

Основным выводом является то, что на практике можно использовать мгновенное значение величины y для определенного объекта данной звездной системы, если нам известны все составляющие его скорости и значение параметра β . Это позволит указать, по крайней мере, нижний предел орбитального эксцентриситета данного объекта. Дело в том, что y для данного значения эксцентриситета не может превзойти определенный максимум (см. рис. 1, 2). Отождествление этого максимума с мгновенным значением даст нам нижний предел. Между тем, так как функция $y(x)$ является почти постоянной, этот нижний предел мало отличается от действительного эксцентриситета. Для будущего предлагается применить сформулированный здесь критерий к объектам сферической подсистемы нашей Галактики.

On Evaluating of the Orbital Eccentricity. A criterion for orbital eccentricity evaluating for objects moving in a spherically symmetric force field with mass distribution $\mathfrak{M}(r) \propto r^3$, based on the radial component rate in total kinetic energy is proposed. The latter quantity preserves a nearly constant value over a sufficiently large fraction of the orbit, admitting thus its instantaneous value to be a measure of the eccentricity.

6 декабря 1984

Астрономическая обсерватория,
Белград, Югославия

С. НИНКОВИЧ

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Антонов, Л. П. Осипков, А. Д. Чернин, Динамика и эволюция звездных систем, вып. 4, сер. «Проблемы исслед. Вселенной», ред. К. Ф. Огородников, М.—Л., 1975, стр. 289.

УДК: 524—327

УСТОЙЧИВОСТЬ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ, ВРАЩАЮЩЕЙСЯ МОДЕЛИ ЗВЕЗДНОЙ СИСТЕМЫ

Устойчивость нестационарных, сферически-симметричных, гравитирующих систем по отношению к переходу в эллипсоид зависит от величины хаотических движений [1, 2] и от момента вращения. Если хаотические движения противодействуют этому переходу, то вращение способствует

ему. Цель настоящей работы — количественно оценить, на примере двухпараметрической нестационарной модели шара Фримана, влияние этих факторов на устойчивость относительно возмущения шар—эллипсоид.

Функция распределения невозмущенной модели имеет вид:

$$f_0 = \frac{\rho_0}{\pi a^2} \frac{Q}{\sqrt{l^2 \left(r_0^2 - \frac{r^2}{a^2} \right) - a^2 \left(z - \frac{\dot{a}}{a} z \right)^2}}, \quad (1)$$

$$Q = \alpha \delta \left(\dot{x} - \frac{\dot{a}}{a} x - \frac{l}{a^2} y \right) \delta \left(\dot{y} - \frac{\dot{a}}{a} y + \frac{l}{a^2} x \right) + \\ + \beta \delta \left(\dot{x} - \frac{\dot{a}}{a} x + \frac{l}{a^2} y \right) \delta \left(\dot{y} - \frac{\dot{a}}{a} y - \frac{l}{a^2} x \right),$$

где $\alpha = 1 - e \cos \eta$, $t = \eta - e \sin \eta$, $0 \leq e \leq 1$, $l = \sqrt{1 - e^2}$, ρ_0 , r_0 — плотность и радиус модели в момент времени, соответствующий $\eta = \frac{\pi}{2}$,

$\alpha + \beta = 1$, $\frac{4}{3} \pi G \rho_0 = 1$. Полная энергия семейства моделей не зависит

от параметров l , $\beta - \alpha$: $E_T = -\frac{2}{5} \pi \rho_0 r_0^5$, полный момент равен $M_T =$

$= \frac{8}{15} \pi \rho_0 r_0^5 l (\beta - \alpha)$, энергия хаотических движений в единицах полной

энергии равна $E_x / |E_T| = \frac{1}{3} l^2 (1 + 8\alpha\beta) / a^2$.

Возмущенную функцию распределения представляем в виде [3]:

$$f = \frac{\rho_0}{\pi a^2} \left[\alpha \left(\frac{\delta(\tilde{\vartheta}_x^-) \delta(\tilde{\vartheta}_y^+)}{\sqrt{\Gamma - \varepsilon \chi_1}} + \frac{\varepsilon}{a} B_1 \frac{\delta'(\tilde{\vartheta}_x^-) \delta(\tilde{\vartheta}_y^+)}{\sqrt{\Gamma}} + \frac{\varepsilon}{a} C_1 \frac{\delta(\tilde{\vartheta}_x^-) \delta'(\tilde{\vartheta}_y^+)}{\sqrt{\Gamma}} \right) + \right. \\ \left. + \beta \left(\frac{\delta(\tilde{\vartheta}_x^+) \delta(\tilde{\vartheta}_y^-)}{\sqrt{\Gamma - \varepsilon \chi_2}} + \frac{\varepsilon}{a} B_2 \frac{\delta'(\tilde{\vartheta}_x^+) \delta(\tilde{\vartheta}_y^-)}{\sqrt{\Gamma}} + \frac{\varepsilon}{a} C_1 \frac{\delta(\tilde{\vartheta}_x^+) \delta'(\tilde{\vartheta}_y^-)}{\sqrt{\Gamma}} \right) \right], \quad (2)$$

где $\tilde{\vartheta}_x^\pm = \dot{x} - \frac{\dot{a}}{a} x \pm \frac{l}{a^2} y$, $\tilde{\vartheta}_y^\pm = \dot{y} - \frac{\dot{a}}{a} y \pm \frac{l}{a^2} x$, $\Gamma = l^2 \left(r_0^2 - \frac{r^2}{a^2} \right) - a^2 \left(z - \frac{\dot{a}}{a} z \right)^2$, χ_j , B_j , C_j ($j = 1, 2$) — функции от t , x , y , z , \dot{z} .

Линеаризуя кинетическое уравнение и переходя затем к переменным $\vec{r}' = \vec{r}/a$, $t' = \int \frac{dt}{a^2}$, получим следующие уравнения для χ_j , B_j , C_j ($j = 1, 2$):

$$\left\{ \begin{aligned} L'\chi_1 &= 2[l^2(r_0^2 - r'^2) - \vartheta_{z'}^2] \left(\frac{\partial B_1}{\partial x'} + \frac{\partial C_1}{\partial y'} \right) + \\ &+ 2l^2(B_1x' + C_1y') + a^2\vartheta_{z'} \frac{\partial \Phi_1}{\partial z'}, \\ L'B_1 + C_1l &= a^2 \frac{\partial \Phi_1}{\partial x'}, \\ L'C_1 - B_1l &= a^2 \frac{\partial \Phi_1}{\partial y'}, \end{aligned} \right. \quad (3)$$

где $L' = \frac{\partial}{\partial t'} + ly' \frac{\partial}{\partial x'} - lx' \frac{\partial}{\partial y'} + \vartheta_{z'} \frac{\partial}{\partial z'} - l^2z' \frac{\partial}{\partial \vartheta_{z'}}$, $\vartheta_{z'} = \frac{dz'}{dt'}$. Уравнения для χ_2 , B_2 , C_2 получаются из (3) заменой l на $-l$.

Возмущение потенциала выберем в виде

$$\Phi_1 = (x' + iy')^m \frac{\psi(t')}{a}. \quad (4)$$

Смещения границы, обусловленные возмущением каждого из компонентов, вращающихся в противоположные стороны, равны $\Delta_j r = -\varepsilon \frac{\chi_j^0 a}{2l^2}$, где $\chi_j^0 = \chi_j(z = \frac{a}{\alpha} z, r = a) = \chi_j(\vartheta_{z'} = 0, r' = 1)$; без ограничения общности мы положили $r_0 = 1$. При переходе через слой с поверхностной плотностью σ производная потенциала, непрерывного на границе, терпит разрыв величины $4\pi G\sigma$. В нашем случае $\sigma = \frac{\rho_0}{a^3} (\alpha\Delta_1 r + \beta\Delta_2 r)$. Таким образом имеем уравнения:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \Big|_{r=a+0} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \Big|_{r=a-0} &= -\frac{3}{2a^2 l^2} (\alpha\chi_1^0 + \beta\chi_2^0), \\ \Phi_1 \Big|_{r=a+0} &= \Phi_1 \Big|_{r=a-0}. \end{aligned} \right. \quad (5)$$

Подставляя в первое уравнение (5) χ_1^0 , χ_2^0 , полученные решением уравнения (3) и соответствующих уравнений для χ_2 , приходим к интегральному уравнению для $\psi(t')$ вида:

$$\begin{aligned} \frac{2m+1}{3m} \psi(t') &= a \int_{-\infty}^{t'} \left[e^{ilm(t'-t_1)} \int_{-\infty}^{t_1} e^{i(lm-2l)(t_1-t_2)} \alpha \psi(t_2) dt_2 \right] dt_1 + \\ &+ \beta \int_{-\infty}^{t'} \left[e^{-ilm(t'-t_1)} \int_{-\infty}^{t_1} e^{-i(lm-2l)(t_1-t_2)} \alpha \psi(t_2) dt_2 \right] dt_1. \end{aligned} \quad (6)$$

Ограничимся, в соответствии с нашими целями, бароподобным возмущением ($m = 2$). Дифференцируя трижды уравнение (6) и сравнивая с исходным, получаем (учитывая, что $\psi(-\infty) = 0$):

$$\frac{d^3\psi}{dt'^3} + \left(4l^2 - \frac{6}{5}a\right) \frac{d\psi}{dt'} - \left(\frac{12i}{5}l(a-\beta)a + \frac{6}{5}\frac{da}{dt'}\right)\psi = 0$$

или, перейдя к переменной γ ,

$$\psi''' + 3\frac{a'}{a}\psi'' + \left(2\frac{a'^2}{a^2} + \frac{5l^2}{a^2} - \frac{11}{5a}\right)\psi' - \left(\frac{12i}{5}l\frac{a-\beta}{a^2} + \frac{6}{5}\frac{a'}{a^2}\right)\psi = 0. \quad (7)$$

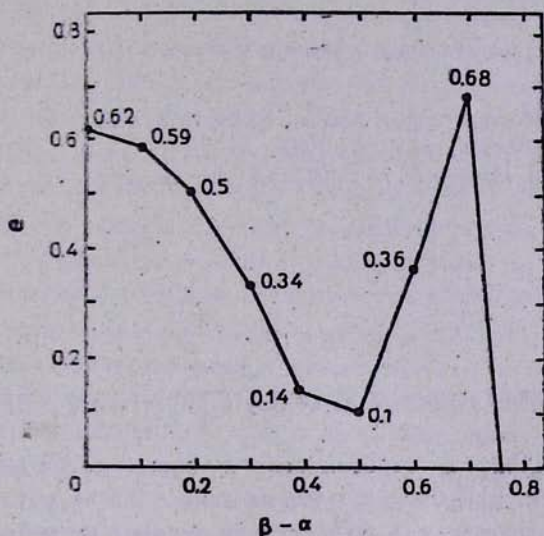


Рис. 1. Верхняя граница первой зоны устойчивости нестационарной двухпараметрической модели шара Фримана. По осям отложены значения параметров модели $e = \sqrt{1 - l^2}$, $\beta - \alpha$, связанные с усредненной энергией вращения и энергией хаотического движения следующими соотношениями: $\langle E_{br} / E_T \rangle = \frac{2}{3} \sqrt{1 - e^2} (\beta - \alpha)^2$, $\langle E_x / E_T \rangle = \sqrt{1 - e^2} \left[1 - \frac{2}{3} (\beta - \alpha)^2 \right]$.

На рис. 1 изображена верхняя граница первой зоны устойчивости, полученная численным расчетом показателей Ляпунова уравнения с периодическими коэффициентами (7) для $0 \leq \beta - \alpha \leq 1$ с шагом 0.1, с последующей линейной интерполяцией. Для стационарных моделей ($e = 0$) неустойчивость наступает при значении $\beta - \alpha = 0.76$. Невращающиеся ($\beta - \alpha = 0$) модели устойчивы также при значениях $0.88 \leq e < 0.91$. При остальных значениях $\beta - \alpha$ точек, соответствующих устойчивым моделям,

выше изображенной на рис. 1 кривой обнаружить не удалось. Если другие зоны устойчивости и существуют, то они очень узкие.

Stability of a Pulsating Rotating Model of a Stellar System. The stability of a nonstationary two-parametry model of the Freeman sphere with respect to perturbation leading the sphere to the ellipsoidal form is investigated.

22 октября 1984

Астрофизический институт
АН Каз.ССР

Е. А. МАЛКОВ

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Антонов, С. Н. Нуридинов, *Астрон. ж.*, 58, 1158, 1981.
2. С. Н. Нуридинов, *Астрон. ж.*, 60, 40, 1983.
3. А. Г. Морозов, В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман, *Астрон. ж.*, 51, 75, 1974.

УДК: 524.354.6—333

МАКСИМАЛЬНАЯ МАССА ПИОННЫХ ЗВЕЗД

Для астрофизики, в особенности в свете космогонических идей В. А. Амбарцумяна [1], было бы весьма заманчиво существование макрокосмов сверхплотных тел, удерживаемых, в отличие от нейтронных звезд, не гравитационными, а ядерными силами. Однако хорошо известно, что обычные ядерные силы не допускают существования таких объектов (отсутствие синглетного дейтрона и, как следствие, бинейтрона [2]). Возможность образования в ядерном веществе при сверхядерных плотностях пионной конденсации (п.к.) в ряде моделей приводит к возникновению гигантских ядерных нейтральных капель с массовым числом $A \geq 10^5$ [3—6]. Масса таких объектов сверху может быть ограничена только эффектами общей теории относительности, что делает возможным существование космических самоудерживающихся тел, с массой порядка массы Солнца — пионных звезд [6—8]. Образование таких тел обусловлено возникновением второго отрицательного минимума функции $\varepsilon(n)$ (ε — энергия на барион, n — число барионов в см^{-3} . Первый минимум соответствует энергии связи обычных ядер). $\varepsilon(n)$ зависит от целого ряда условий, определяемых теорией в настоящее время неоднозначно. Так, обычно