

изводилось в области больших скоростей? И может быть было лучше отбросить звезды со скоростями >60 км/сек?

М. Г. Колхидашвили. Были отброшены звезды со скоростями более 100 км/сек.

ДОКЛАД Р. М. ДЗИГВАШВИЛИ (АБАСТУМАНИ)
ПОСТРОЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ОРБИТ
ЗВЕЗД НА ОСНОВЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ*

Вопросы.

К. Ф. Огородников. Как вычислялись R_1 и R_2 ?

Р. М. Дзигвашвили. Используя выражение для потенциала по П. П. Паренаго.

Г. Г. Кузмин. Относится ли все это к окрестностям Солнца?

Р. М. Дзигвашвили. Да.

Т. А. Агекян. Не пробовали ли Вы выяснить для звезд, находящихся в окрестностях Солнца, как быстро проходят они район Солнца?

Р. М. Дзигвашвили. Нет.

ДОКЛАД Е. Д. ПАВЛОВСКОЙ и А. С. ШАРОВА (МОСКВА)
О КИНЕМАТИКЕ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ*
(Тезисы)

Исследование кинематики шаровых скоплений предпринималось неоднократно, однако, к настоящему времени были получены весьма разноречивые сведения о характере участия шаровых скоплений в галактическом вращении. В результате недавней работы Кинмана число скоплений с известными лучевыми скоростями возросло до 70, что позволяет вновь рассмотреть их кинематику.

Исследование систематических вращательных движений производилось по формуле:

$$\Delta kv_{\tau} = R_0[\omega(R) - \omega(R_0)]\sin(l-l_0)\cos b, \quad (1)$$

записанной в общепринятых обозначениях. Движение Солнца к стандартному апексу исключалось. Скопление NGC 3201 с весьма высокой скоростью и далекое скопление NGC 2419 были отброшены. Решение уравнений (1) производилось в 36 вариантах в зависимости от расстояния от центра Галактики и ширины зоны, в которой рассматривались скопления. Такой способ позволяет более определенно судить об изменении $\omega(R)$ с расстоянием.

С удалением от центра Галактики угловая скорость подсистемы шаровых скоплений падает, как и следовало ожидать для вращающейся подсистемы. В окрестностях Солнца $\omega(R_0)$ составляет 10—11 км/сек.

* Бюлл. Абастум. астрофиз. обс., 1961, № 26.

* По сообщению докладчиков, содержание доклада будет опубликовано в Астрономическом журнале.

числ, а соответствующая линейная скорость $Y_{\psi}(R)$ 80—90 км/сек. По сравнению с кривой $\omega(R)$ для межзвездного водорода кривая $\omega(R)$ шаровых скоплений показывает значительно более медленное падение на большем интервале R . Определение хода $Y_{\psi}(R)$ оказалось очень чувствительным к проведению кривой $\omega(R)$. Путем ряда проб было показано, что незначительные изменения кривой $\omega(R)$ могут приводить к самому произвольному ходу $Y_{\psi}(R)$. Таким образом, получить реальные данные о ходе $Y_{\psi}(R)$ для подсистемы шаровых скоплений не представляется возможным.

Представляет интерес рассмотреть вопрос о величине дисперсии скоростей подсистемы на разных расстояниях от центра Галактики.

Различные соображения, и в том числе теория стационарной Галактики, заставляет предполагать уменьшение дисперсии и расстояния. Однако, результаты получились совершенно противоположными. Средняя подвижность скоплений, вычисления как $V\bar{v}^2$ и $(\bar{v}')^2$, где v' — пекулярная скорость относительно соответствующего центроида, оказалась разно возрастающей с расстоянием. Возможно, что объяснение этого факта связано с условиями происхождения шаровых скоплений.

Вопросы.

Р. Б. Шацова. Не была ли сделана попытка определить отношение скоростей?

А. С. Шаров. Нет.

Р. Е. Гершберг. Есть ли данные о том, что химический состав шаровых скоплений неоднороден? Он должен быть менее однороден, если часть скоплений имеет внегалактическое происхождение?

А. С. Шаров. Есть только работа Кинмана. Других сведений нет. Им отмечена тенденция к уменьшению металлов с удалением от центра Галактики.

Эмин-Заде. В предыдущем докладе А. С. Шарова было показано, что все законы вращения Галактики довольно хорошо удовлетворяют наблюдениям; как же тогда, при рассмотрении шаровых скоплений, теория стационарной галактики оказывается неудовлетворительной?

А. С. Шаров. В предыдущем докладе показано, что все законы удовлетворяются одинаково хорошо. Но это то и плохо, т. е. не остается оснований отдать предпочтение одному из законов.

ДОКЛАД А. Я. ФИЛИНА (ДУШАНБЕ)
О ДВИЖЕНИИ ШАРОВЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Для шаровых звездных скоплений из наблюдений известны только лучевые скорости. В этих условиях для исследования движения удобнее всего использовать функцию Камма. С помощью функции Камма можно достаточно просто исследовать галактическое вращение, а также получить другие кинематические и динамические характеристики системы шаровых скоплений и провести сравнение полученных результатов с теорией.

Функцию Камма для исследования движения шаровых скоплений применил П. П. Паренаго III. Поскольку сейчас число известных лучевых скоростей шаровых скоплений увеличилось, то имеет смысл повто-

рить эту работу на основании лучевых скоростей уже 70 скоплений [2] вместо 50, которые использовал П. П. Паренаго.

Имеются две системы расстояний до шаровых скоплений: 1) расстояния, выведенные П. П. Паренаго, Б. В. Кукаркиным и Н. Ф. Флорей [3] и 2) расстояния, выведенные Кинман [4]. Сравнение их дано на рис. 1. Обе системы расстояний в общем неплохо согласуются между собой за исключением нескольких случаев. В дальнейшем приняты расстояния, средние из этих двух определений.

Лучевые скорости скоплений были исправлены за местное движение Солнца к стандартному апоксу. В табл. 1 дана сводка всех величин, которые можно вычислить непосредственно по лучевым скоростям с помощью функции Камма.

Таблица 1

Пределы		Таблица 1											
$R_{кис}$	R	n	$f(R, R_0)$	$\Sigma(w)$	$\varepsilon(f)$	$\frac{1}{\omega}$	$\varepsilon\left(\frac{1}{\omega}\right)$	$P\left(\frac{1}{\omega}\right)$	ω	$\varepsilon(\omega)$	V	$\varepsilon(v)$	
0.5—2.2	1.4	9	+1016	0.68	±121	0.00576	±0.00056	158	174	±17	243	±24	
3.0—4.0	3.3	14	0	3.89	51	.03094	.00670	13	32	7	107	23	
4.2—7.0	5.6	20	— 208	6.68	39	.28346	.41389	0.2	4	5	20	30	
7.4—12.9	9.5	16	108	8.67	34	0.13688	0.08843	1.0	7	5	69	45	
13.5—19.5	17.1	6	230	3.31	54	2.76923	±57.5	0.0	0.4	±8	7	±128	
30	—68	42	5—58	2.56	—	—	—	—	—	—	—	—	

Первые три столбца не требуют пояснений; в четвертом записано среднее взвешенное значение функции Камма

$$\overline{f(R, R_0)} = \frac{\sum V_2 \frac{|w|}{w}}{\sum |w|},$$

где $w = \sin(l-l_0) \cos b$, а V_2 — лучевая скорость исправленная за местное движение Солнца. $\varepsilon(f)$ — средняя ошибка функции Камма,

$$\varepsilon(f) = \frac{\sigma_{V_2}}{\sqrt{\sum |w|}} = \frac{100}{\sqrt{\sum |w|}},$$

где $\sum |w|$ — сумма весов, σ_{V_2} — дисперсия пекулярных лучевых скоростей, ω и v соответственно угловая и линейная скорости вращения, а $\varepsilon(\omega)$ и $\varepsilon(v)$ — их средние ошибки:

$$\omega = \frac{1}{R_0} \left[f(R, R_0) + v_0(h_0) \right]; \quad v = R\omega; \quad \varepsilon(\omega) = \frac{\varepsilon(f)}{R_0}; \quad \varepsilon(v) = \varepsilon(f) \frac{R}{R_0} = \varepsilon(\omega) \cdot R,$$

где $V_0(R^0) = 233$ км/сек — линейная скорость вращения объектов плоских подсистем на расстоянии $R_0 = 7.2_{кис}$ Солнца от галактического центра.

Использовано известное из теории соотношение

$$\frac{1}{\omega} = a + bR^2, \quad (*)$$

где a и b — постоянные. Эта зависимость представлена на рис. 2 точками. Вертикальные отрезки указывают величину средней ошибки $\varepsilon\left(\frac{1}{\omega}\right)$

$$\varepsilon\left(\frac{1}{\omega}\right) = \left(\frac{1}{\omega}\right)^2 \frac{\varepsilon(f)}{R_0}$$

Уравнения (*) были решены методом наименьших квадратов, причем уравнениям назначался вес $P\left(\frac{1}{\omega}\right)$ соответственно со средними ошибками $\frac{1}{\omega}$. Все эти величины также даны в табл. 1. Решение дает следующие значения постоянных.

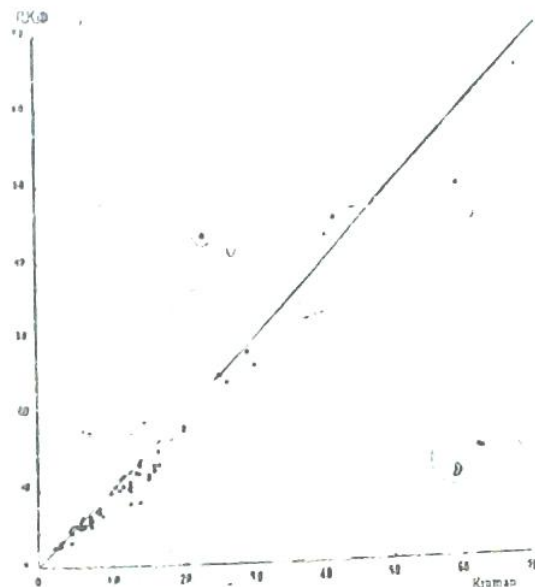


Рис. 1

$$a = 0.00119 \pm 0.00109 \text{ сек. кпс. км}^{-1}$$

$$b = 0.00234 \pm 0.00050 \text{ сек. кпс}^{-1} \text{ км}^{-1},$$

с которыми вычислена прямая на рис. 2. С этими же значениями были вычислены теоретические значения $f(R, R_0)$, ω , V и постоянная галактического вращения $A = bV^2$. Результаты представлены в табл. 2 и на рис. 3—5. Наблюдаемые значения отмечены точками, вычисленные — кружками. Согласие в общем можно считать удовлетворительным.

Таблица 2

R	$f(R, R_0)$	$\varepsilon(f)$	ω	$\varepsilon^v(\omega)$	V	$\varepsilon(v)$	A
0.7	+2818	±1447	424	±201	297	±141	206
1.0	1807	691	283	96	283	96	188
1.4	1013	324	173	45	242	63	137
3.0	+903	65	45	3	135	28	42
6.0	— 149	18	12	3	70	15	12
7.2	174	13	8	2	59	13	8
10.0	202	6	4	1	43	9	4
16.0	—221	±2	2	±0,2	27	±5	2

Несмотря на то, что ошибки везде очень велики, коэффициент b в уравнении (*) определяется достаточно уверенно, чтобы можно было говорить о существовании дифференциальных движений.

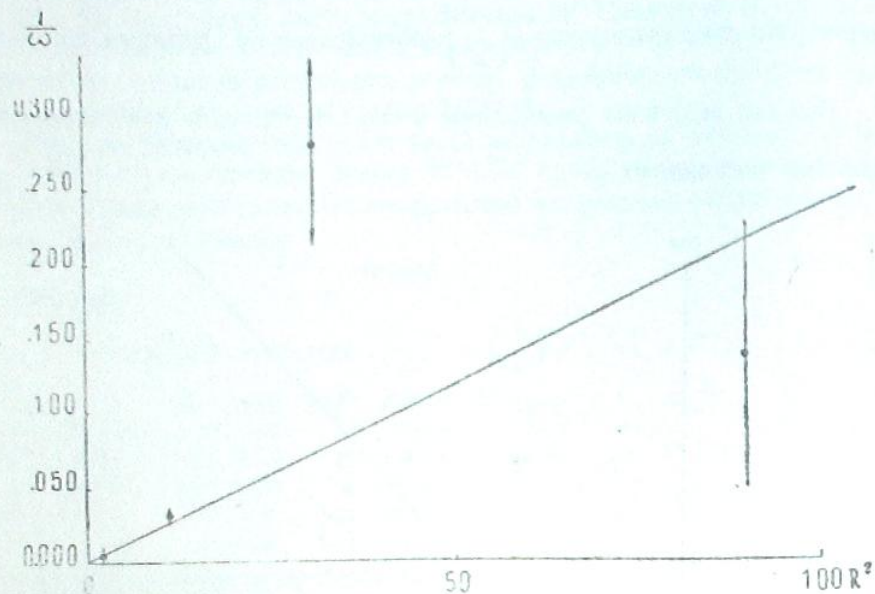


Рис. 2

Зная постоянные a и b , можно вычислить теоретические значения лучевых скоростей для каждого скопления

$$V'_{\text{вмч}} \left[\frac{R_0}{a+bR^2} - V_0(R_0) \right] w.$$

Для определения σ_R — дисперсии компонента V_R отобраны 24 скопления, расположенные вблизи галактического радиуса-вектора Солнца (не дальше 20°). Для этих скоплений дисперсия лучевых скоростей вызывается главным образом дисперсией по R . Для 24 указанных скоплений вычислены пекулиарные лучевые скорости V''_r

$$V''_r = V'_{\text{вмч}} - V'_{\text{вмч}}$$

а затем σ_R , для которой получилось

$$\sigma_R = \pm 91 \pm 13 \text{ км/сек.}$$

Для оценки теоретического значения логарифмического градиента плотности использовано соотношение

$$\frac{\partial \ln D}{\partial R} = -\frac{bR}{a+bR^2} - \frac{1}{R\sigma_R^2} \left[V_0(R_0) - V(R_0) \right].$$

Подставляя сюда $R=R_0=7.2$ кпс, $\sigma_R = \pm 91$ км/сек, a и b согласно (**), $V_0(R_0)=233$ км/сек, $V(R_0)=59$ км/сек (табл. 2) получаем

$$\frac{\partial \ln D}{\partial R} = -1.00 \pm 0.25 \text{ или } \frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.43 \pm 0.11,$$

что сильно отличается от значения -0.264 , полученного П. П. Паренаго [1]. Однако последнее несколько занижено, т. к. не учитывался первый член в формуле по причине его малости. Но как он ни мал, он все же дает -0.054 и правильнее было бы принять -0.318 .

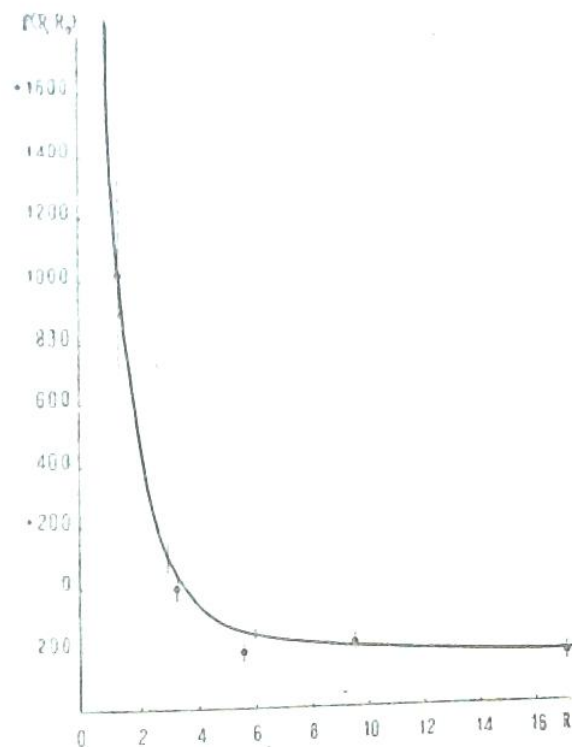


Рис. 3

Для объектов сферических подсистем обычно принимается

$$\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.27.$$

То же получается непосредственно по распределению шаровых скоплений.

Полученный выше результат в полтора раза превышает это значение. Насколько это расхождение реально, сказать трудно, так как исходные данные (лучевые скорости и расстояния) отягчены большими ошибками, которые фактически никак не учитываются. Поэтому полученный результат оказывается в какой-то мере искаженным влиянием этих неучтенных ошибок.

Ниже помещена таблица, в которой сопоставлены некоторые численные результаты, полученные П. П. Паренаго (первая строка) с результатами, полученными в данной работе.

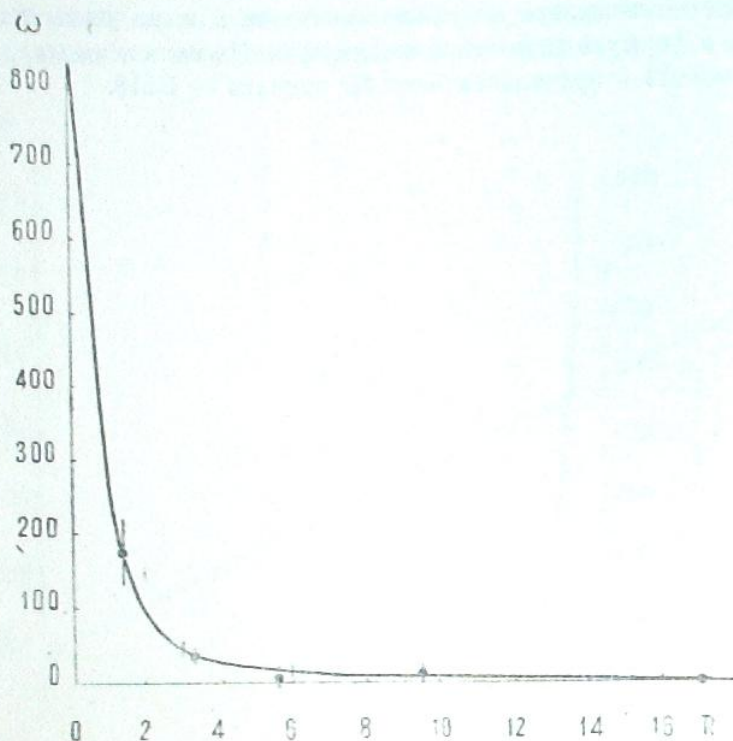


Рис. 4

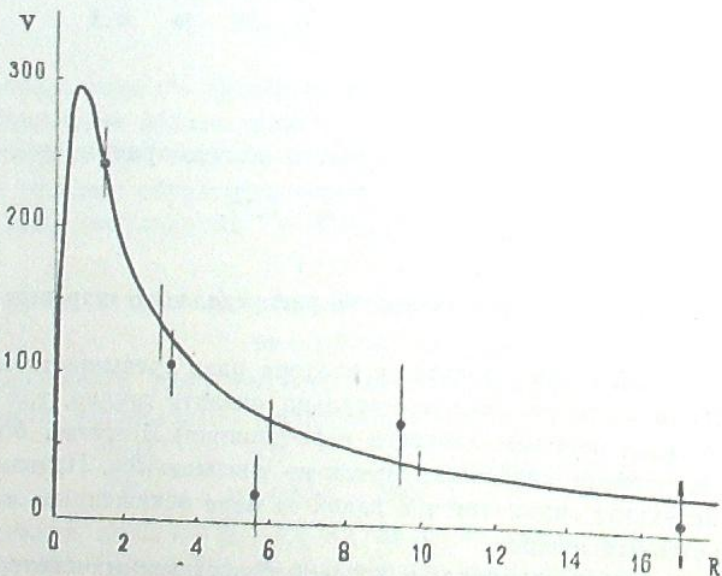


Рис. 5

$v(R_0)$	σ_R	$\frac{\partial \lg D}{\partial R}$
60 ± 10	$\pm 110 \pm 25$	-0.264 ± 0.033
59 ± 13	$\pm 91 \pm 13$	-0.43 ± 0.11

Не трудно заметить, что точность определения не повысилась, хотя во втором случае число использованных скоплений было значительно больше. Едва ли она существенно изменится, когда будут известны лучевые скорости всех шаровых скоплений. Дальнейшее повышение точности получаемых результатов требует уточнения лучевых скоростей и расстояний шаровых скоплений.

Для выяснения вопроса является ли скорость параболической, использовано условие $V > \sqrt{2\Phi}$, где v — полная скорость, а Φ — потенциал. Галактика принималась за однородный эллипсоид вращения с полуосями $a' = b' = 13$ кпс, $c' = 1.3$ кпс. Потенциал такого эллипсоида на внешнюю точку выражается следующим образом (см. напр., [5]):

$$\Phi = \pi \rho a'^2 c' \int_u^\infty \left(1 - \frac{R^2}{a'^2 + s} - \frac{z^2}{c'^2 + s} \right) \frac{ds}{(a'^2 + s) \sqrt{c'^2 + s}},$$

где ρ — плотность, а u — положительный корень уравнения

$$\frac{R^2}{a'^2 + u} + \frac{z^2}{c'^2 + u} = 1.$$

После интегрирования получаем

$$\Phi = \frac{3GM}{4a'^3} \left[\left(2a'^2 - R^2 + 2z^2 \right) \arcsin \frac{a'}{\sqrt{a'^2 + u}} + a' \left(R^2 \frac{\sqrt{c'^2 + u}}{a'^2 + u} - \frac{2z^2}{\sqrt{c'^2 + u}} \right) \right],$$

где M — масса Галактики, G — гравитационная постоянная. Принято $M = 1.1 \cdot 10^{11} \odot = 2.2 \cdot 10^{14}$ г. Вычисления проделаны для NGC 5694. Для него $R = 30$ кпс, $Z = +20$ кпс, лучевая скорость, исправленная за местное движение Солнца и за эффект галактического вращения $V_r' = -280$ км/сек. Подсчеты дают $\sqrt{2\Phi} = 165$ км/сек, т. е. скопление движется с параболической скоростью. Этот результат получался и раньше. Однако одно обстоятельство следует отметить.

Если допустить, что полная пространственная скорость скопления не слишком сильно отличается от лучевой скорости, то оказывается, что скопление движется внутрь Галактики имея параболическую скорость. Это возможно только для внегалактического объекта. Если же различие велико, то полная пространственная скорость должна быть еще больше. В этом случае трудно себе представить, что скопление, находясь на расстоянии 30 кпс от галактического центра и 20 кпс от галактической плоскости и движущееся со скоростью, превышающей 300—400 км/сек, было выброшено из центральной области Галактики. Таким образом, имеются основания предполагать, что скопление NGC 5694 имеет внегалактическое происхождение.

Литература

1. Паренаго П. П., АЖ 1947, 24, № 3, 167.
2. Kinman T. D. MN, 1959, 119, 157.
3. Паренаго П. П., Кукаркин Б. В., Флоря Н. Ф., Труды ГАИШ, 1949, 16, 47.
4. Kinman T. D. Radcliff obs. reprint № 9.
5. Субботин М. Ф., Курс небесной механики, т. 3.

Вопросы.

А. С. Шаров. На каком основании считается NGC 5694 движущимся к центру Галактики?

А. Я. Филин. На основании большого значения лучевой скорости.

А. С. Шаров. Этого явно недостаточно.

Г. М. Идлис. Среди использованных скоплений есть ли такие, которые расположены далее 20 кпс? Имеются ли существенные различия для скоплений, расположенных ближе и дальше 20 кпс?

А. Я. Филин. Скопления, удаленные более 20 кпс, использованы в работе, но их слишком мало — 3, чтобы говорить о каких-либо особенностях.

ДОКЛАД В. К. АБАЛАКИНА (ОДЕССА)
О ПЕРИОДИЧЕСКИХ ДВИЖЕНИЯХ ЗВЕЗД ВНУТРИ
ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

Попытки применения к задачам Звездной динамики аналитических методов Небесной механики встречаются с большими трудностями. С одной стороны, ввиду малой звездной плотности, иррегулярными силами, возникающими при звездных сближениях, можно, как известно, в первом приближении пренебречь. Поэтому задача о движении звезды в звездной системе сводится к небесно-механической задаче определения регулярной орбиты в стационарном силовом поле. Но с другой стороны, неизвестно точное выражение для потенциала гравитационных сил, из-за незнания распределения массы в звездных системах.

В последнее время благодаря усилиям многих исследователей для Галактики и других систем созданы, основанные на данных наблюдения, эмпирические модели, аппроксимирующие реальные звездные системы. В этих моделях уровенные поверхности звездной плотности аппроксимируются семейством эллипсоидов. Однако даже для случая неоднородных эллипсоидов вращения интегрирование уравнений движения в конечном виде невозможно. Поэтому до сих пор исследование звездных траекторий ограничивалось лишь плоской задачей движения в экваториальной плоскости (исследования Б. Линдблада и др.). Еще сложнее дело обстоит в случае неоднородного трехосного эллипсоида.

В настоящем сообщении кратко излагаются некоторые результаты работы, выполненной в Институте Теоретической Астрономии АН СССР и в Одесской астрономической обсерватории и посвященной описанию движения индивидуальной звезды внутри неоднородной самогравитирующей звездной системы, имеющей форму трехосного эллипсоида, пользуясь методами исследования, обычно считающимися принадлежащими к области Небесной механики. Именно, в упомянутой работе находят условия периодичности движения звезды внутри эллипсоидаль-

ного скопления при заданном законе распределения плотности без учета, по крайней мере, в первом приближении эффектов взаимодействия рассматриваемой звезды с другими звездами скопления и газо-пылевой средой.

Поставленная задача решается на основе следующей модели. Дадим неоднородный трехосный эллипсоид с гомотетическим расслоением вещества. Во внутреннем гравитационном силовом поле этого эллипсоида движется материальная частица нулевой массы. Предполагается, что плотность вещества эллипсоида зависит от полярной его оси, через которую посредством вторых эксцентриситетов эллипсоида выражены его две другие оси. При этом рассматривается как вращающийся вокруг полярной оси эллипсоид, так и неподвижный. Реальность предлагаемой схемы решения обеспечивается большой длиной свободного пробега звезды внутри звездного скопления, моделируемого данным эллипсоидом. Для окрестности Солнца характеристическое отношение $\sim 10^4$; с некоторой степенью достоверности можно ожидать, что и в других реальных звездных системах это обстоятельство сохраняется. Вследствие малости величины звездной плотности характер движения рассматриваемой звезды полностью определяется суммарным притяжением всей системы в целом — регулярной силой. Далее предполагается однородность рассматриваемой звездной системы в смысле звездного состава, что дает возможность принять один и тот же закон изменения звездной плотности для всего скопления.

Решение проведено в следующем порядке: получено выражение гравитационного потенциала для неоднородного эллипсоидального тела. Из системы дифференциальных уравнений движения звезды, следуя методу Пуанкаре, выделяется т. наз. «порождающая система» уравнений, не зависящая существенно от малого параметра, за который мы принимаем некоторую величину, связанную со вторыми эксцентриситетами эллипсоида, и, пользуясь методом Линдштедта в форме Ляпунова, находим периодическое решение порождающей системы, соответствующее периодическому движению звезды внутри некоторого глобулярного звездного скопления, от которого, по предположению, мало отличается данное эллипсоидальное скопление, и зависящее от некоторого числа произвольных постоянных — квазикеплеровых элементов орбиты звезды.

Для существования периодических движений при малом параметре, не равном нулю, то-есть в случае полной исходной системы уравнений движения, некоторые произвольные постоянные порождающего решения должны иметь определенные значения. В силу того, что система уравнений автономна и допускает независимый от времени интеграл энергии, получаются искомого периодические решения, зависящие от двух произвольных постоянных, одна из которых есть произвольно выбранный начальный момент.

Полученные результаты можно резюмировать следующим образом. В случае вращающегося эллипсоидального звездного скопления порождающее решение зависит от 4 произвольных постоянных: наклоности, долготы восходящего узла орбиты звезды, расстояния перицентра орбиты от восходящего узла и начального момента, период обращения звезды фиксирован. Искомое периодическое движение звезды с периодом, отличным от периода порождающего движения, зависит от двух произвольных параметров: наклоности и начального момента. В неподвижном эллипсоидальном скоплении порождающее решение зависит от 5 произвольных параметров — тех же, что и в случае вращающейся