. Дайсон, 1929 / Dyson, F.H. M.N.Roy.Soc.,90, 233.
27. Денен, Бинней, 1997 / W. Dehnen, J. Binney: Local stellar kinematics from Hipparcos data, A. A. 9710077
28. Зонн и Рудницкий, 1959, Звездная астрономия. Изд-во Иностранной литературы, Москва, 448 с.
29. Каптейн, 1905 / Kapteyn J.C., Address before St. Louis Exposition Congress, 1904, Brit. Association Report, p. 257.
30. Корбин и др., 1991 / Corbin, T.E., Urban, S.E., Astrographic Catalogue Reference Stars (ACRS), US Naval Observatory.
31. Клубе, 1972 / S.V.M.Clube: Galactic Rotation and the Precession Constant, Mon. Not. R. astr. Soc., 159, 289-314.
32. П.Г. Куликовский, 1985, Звездная астрономия, М.
33. Куницкий, 1935 / Kunitsky, R.V., Astron. J., XII, 229.
34. Б. Линдبلاد, 1927 / Lindblad B., On the course of the ellipsoidal distribution of stellar velocities, Arkiv Math. Astron. Fys. 20 A, N 17, 1.
35. П. Линдبلاد, Лоден, Палоуш, Линдегрэн, 1997a / P.O. Lindblad, K. Loden, J. Palous, L. Lindegren, Runaway stars and the force perpendicular to the Galactic plane, (Preprint A&A).
36. П. Линдبلاد, Лоден, Палоуш, Линдегрэн, 1997b / P.O. Lindblad, K. Loden, J. Palous, L. Lindegren, The kinematics and nature of Gould’s belt – a 30 Myr old star forming region, (Preprint A&A), 1997
37. В.В. Ляхович, А.М. Фридман, О.В. Хоружий, 1997, О наблюдательном определении природы спиральных рукавов галактики, Астрон. журн., N4, с. 509-535
38. Ма и др., 1998 / C. Ma, E. F. Arias, T. M. Eubanks, A. L. Fey, A.-M. Gontier, C. S. Jacobs, O. J. Sovers¹, B. A. Archinal, P. Charlot² : The international celestial reference frame as realized by very long baseline interferometry. Astronomical Journal.
39. Минер, 1930 / Mineur, M.N., Lyon Bull. N12, pp. 287-312.

40. Миямото и Сома, 1993 / Miyamoto M., and Soma M. Is the Vorticity Vector of the Galaxy Perpendicular to the Galactic Plane? I. Precessional Correction and Equinoctial Motion Correction to the FK5 System, *Astron. J.*, Vol.105 (2), pp. 691--701.
41. Морган, 1952 / Morgan H.R. Catalog of 5268 standard stars, 1950.0, based on the Normal System N30, - *Astron. Papers*. Vol. 13., p.110-321.
42. К.Ф. Огородников, 1944, *Астр. журнал*, XXI.
43. К.Ф. Огородников, 1958, *Динамика звездных систем*, М.
44. Оорт, 1927 / Oort J. H., Observational evidence conforming Linblad's hypothesis of a rotation of the galactic system, *Bull. Astron. Netherl.* 3, N 120, 275.
45. Перриман и др., 1997 / Perryman M.A.C., et al., *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, vol.1-17, ESA.
46. П.П. Паренаго, 1954, *Курс звездной астрономии*, М.
47. И.В.Петровская, Ю.Н.Малахова, Т.В.Шеховцова, 1996 / Yu.N.Malakhova, I.V.Petrovskaya, T.V.Shekhostova, The giant vortices near the Galactic corotation radius from 21 cm line profiles. (preprint)
48. С.П.Рыбка, 1993, *Кинематика звезд РРМ в околосолнечных окрестностях. Кинематика и физика неб. тел*, т.9, N5, с.46-50.
49. Сирс / Seares, Е.Н. *Astron. J.*, 67, 61. 1928.
50. Турон и др., 1993 / Turon C. et al. The Hipparcos Input Catalogue, *Bull. Inform. CDS*, Vol 43, p.5.
51. А.М. Фридман, О.В. Хоружий, В.В. Ляхович, В.С. Аведисова, 1996 / A.M. Fridman, O.V. Khoruzhii, V.V. Lyahovich, V.S. Avedisova. Are there giant vortices near Solar circle? , "Unsolved problems of the Milky Way" 169 IAU Symposium, Ed. L. Blitz, P. Teuben, the Hauge, pp. 597-603, 1996.
52. Фрике, 1967 / W.Fricke: Precession and Galactic Rotation Derived from Fundamental Proper Motions of Distant Stars, *Astr.Journal* 72, No. 10.
53. Фрике, 1971 / W.Fricke: Determinations of Precession, *Celestial Mechanics* Vol. 4, 150-162.
54. Фрикке, 1977 / W. Fricke: Basic material for determination of precession and of Galactic rotation and review of methods and results. *Veroff. Astron. Rechen-Inst. Heidelberg*, N28, p. 1-52.

55. Фрикке и др. 1988 / W. Fricke Fifth Fundamental Catalogue (FK5). Veroff. Astron. Rechen-Institut, Heidelberg, N 32.
56. Фрикке, Копф, 1963 / W. Fricke, A. Kopff: Fourth Fundamental Catalogue (FK4). Veroff. Astron. Rechen-Institut, Heidelberg, N 10.
57. Фрикке и Циомис, 1975 / W.Fricke and A.Tsioumis: Galactic Rotation and Local Irregularities Derived from Fundamental Proper Motions and Radial Velocities, Astron. & Astrophys. 42, 449-455.
58. Фрогель, 1974 / J.A.Frogel and R.Stothers: The local complex of O and B stars. I. Distribution of Stars and interstellar dust. Astron. Journal 79.
59. Цветков, 1995a / Tsvetkov A.S., The Local stellar system: kinematics derived from radial velocities. Astron. and Astrophys. Transactions, 1995, Vol. 8, pp. 145-156.
60. Цветков, 1995b / Tsvetkov A.S., The Local stellar system: kinematics derived from proper motions. Astron. and Astrophys. Transactions, Vol.9, pp. 1-25.
61. Цветков, 1997 / Tsvetkov A.S., The Local Stellar system: kinematics derived from the HIPPARCOS catalogue. Journees 1997, Systemes de reference spatio-temporels, September 22-24, Prague, Czech Republic.
62. Цветков, 1988 / Tsvetkov A.S., Kinematics of the Local Stellar system. Proceedings of the IV international workshop on positional astronomy and celestial mechanics, Universitat de Valencia, Spain, pp. 73-80
63. Цветков, 1999a / Tsvetkov A.S., A method to test the adequacy of a model to observations, in ASP Conf. Ser., Vol. 172, Astronomical Data Analysis Software and Systems VIII, eds. D. M. Mehringer, R. L. Plante, & D. A. Roberts (San Francisco: ASP), p.42-45
64. Цветков, 1999b / Tsvetkov A.S., Hipparcos: Rotational vector of nearby stars, Journees 1999, Systemes de reference spatio-temporels, September 13-15, Dresden, Germany. *in print*.
65. Циомис и Фрикке, 1979 / A.Tsioumis and W.Fricke: A Contribution to the Kinematics of the Gould Belt, Astron & Astrophys., 75,1-6
66. Шарлье, 1921 / Charlier, C.V.L., Lund Medd., ser. II, 26.
67. Р.Б.Шацова, 1950, Асимметрия собственных движений ГС Босса, Ученые записки ЛГУ, N 136.

68. Р.Б.Шацова, 1952, Асимметрия лучевых скоростей, Ученые записки ЛГУ, N 153.
69. Шван, 1977 / H.Schwan: Development and Testing of a Method to Derive an Instrumental System of Positions and Proper Motions of Stars, Veroff. Astronom. Rechen-Institut, Heidelberg, No. 27.
70. Шван, 1988 / H.Schwan: A computer program for evaluating the analytical representation of the systematic differences between the FK4 and the FK5 or other catalogues of star positions or proper motions, Astron.&Astrophys, 198, 363-364.
71. Шварцшильд К., 1907 / Schwarzschild K. Ueber die Eigenbewegungen der Fixsterne, Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wissensch. zu Goettingen, 614.
72. Шилт, 1928 / Schilt J. Galactic rotation derived from proper motions of Boss's PGC. Astron.J., 39, N 1., p.17.