Доклады Академии наук СССР
1955. Том 100, № 4

АСТРОНОМИЯ

Г. М. ИДЛИС

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОСТИ ГАЛАКТИКИ НА ДИСПЕРСИЮ ПЕКУЛИАРНЫХ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД И МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

(Представлено академиком В. Г. Фесенковым 27 IX 1954)

1. Из-за существенной структурности Галактики (неоднородное распределение масс и дифференциальное вращение) движение объектов в ней следует рассматривать, учитывая, вообще говоря, не только усредненное квазистационарное гравитационное поле «размазанной» Галактики, но и нерегулярное поле, обусловленное сближениями с «дискретными» флуктуациями плотности. Время релаксации (в течение которого суммарное изменение скорости рассматриваемых объектов достигает порядка величины их начальной скорости) $t \sim V^3/(nm^2) = V^3/(\delta m)$, где V — средняя скорость этих объектов относительно возмущающих флуктуаций плотности, n — число упомянутых флуктуаций на единицу объема, m — их средняя масса, а $\delta = nm$ — средняя плотность совокупности возмущающих образований (1). В Галактике существуют флуктуации плотности самых различных масштабов (отдельные частицы диффузной среды, межзвездные облака, их комплексы, звезды, звездные скопления, звездные облака, спиральные ветви). При иерархическом строении этих флуктуаций величина δ практически не зависит от масштаба флуктуаций и по порядку величины просто равна средней плотности неоднородно распределенной галактической материи. Величина V определяется в основном лишь дисперсией пекулиарных скоростей рассматриваемых объектов. Итак, $t \sim 1/m$, т. е. в первом приближении следует учитывать влияние только наиболее массивных флуктуаций плотности: $m = m_c$. Полутолщина слоя межзвездных облаков и других плоских подсистем (2), радиусы звездных облаков, из которых состоят спиральные ветви (3), равно как и радиусы комплексов межзвездных облаков (4) имеют порядок $R \sim 100$ пс. При обычной плотности $\rho \sim 10^{-23}$ г/см^3 образования подобных размеров имеют массы $m = {}^4/_3 \pi R^3 \rho \sim 5 \cdot 10^5 M_\odot$. Такого же порядка оказываются массы шаровых звездных скоплений (5–7). Следовательно,

$$m_c \simeq 5 \cdot 10^5 M_\odot. \qquad (1)$$

2. Шпицер и Шварцшильд (8) при помощи естественной математической схемы нашли, что в результате случайных гравитационных сближений с возмущающими массами, участвующими в дифференциальном вращении Галактики, любая подсистема звезд из населения I за время своего возраста τ увеличит дисперсию пекулиарных скоростей в галактической плоскости от начального значения V_0 до

$$V(\tau) = V_0 (1 + \tau / t_E)^{1/2}, \qquad (2)$$

где

$$t_E = \frac{4V_0^3}{3\pi^{3/2} G^2 n_c m_c^2 \ln \alpha}, \qquad (3)$$

причем G — гравитационная постоянная, $\ln \alpha \simeq 3$, а m_c и n_c — массы возмущающих тел и их число на единицу объема. Формула (2) качественно согласуется с наблюдаемым увеличением дисперсии пекулиар-

ных скоростей при переходе от молодых звезд (ранних спектральных классов) к более поздним звездам первой части главной последовательности. В количественном отношении сами авторы ограничились применением (2) и (3) только для оценки масс возмущающих тел. В соответствии с наблюдениями [9], для наиболее ранних звезд главной последовательности Oe5 — B5 они приняли

$$V_0 = 10 \text{ км/сек}. \quad (4)$$

Для F-звезд $V = 20$ км/сек [10]. Если средний возраст F-звезд $1{,}5 \cdot 10^9$ лет, то

$$t_E \simeq 2 \cdot 10^8 \text{ лет}, \quad (5)$$

что при $n_c m_c = 3 \cdot 10^{-24}$ г/см^3 привело их к значению $m_c \simeq 5 \cdot 10^5 M_\odot$ — в полном согласии с нашей оценкой (1). Теоретические расчеты А. И. Лебединского [3, 11] приводят к такой же оценке ($\sim 10^6 M_\odot$) для масс звездных облаков, турбулизирующих межзвездную среду.

Таблица 1

	Спектральный тип			
	Oe5—B5	B8—B9	A0—A9	F0—F9
$M/M_\odot$ [16]	>5,2	2,7	1,9	1,3
V, км/сек. теория . .	10	12	15	20
V, км/сек. наблюдения	10[9]	12 [9]	15[10]	20[10]

3. Более детальное, количественное сопоставление формулы (2) с наблюдениями можно провести, вычисляя средний возраст звезд различных спектральных классов первой части главной последовательности по теории корпускулярной эволюции, разработанной В. Г. Фесенковым [12, 13] и А. Г. Масевич [14, 15]:

$$dM/d\tau = -{}^1\!/_3 KL \quad (K = \text{const}). \quad (6)$$

Подставляем сюда соотношение светимость — масса для звезд первой части главной последовательности $L = M^4$ [16] и интегрируем:

$$\tau = (1/K)(1/M^3 - 1/M_0^3) \simeq 1/(KM^3) \quad (M^3 \ll M_0^3) \quad (7)$$

(L и M выражаются в солнечных единицах, а M_0 означает исходную массу звезды при ее зарождении). Следовательно, (2) принимает вид:

$$V(M) \simeq V_0 [1 + 1/(t_E K M^3)]^{1/2} \quad (M^3 \ll M_0^3). \quad (8)$$

Начальное значение дисперсии V_0 (4) довольно близко к дисперсии пекулиарных скоростей межзвездных облаков, но все-таки заметно превышает ее (она равна, согласно О. А. Мельникову [17], 7 км/сек, а по последним данным Адамса для плотных облаков 3—5 км/сек [18]). Так и должно быть, если рассматриваемые звезды формировались из облаков диффузной материи (или какой-то общей им среды), имея заметные собственные дисперсии скоростей внутри каждого облака. Подставляя в (8) данные для звезд F0 — F9 ($V = 20$ км/сек [10], $M = (1{,}3 \pm 0{,}1) M_\odot$ [16]), находим:

$$t_E K = 0{,}065 \pm 0{,}015. \quad (9)$$

Соотношение (8), как явствует из его вывода, имеет смысл только для первой части главной последовательности (O — G4 [16]). Однако среди ранних G-звезд уже имеется большая примесь звезд второй части главной последовательности [19, 20]. Теоретическое соотношение (8) с параметрами (4) и (9) дает прекрасное количественное согласие с наблюдениями для звезд от O вплоть до F (см. табл. 1).

4. Соотношение (8) при $M^3 \ll 1/(t_E K) \simeq 15$ принимает вид $MV(M) = \text{const}$, т. е. даже для наиболее старых (наименее массивных) звезд первой части главной последовательности нет равного распределения кинетической энергии пекулиарных движений: $MV^2(M) \neq \text{const}$. Следовательно, Галактика еще не достигла соответствующего состояния

статистического равновесия, т. е. о так называемой «долгой шкале времени» ее эволюции говорить не приходится. Кстати, ряд различных аргументов говорит в пользу «короткой шкалы времени» эволюции Галактики ($< 10^{10}$ лет) ([21]).

5. Увеличение дисперсии пекулиарных скоростей звезд со временем означает нестационарность Галактики. Но в нестационарной Галактике ([1], [2]) зависимость радиальной и трансверсальной дисперсий пекулиарных скоростей от времени должна иметь вид

$$\sigma_R = [2\varphi^2(\tau)]^{-1/2}, \quad \sigma_\theta = \{2[\varphi^2(\tau) + C_2R^2]\}^{-1/2} \tag{10}$$

($C_2 = \text{const}$, R — расстояние от центра Галактики), причем та же функция $\varphi(\tau)$ входит в скорость систематического радиального движения $V_R = (R/\varphi(\tau))\,d\varphi/d\tau$, а последнее можно определить из анализа лучевых скоростей звезд как K-эффект, пропорциональный расстоянию. Дифференцируем (2) по τ:

$$dV/d\tau = {}^1/_3\, V(\tau)/(t_E + \tau). \tag{11}$$

С другой стороны, $V = ({}^1/_2\,\sigma_R^2 + {}^1/_2\,\sigma_\theta^2)^{1/2}$ ([8]) и

$$\frac{dV}{d\tau} = -V(\tau)\frac{1 + (\sigma_\theta/\sigma_R)^4}{1 + (\sigma_\theta/\sigma_R)^2}\,\frac{1}{\varphi(\tau)}\,\frac{d\varphi}{d\tau}. \tag{12}$$

Используя данные П. П. Паренаго ([22], [23]) для долгопериодических цефеид,

$$\sigma_R = 12{,}5 \text{ км/сек}, \quad \sigma_\theta = 8{,}6 \text{ км/сек},$$
$$(1/\varphi)(d\varphi/d\tau) = -2{,}5 \pm 0{,}8 \text{ км/сек/кпс}, \tag{13}$$

получаем по формулам (2), (11) и (12): $\tau = 0{,}2t_E$ и

$$t_E = (1{,}6 \pm 0{,}5)\,10^8 \text{ лет}, \tag{14}$$

что совпадает с оценкой (5). А. Г. Масевич ([15]) на основании теории внутреннего строения звезд получила закон убыли звездной массы, подтверждающий (6), причем для различных n в соотношении $L = M^n$ получились различные максимальные значения массы Солнца и различные значения времени его эволюции $\tau_\odot$. При $n = 4$ $\tau_\odot \simeq 5\cdot 10^9$ лет, т. е., согласно (7), $K \simeq 2\cdot 10^{-10}$ лет$^{-1}$ и, учитывая (9), $t_E = (3{,}2 \pm \pm 0{,}8)\,10^8$ лет, что сравнительно близко к нашей оценке (14). Согласие можно сделать и полным, если учесть, что средний возраст звезд данного спектрального класса в (2) несколько меньше соответствующего максимального значения, так как вновь образующиеся звезды верхней части главной последовательности вступают на нее не в одном месте, а на некотором ее протяжении ([3]). Уже при $\tau_\odot = 4\cdot 10^9$ лет (обычно принимаемый возраст Солнца и Солнечной системы) $K = 2{,}5\cdot 10^{-10}$ лет$^{-1}$ и

$$t_E = (2{,}6 \pm 0{,}6)\cdot 10^8 \text{ лет}, \tag{15}$$

что вполне согласуется с оценкой (14). Итак, величина t_E близка к (5), а средний возраст долгопериодических цефеид порядка $0{,}2\cdot 2\cdot 10^8$ лет $= 4\cdot 10^7$ лет, т. е. эти звезды, как обычно и принимается, весьма молоды.

6. Подставляем в правую часть (12) среднее значение $\sigma_\theta/\sigma_R = 0{,}67$ ([23]), заменяем левую часть на (11) и интегрируем:

$$\varphi(\tau) \simeq \varphi(0)(1 + \tau/t_E)^{-0{,}4}. \tag{16}$$

Привлекая (10) и (7), получаем:

$$\sigma_\theta/\sigma_R = [1 + (1 + \tau/t_E)^{0{,}8}\,C_2R^2/\varphi^2(0)]^{-1/2} \simeq$$
$$\simeq \{1 + [1 + 1/(t_E K M^3)]^{0{,}8}\,C_2R^2/\varphi^2(0)\}^{-1/2}. \tag{17}$$

Полагая $C_2R^2/\varphi^2(0)=0{,}85$ и учитывая (9), получаем достаточно хорошее согласие теоретической формулы (17) с наблюдениями для звезд первой части главной последовательности и для долгопериодических цефеид (см. табл. 2).

7. Гравитационные возмущения со стороны галактических флуктуаций плотности действуют на движение не только звезд, но и межзвездных облаков. Применительно к последнему случаю формулу (2), учитывая (3)—(5), удобно переписать в виде:

$$V(\tau)=V(0)\{1+\tau/[2\cdot10^5V^3(0)]\}^{1/3}, \qquad (18)$$

где τ — возраст межзвездных облаков (в годах), а $V(0)$ — начальная дисперсия их скоростей (в км/сек). Так как плотные облака имеют значительные массы и размеры, для них $V(0)\simeq 0$ и $V(\tau)\simeq\simeq[\tau/(2\cdot10^5)]^{1/3}$. Самые различные соображения приводят к оценке $\tau\simeq10^7$ лет ([24-26]). Следовательно, $V(\tau)\simeq4$ км/сек, что прекрасно согласуется с результатами непосредственных наблюдений (3—5 км/сек ([18]), 4 км/сек ([27]), 5 км/сек ([28])). Однако механизм гравитационных возмущений проявляется только для достаточно протяженной совокупности облаков. Дисперсия же скоростей соседних облаков может объясняться турбулентностью ([29]), которая дает $V_{\text{тур}5}\simeq\simeq5$ км/сек ([25]). Для протяженной совокупности облаков оба фактора дисперсии скоростей действуют одновременно: $[V^2(\tau)+V^2_{\text{тур}5}]^{1/2}\simeq6{,}4$ км/сек. Характерно, что Блаау ([28]) получил в среднем для близких облаков 5,0 км/сек, а для далеких 8,2 км/сек. Кроме того, наша последняя оценка очень близка к оценке О. А. Мельникова ([17]) (7 км/сек) и Л. Шпицера ([30]) (8 км/сек).

Таблица 2

	Спектральный тип				
	B3	A0	A5	F0	Долгопериод. цефеиды
$M/M_\odot$ ([16])	7,1	2,5	1,9	1,4	$\tau=0{,}2t_E$
σ_θ/σ_R теория	0,7	0,6	0,6	0,5	0,71
σ_θ/σ_R наблюдения ([23])	0,8	0,6	0,5	0,5	0,69

8. Рассматриваемый механизм может привести к появлению заметной дисперсии скоростей внутри звездных ассоциаций (а следовательно и к расширению последних), если только они достаточно протяженны, чтобы гравитационные возмущения, действующие на различные звезды в них, были различны.

Астрофизический институт
Академии наук Каз.ССР

Поступило
24 VIII 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] С. Чандрасекар, Принципы звездной динамики, 1948. [2] П. П. Паренаго, Усп. астр. наук, **4**, 69 (1948). [3] Тр. 2-го совещ. по вопросам космогонии, 1953. [4] Г. А. Шайн, ДАН, **93**, № 6, 993 (1953). [5] Н. Н. Парийский, Астр. журн., **3**, № 1, (1926). [6] O. Hachenberg, Zs. f. Ap., **18**, H. 1, 49(1939). [7] H. M. Johnson, Ap. J., **115**, No. 1, 124 (1952). [8] L. Spitzer jr., M. Schwarschild, Ap. J., **118**, No. 1, 106 (1953). [9] H. Nordstrom, Lund Obs. Medd., Ser. 11, No. 79, 161 (1936). [10] E. T. R. Williams, A. N. Vyssotsky, Ap. J., **53**, No. 3, 92 (1948). [11] А. И. Лебединский, Вопросы космогонии, **2**, 5 (1954). [12] В. Г. Фесенков, Астр. журн., **26**, № 2, 67 (1949). [13] В. Г. Фесенков, Корпускулярная радиация как фактор эволюции Солнца и звезд, 1952. [14] А. Г. Масевич, Астр. журн., **26**, № 4, 207 (1949). [15] А. Г. Масевич, Астр. журн., **28**, № 1, 36 (1951). [16] П. П. Паренаго, А. Г. Масевич, Тр. ГАИШ, **20**, 81 (1951). [17] О. А. Мельников, Астр. журн., **24**, № 2, 73 (1947). [18] C. Jentsch, A. Unsöld, Zs. f. Phys., **125**, 125 (1949). [19] Я. Э. Эйнасто, Публ. Тартуской астр. обс., **32**, № 4, 231 (1952). [20] П. П. Паренаго, Вопросы космогонии, **2**, 261 (1954). [21] В. А. Амбарцумян, Уч. зап. ЛГУ, **3**, № 17, 96 (1937). [22] П. П. Паренаго, Перемен. звезды, **6**, № 3, 102 (1947). [23] П. П. Паренаго, Тр. ГАИШ, **20**, 26 (1951). [24] Проблемы космической аэродинамики, 1953. [25] K. Takakubo, S. R. of the Tohoku University, Ser. 1, **37**, No. 3, 320 (1953). [26] Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, ДАН, **96**, № 6, 1129 (1954). [27] Schlüter, Stumpff, Доклад на заседании Астр. общ. в Гейдельберге, 1950. [28] A. Blaauw, BAN, **11**, № 436 (1952). [29] С. А. Каплан, Астр. журн., **31**, № 2, 137 (1954). [30] L. Spitzer jr., Ap. J., **108**, 276 (1948).