Доклады Академии Наук СССР
1940. Том XXIX, № 3

АСТРОНОМИЯ

Академик В. Г. ФЕСЕНКОВ

О ВРАЩЕНИИ МЛЕЧНОГО ПУТИ

Систематические движения звезд в областях галактической системы, соседних с Солнцем, могут быть объяснены вращением вокруг отдаленного центра. Теория галактического вращения, развитая Оортом в 1926 г., предполагает, что общее движение звездного облака, в котором находится Солнце, совершается по круговой траектории, радиус которой получается равным примерно 10 000 парсеков (1 парсек $= 3 \cdot 10^{18}$ см). Эта теория приводит к следующим формулам ([1]) для радиальной скорости и собственного движения по долготе, наблюдаемых с Солнца, как следствие дифференциального галактического вращения:

$$\rho = rA \sin 2(L - L_0),$$
$$\mu_L = A \cos 2(L - L_0) + B,$$

причем $L - L_0$ представляет угловую разность долгот звезды и центра галактики, r—расстояние между звездой и Солнцем, A и B—постоянные, зависящие от скорости вращения V и радиуса-вектора R. При сделанном выше предположении теория приводит к соотношениям:

$$A = \frac{1}{2}\frac{V}{R} - \frac{1}{2}\frac{dV}{dR}; \quad B = A - \frac{V}{R}. \tag{1}$$

Обычно вводится еще предположение, что наша галактика находится более или менее в стационарном состоянии. В таком случае ускорения во всех точках системы согласуются с силовым полем. В случае кругового движения сила притяжения K уравновешивается с центробежной силой $\frac{V^2}{R}$. Это дает возможность преобразовать выражение (1) к виду:

$$A = \frac{1}{4}\frac{V}{R}\left(1 - \frac{R}{K}\frac{dK}{dR}\right).$$

Постоянные A и B могут быть определены на основании анализа систематических звездных движений в области галактики, доступной наблюдению. Таким образом определяется также угловая скорость вращения ω на расстоянии Солнца от центра галактики и динамическая характеристика

$$\frac{R}{K}\frac{dK}{dR}.$$

Согласно Оорту $A = 0{,}019$ км в сек. на парсек, $B = -0{,}024$. Более недавние результаты Пласкетта и Пирса приводят к значениям: $A = 0{,}0155$ и $B = -0{,}012$. Это дает

$$\frac{R}{K}\frac{dK}{dR} = -0{,}77 \text{ (Оорт)}; \ -1{,}26 \text{ (Пласкетт и Пирс)}.$$

Таким образом разбор систематических звездных движений в предположении стационарного состояния системы приводит к значению динамической характеристики

$$\frac{R}{K}\frac{\bar{d}K}{dR}\approx-1.$$

В предшествующих сообщениях я показал, что распределение галактической плотности в плоскости Млечного Пути должно быть близко к R^{-2}. Наша система, кроме того, чрезвычайно сплющена. Отношение полярной и экваториальной осей равно примерно 0,01. Необходимо исследовать, может ли подобная система согласоваться с динамической характеристикой, указанной выше.

Рассмотрим притяжение эллипсоида вращения на точку, расположенную в его экваториальной плоскости на расстоянии R от центра. В случае однородного эллипсоида с плотностью ρ имеем, как известно,

$$K_1=2\pi G\rho\frac{a^2c}{(a^2-c^2)^{\frac{3}{2}}}R\left(\operatorname{arc\,tg} l-\frac{l}{1+l^2}\right)\ \text{(точка расположена вне)}$$

и

$$K_2=G\pi^2\frac{c}{a}\rho R\ \text{(точка расположена внутри)}.$$

Оси эллипсоида суть a и c, а l определяется соотношением

$$1+l^2=\frac{a^2+\nu}{c^2+\nu},$$

причем ν есть корень уравнения

$$\frac{\xi^2+\eta^2}{a^2+\nu}+\frac{\zeta^2}{c^2+\nu}=1;\qquad \xi=R.$$

В рассматриваемом случае

$$\frac{c}{a}=\eta\ll1.$$

Поэтому

$$K_1=2\pi G\rho\eta R\left(\operatorname{arc\,tg}\frac{a}{\sqrt{R^2-a^2}}-\frac{a}{R^2}\sqrt{R^2-a^2}\right)$$

и

$$K_2=\pi^2G\eta\rho R.$$

В случае неоднородного эллипсоида имеем, очевидно, для силы притяжения в точке на расстоянии R от центра:

$$K_1=2\pi G\eta R\int_0^R\left(\operatorname{arc\,tg}\frac{a}{\sqrt{R^2-a^2}}-\frac{a}{R^2}\sqrt{R^2-a^2}\right)\frac{d\rho}{da}\,da,$$

$$K_2=\pi^2G\eta R\rho_R$$

(ρ_R—плотность на расстоянии R) и, наконец,

$$K=K_1+K_2.$$

Предположим, что плотность ρ в экваториальной плоскости эллипсоида изменяется $\infty\, a^{-n}$, причем n—целое число. В этом случае $\rho=Ca^{-n}$, и

$$K=C\pi^2G\eta R^{-(n-1)}-2\pi G\eta RCn\int_0^R\left(\operatorname{arc\,tg}\frac{a}{\sqrt{R^2-a^2}}-\frac{a}{R^2}\sqrt{R^2-a^2}\right)\frac{da}{a^{n+1}}$$

или

$$K=\left\{C\pi^2G\eta-2\pi G\eta Cn\int_0^1\left(\operatorname{arc\,tg}\frac{x}{\sqrt{1-x^2}}-x\sqrt{1-x^2}\right)\frac{dx}{x^{n+1}}\right\}R^{-(n-1)}.$$

Следовательно,

$$K \propto R^{-(n-1)}.$$

В частном случае, когда

$$\rho = CR^{-1},$$

имеем

$$K = \mathrm{const},$$

—сила притяжения остается постоянной на всех расстояниях от центра. Если, с другой стороны,

$$\rho = CR^{-2},$$

то

$$K \propto R^{-1},$$

—сила притяжения изменяется обратно пропорционально расстоянию. Это наиболее вероятный случай для туманности Андромеды и также, по всей вероятности, для нашей звездной системы. Из условия стационарности выводим, что

$$\frac{V^2}{R} = K \propto R^{-1}. \tag{2}$$

Линейная скорость вращения оказывается, таким образом, постоянной на всех расстояниях от центра.

Это заключение не может быть проверено для нашей галактики на основании непосредственных наблюдений. Однако спектрографические наблюдения Слайфера ([2]) и Бэбкока ([3]) показывают, что дифференциальные радиальные скорости туманности Андромеды, несколько неправильные в центральных частях туманности, на известном расстоянии выглаживаются и, начиная с расстояния в 30′, становятся постоянными и равными 240 км/сек. Это согласуется с распределением плотностей, обратно пропорциональным квадрату расстояния, принятому на основании чисто фотометрических данных. Скорость галактического вращения, равная на расстоянии от Солнца 300 км/сек., также остается, по всей вероятности, постоянной в плоскости галактики. Действительно, в этом случае

$$\rho \propto R^{-2},\ K \propto R^{-1} \ \text{и}\ \frac{R}{K}\frac{dK}{dR} = -1$$

в согласии с результатами Оорта и Пласкетта.

Для примера дадим значения динамической характеристики для разных законов изменения плотности.

1. Вся масса сосредоточена в центре: $K \propto R^{-2}$, $\frac{R}{K}\frac{dK}{dR} = -2$,
2. $\rho \propto R^{-2}$, $\frac{R}{K}\frac{dK}{dR} = -1$,
3. $\rho \propto R^{-1}$, $\frac{R}{K}\frac{dK}{dR} = 0$,
4. $\rho = \mathrm{const}$, $\frac{R}{K}\frac{dK}{dR} = +1$.

Отсюда видно, что динамическая характеристика довольно чувствительна к изменению в распределении плотности.

В заключение определим массу галактики, соответствующую закону

$$\rho = CR^{-2}.$$

Для неоднородного эллипсоида имеем:

$$M = \frac{4\pi}{3}\eta \int_0^a a^3 \frac{d\rho}{da}\, da$$

или

$$M = \frac{8\pi}{3} C a \eta.$$

На основании (2) находим

$$M=\frac{8}{3}\frac{V^2 a}{G\left[\pi+4\int\limits_0^1\left(\operatorname{arc\,tg}\frac{x}{\sqrt{1-x^2}}-x\sqrt{1-x^2}\right)\frac{dx}{x^3}\right]}.$$

Поскольку

$$V=300 \text{ км/сек.};\ a=16\,000 \text{ pcs};\ G=666\cdot 10^{-10},$$

имеем

$$M=2{,}74\cdot 10^{44} \text{ гр}.$$

или

$$M=1{,}5\cdot 10^{11}\ \odot \text{ (в массах Солнца)}.$$

Для общего числа звезд в нашей системе на основании прямых подсчетов нами найдено $\sim 10^{13}$. Отсюда следует, повидимому, заключить, что подсчеты звезд в окрестностях Солнца не являются характерными для всей галактической системы в целом, другими словами, что Солнце находится внутри звездного облака с повышенной средней плотностью по сравнению с галактикой в целом.

Поступило
14 VIII 1940

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Smart, Stellar Dynamics, Cambridge, p. 369 (1938). [2] Slipher, Lowell Obs. Bulletin, II, 65 (1914). [3] Babcock, Publ. Astr. Soc. Pacific, **50**, 174 (1938).