

ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Бюллетень, издаваемый Астрономическим Советом
Академии Наук СССР

Том 10

№ 3(87)

Октябрь 1954 г.

СОДЕРЖАНИЕ

СТАТЬИ

	Стр.
<i>К. Ф. Огородников.</i> Подсистема короткопериодических цефеид и время релаксации Галактики	135
<i>А. Алкснис.</i> Пространственное распределение и некоторые статистические зависимости затменных переменных звезд	141
<i>А. В. Соловьев.</i> О некоторых долгопериодических цефеидах в Кассиопее	152
<i>Н. К. Семакин.</i> Исследование семи звезд типа Миры Кита	164
<i>Н. Е. Курочкин.</i> Переменные звезды в области SA 110	171
<i>Н. П. Кукаркина.</i> Три долгопериодические цефеиды	175

ЗАМЕТКИ

<i>П. Н. Холопов.</i> Наблюдения и сводная кривая блеска RY Тельца	180
<i>Г. П. Захаров.</i> AP Геркулеса	186
<i>З. П. Каулина.</i> Собственное движение AG Девы	188
<i>Чжан Юй-Чже.</i> Цефеида CZ Кассиопеи	190
<i>Н. К. Семакин.</i> Фотографические наблюдения RW Цефея	191

Подсистема короткопериодических цефеид и время релаксации Галактики

К. Ф. Огородников

§ 1

Как известно, время релаксации Галактики, вычисляемое на основе звездных сближений, оказывается чрезвычайно большим, порядка 10^{13} — 10^{14} лет, вследствие чего в динамике Галактики обычно принято вовсе пренебрегать иррегулярными силами, возникающими при звездных сближениях, и рассматривать движение звезд под действием одной лишь регулярной силы суммарного притяжения всей звездной системы в целом. Однако в последнее время во многих работах различных авторов выдвигается мысль о том, что в галактиках происходит процесс статистического выравнивания звездных скоростей, по своим результатам вполне равноценный звездным сближениям, однако действующий значительно быстрее, чем последний. В исследованиях *Спицера* и *Шварцшильда* [1] указываются межзвездные облака, как источник ускорений звездных движений в Галактике. При этом даже небольшие облака, с радиусами порядка 5 пс и массами порядка $100 m_{\odot}$, уже снижают время релаксации на 2—3 порядка, а облака со средним диаметром в 300 пс и массами $\sim 10^6 m_{\odot}$ снижают время релаксации до величины 3×10^9 лет, т. е. до

67/135

величины, сравнимой с периодом вращения Галактики. Исследуя результаты происхождений звезд сквозь газо-пылевые облака, *Т. А. Агекян* [2] нашел, что наиболее массивные звезды ранних спектральных типов могут приобретать остаточные скорости порядка наблюдаемых за промежутки времени такого же порядка, т. е. 3×10^9 лет.

С другой стороны, *Чандрасекар* и *Мюнч* [3] на основании исследования флуктуаций в видимой звездной плотности пришли к выводу о существовании звездных конденсаций диаметром порядка 7 пс и массой порядка 4.5×10^{34} г. $\approx 10 m_{\odot}$, которые, как показал *Остерброк* [4], ускоряют звездные движения и приводят к времени релаксации порядка 10^{11} лет. Из совершенно других соображений *А. И. Лебединский* [5], исследуя условия равновесия плоского слоя диффузной материи в Галактике, пришел к выводу о необходимости существования в ней звездных облаков с характерным размером порядка 100 пс и массой порядка $10^6 m_{\odot}$. *Л. Э. Гуревич* [6], рассматривая вопрос эволюции галактик, находит, что согласные с нашими представлениями о возрасте Галактики результаты могут быть получены только в том случае, если предположить, что звезды взаимодействуют друг с другом не индивидуально, а входя в состав звездных групп, в среднем насчитывающих в своем составе около 1000 звезд.

Самый факт существования в нашей Галактике эллипсоидального закона распределения скоростей служит независимым подтверждением того, что в Галактике существует достаточно быстро действующий механизм статистического выравнивания звездных скоростей. Как показал автор в неопубликованной еще работе, эллипсоидальный закон *Шварцшильда* является наивероятнейшим законом распределения скоростей в стационарной вращающейся гравитирующей системе. Однако для того, чтобы статистический закон успел установиться, необходимо, чтобы время релаксации было по своему порядку сравнимо с периодом галактического вращения, а для этого, в свою очередь, необходимо, чтобы звезды взаимодействовали не индивидуально, а входя в состав конденсаций с характерным размером порядка 100 пс и массой $10^6 m_{\odot}$.

Однако все эти общие и в основном гипотетические соображения нуждаются в дальнейших подтверждениях, основанных на независимых наблюдательных фактах. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы, основываясь на наблюдаемом факте относительного избытка в нашей Галактике звезд со скоростями, превышающими скорость отрыва («оторвавшихся» звезд), показать, что время релаксации в Галактике по своему порядку сравнимо с периодом ее вращения.

§ 2

Рассмотрим какую-нибудь звездную подсистему в нашей Галактике, состоящую из звезд, однородных как по физическому строению, так и по кинематическим характеристикам. В качестве конкретного примера такого рода подсистемы мы в дальнейшем примем подсистему переменных звезд типа RR Лиры. В настоящее время идея выделения из звездного населения Галактики однородных подсистем указанного типа подробно разработана советскими исследователями *Б. В. Кукаркиным* [7], *П. П. Паренаго* [8] и другими и не нуждается в дальнейших разъяснениях.

Поскольку эллипсоидальный закон *Шварцшильда* является наивероятнейшим и поскольку, с другой стороны, он сообщает не равную нулю вероятность скоростям, превышающим скорость отрыва, то по прошествии времени релаксации T определенная часть звезд данной подсистемы перейдет в число «оторвавшихся».

Для определения доли, которую составляют «оторвавшиеся» звезды от общего числа звезд данной звездной подсистемы со средней квадратичной скоростью σ , поступим следующим образом.

Ввиду того что для отдельных, сравнительно малочисленных, подсистем элементы эллипсоида скоростей распределяются недостаточно уверенно, примем для простоты, что распределение остаточных скоростей в данной подсистеме максвелловское. Скорость центроида данной подсистемы мы получим, если из скорости центроида плоских подсистем, который мы для краткости будем называть нормальным центроидом, мы вычтем S — величину асимметрии звездных скоростей, соответствующую данной средней квадратичной скорости σ , которая выражается известной формулой Штремберга:

$$S = 0.0192 \cdot \sigma^2 + 10.0, \quad (1)$$

где скорость σ выражена в км/сек.

Следовательно,

$$v_c = v_o - S = 250 - S = 240 - 0.0192 \cdot \sigma^2. \quad (2)$$

Пусть на рис. 1 точка O обозначает начало отсчета скоростей, точка C — скорость центроида данной подсистемы. Опишем сферы: из центра O

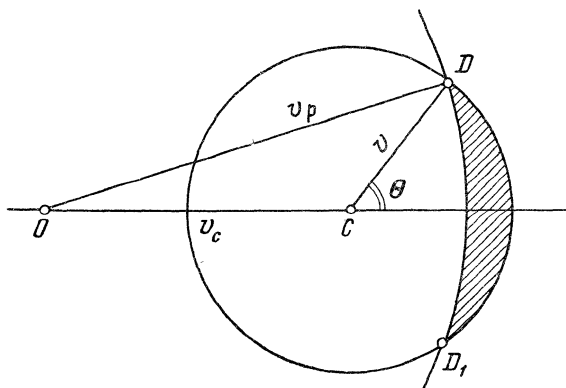


Рис. 1

сферу радиусом OD , равным величине скорости отрыва v_p , а из C — радиусом, равным произвольно выбранному, но достаточно большому значению остаточной скорости

$$v \geq v_p - v_c.$$

Очевидно, что доля звезд из числа обладающих одной и той же остаточной скоростью v , которые по прошествии времени релаксации войдут в число «оторвавшихся», будет равна отношению поверхности сегмента сферы DD_1 ко всей сфере, что, как нетрудно убедиться, равно $\sin^2 \frac{\theta}{2}$, где θ — угол раствора при вершине сегмента. Но θ можно выразить через v из треугольника OCD :

$$\sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{(v + v_c)^2 - v_p^2}{4vv_c}.$$

Поэтому искомая доля «оторвавшихся» звезд δ будет равна:

$$\delta = \frac{h^3}{V\pi v_c} \int_{\Delta}^{\infty} e^{-h^2 v^2} [(v + v_c)^2 - v_p^2] v dv, \quad (3)$$

68/37

где $\frac{4h^3}{V\pi} e^{-h^2 v^2} v^2 dv$ — максвелловская численность,

$$h = \frac{1}{V\sqrt{2}\sigma}, \text{ а } \Delta = v_p - v_c.$$

Осуществляя интеграцию, мы получаем окончательно:

$$\delta = \frac{1}{2V\pi h v_c} e^{-h^2 \Delta^2} + \frac{1}{2} [1 - \Phi(h\Delta)], \quad (4)$$

причем, как обычно,

$$\Phi(x) = \frac{2}{V\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt.$$

Вычисления по этой формуле приводят к следующим данным о количестве «оторвавшихся» звезд δ в зависимости от величины средней квадратической остаточной скорости σ для звезд данной подсистемы, выраженном в процентах от общего числа звезд подгруппы:

σ	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110
v_c	250	238	232	222	209	192	170	146	117	84	48	8
δ	0.0	0.0	0.0	0.7	1.7	2.5	3.0	3.1	3.1	3.2	4.1	17.1
Δ/σ	∞	6.2	3.4	2.6	2.3	2.2	2.2	2.2	2.3	2.4	2.5	2.7

Из этой таблицы видно, что с увеличением дисперсии остаточных скоростей быстро уменьшается скорость центроида, вследствие чего разница Δ между скоростью отрыва и скоростью центроида остается в 2—3 раза больше средней квадратической остаточной скорости. При $\sigma = 110$ км/сек v_c практически становится равной нулю. Однако это, скорее всего, есть лишь результат того, что для больших скоростей формула *Штремберга* неприменима.

§ 3

Время релаксации Галактики мы можем оценить на основании следующего простого соображения. По истечении времени релаксации T число «оторвавшихся» звезд данной подсистемы, находящихся внутри данного единичного объема, должно равняться числу

$$v = D_0 \cdot \delta,$$

где D_0 — пространственная плотность для всех звезд данной подсистемы, а δ — найденная нами в предыдущем параграфе величина. Отношение v/T будет выражать скорость генерации (прирост за единицу времени числа) «оторвавшихся» звезд.

Но, с другой стороны, если какая-нибудь звезда превратилась в «оторвавшуюся», то она должна покинуть пределы Галактики за время, по порядку своей величины равное периоду вращения Галактики $P = 2 \times 10^8$ лет. Поэтому, если обозначить через v' фактически наблюдаемое нами число «оторвавшихся» звезд данной подсистемы, отнесенное к тому же самому единичному объему, что и найденное выше число v , тогда величина v'/P будет выражать скорость убывания «оторвавшихся» звезд.

Но скорости генерации и убывания должны быть равны между собой, так как иначе мы должны были бы наблюдать в Галактике либо непрерывное накопление «оторвавшихся» звезд, т. е. непомерно большое их число, либо их число должно было бы, наоборот, быстро истощаться, и тогда мы не должны были бы их наблюдать вовсе.

76 / 38

Следовательно, мы получаем уравнение, из которого и находится T :

$$\frac{\nu}{T} = \frac{\nu'}{P}.$$

Для короткопериодических цефеид мы приняли для δ значение 0.032. В вышеприведенной таблице оно соответствует $\sigma = 90$ км/сек. Хотя наблюдения и показывают, что для этих звезд величина σ несколько больше и составляет, по оценке *П. П. Паренаго* [8, 9], около 100 км/сек, однако рассмотрение таблицы показывает, что значение δ практически остается постоянным для всех подсистем с $\sigma > 60$ км/сек, а для величин σ , превышающих 90 км/сек, δ начинает чрезвычайно быстро возрастать, достигая уже для $\sigma = 110$ км/сек совершенно нереальной величины 17.1%. Для получения теоретического числа ν , отнесенного к единице объема, мы воспользовались данными *П. П. Паренаго* (см. [9], табл. 4), который приводит число короткопериодических цефеид в одном кубическом килопарсеке

$$D_0 = 24.$$

Умножая это число на 0.032, мы получаем теоретическое число «оторвавшихся» звезд в кпс³:

$$\nu = D_0 \times 0.032 = 0.77.$$

С другой стороны, используя данные того же автора [10], мы получаем следующее наблюдаемое распределение наших цефеид по расстояниям.

m	$\overline{m}$	n	$\overline{r}$ пс	$V_{\text{кпс}^3}$	n/V
$m \leq 10$	9.0	3	450	0.091	7.9
$10.0 < m \leq 11.0$	10.3	3	920	0.688	1.05
$11.0 < m \leq 12.0$	11.4	7	1660	3.795	0.43
$m > 12.0$	12.2	3	2500	11.05	0.07

В первом столбце приведены границы видимых фотографических величин, во втором — средняя видимая фотографическая величина, в третьем — число «оторвавшихся» короткопериодических цефеид (с абсолютной скоростью ≥ 300 км/сек), которых всего оказалось 16. В четвертом столбце приведено среднее фотометрическое расстояние в парсеках, по оценке *Паренаго*, в пятом — сферический объем пространства, к которому относятся числа третьего столбца. Наконец, последний, шестой столбец содержит соответствующее число звезд в кпс³, которое получено путем деления чисел третьего столбца на числа пятого.

Отбрасывая значение 0.07 последней строки, как отягощенное селекцией на границе наблюдаемости, мы получаем всего 13 звезд с $m \leq 12$. Интерполируя значения средних расстояний $\overline{r}$, мы для $m = 12$ получаем 2.3 кпс. Деля 13 на объем сферы радиуса 2.3 кпс, мы получаем:

$$\nu' = 0.26 \text{ кпс}^{-3}.$$

Таким образом окончательно получаем:

$$T = \frac{0.77}{0.26} P = 6 \times 10^8 \text{ лет},$$

7/ 139

т. е. величину одного порядка с периодом вращения Галактики. Предыдущий результат может быть несколько ошибочным вследствие того, что скорости некоторых звезд могут быть преувеличены из-за больших случайных ошибок в величинах скоростей. Однако сохранение только звезд с $v > 400$ км/сек уменьшает число оторвавшихся звезд до 6, т. е. увеличивает v' всего в два раза. Поэтому за окончательное значение времени релаксации мы можем принять:

$$T = 10^9 \text{ лет.}$$

§ 4

Выводы

Итак, явление относительного изобилия «оторвавшихся» звезд в Галактике указывает на то, что время релаксации, по крайней мере, на 4 порядка меньше, чем это обычно принималось до сих пор в звездной динамике. Несложный расчет, основанный на применении закона Пуассона, показывает, что в случае, если бы время релаксации было на 4 порядка больше найденного нами, то с вероятностью, отличающейся от единицы не более, чем на 7.7×10^{-5} , можно было бы ожидать, что в пределах до $m = 12$ не найдется ни одной «оторвавшейся» звезды.

В заключение я считаю своим приятным долгом выразить мою большую благодарность студенту Ленинградского университета *Ким Юлю*, который выполнил значительную часть вычислений к данной работе и проявил большой интерес и вдумчивость при неоднократных обсуждениях работы в процессе ее выполнения.

Литература

1. *L. Spitzer, Jr. and M. Schwarzschild*, ApJ 114, 385, 1951; 117, 106, 1953.
2. *Т. А. Азекян*, Уч. зап. ЛГУ 153, Труды АОЛГУ 16, 48, 1952.
3. *S. Chandraseckhar and G. Münch*, ApJ 115, 103, 1952.
4. *D. Osterbrock*, ApJ 116, 164, 1952.
5. *А. И. Лебединский*, ДАН 84, 249, 1952.
6. *Л. Э. Гуревич*, ДАН 79, 941, 1951.
7. *Б. В. Кукаркин*, Исследование строения и развития звездных систем, Гостехиздат, 1949.
8. *П. П. Паренаго*, Успехи астрономических наук, IV, 69, 1948.
9. *П. П. Паренаго*, ПЗ 6, 79, 1948.
10. *П. П. Паренаго*, АЖ 25, 123, 1948.

Астрономическая обсерватория
Ленинградского гос. университета
Сентябрь 1954 г.