МИНИСТЕРСТВО НАРОДНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УзССР

Ташкентский ордена Трудового Красного Знамени государственный университет им. В. И. Ленина

Проблемы физики и динамики звездных систем

Ташкент — 1989

УДК 524.3/.4-32, 524.6 - 8.77

Проблемы физики и динамики звездных систем. - Ташкент, Изд.ТашГУ, 1989, - 70 с.

Представлены тезисы докладов совещания "Проблемы физики и динамики звездных систем".

Материалы содержат исследования физических, динамических и кинематических характеристик галактик, их подсистем и скоплений. В них затронуты современные проблемы в указанном направлении.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии, астрофизики и физики.

Ответственный редактор
зав.кафедрой астрономии С.Н.Нуритдинов

Подписано к печати 20.09.89. Р. 00672. Тираж 80 экз.
Формат бумаги 60x84 I/I6. Бумага № I. Усл.печ.л. 4,I
Уч.-изд.л. 4,5. Заказ 228 . Оперативная печать. Цена 40 коп.
Типография ТашГУ, Вузгородок.

УДК 524.3/4-32

КОНДРАТЬЕВ Б.П.

РАВНОВЕСИЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ОСОБОЙ СФЕРОИДАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ОДНОРОДНОЙ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ЗВЁЗДНОЙ СИСТЕМЫ

I. Общее решение в проблеме динамики однородных эллипсоидальных звёздных систем базируется [I] на следующих предположениях:

а/. Внутреннее поле скоростей центроидов $\vec{U}(t,\vec{x})$ линейно зависит от координат элемента;

б/. Компоненты тензора дисперсии скоростей имеют вид $\sigma_{ij}(t,\vec{x})=\sigma^{o}_{ij}(t)\cdot\left(1-\frac{x_1^2}{a_1^2}-\frac{x_2^2}{a_2^2}-\frac{x_3^2}{a_3^2}\right)$, поэтому уровенные поверхности напряжений внутри фигуры представлены семейством подобных эллипсоидов; на граничной поверхности все напряжения обращаются в нуль;

в/. Должны равняться нулю все нечётные центральные моменты от фазовой плотности и, в частности, компоненты тензора скоростей третьего порядка. Следовательно, бесстолкновительный эллипсоид в фазовом пространстве представлен многомерным эллипсоидом.

Установлено, что общее решение является единственно возможным только в том случае, когда звёздная система имеет форму геометрически невырожденного трёхосного эллипсоида.

2. Выяснилось, что на границе области существования общего решения- там, где эллипсоид вырождается в сжатый или вытянутый сфероид, а также в круговой цилиндр- там существует ещё и особое решение данной проблемы. Изучение этого особого решения представляет значительный интерес для дальнейшего развития теории колебаний звёздных систем. Доказательство существования особого решения проводится прямым построением фазовой модели.

Исследуемая модель- это однородный, плотности $\rho(t)$, сжатый или вытянутый по оси x_3 сфероид

$$\frac{r^2}{a_1^2}+\frac{x_3^2}{a_3^2}=1 \quad , \text{ где } a_1(t)\gtrless a_3(t) \; , \qquad /I/$$

состоящий из звёзд одинаковой массы, движущихся в самосогласованном гравитационном потенциале. Движение отдельной звезды описывается уравнениями

$$\ddot{x}_i=-2A_i(t)\cdot x_i \; , \qquad /2/$$

которые имеют три первых интеграла: интеграл момента вращения $L_3=r\cdot v_\varphi$ и ещё два

$$E_1=\frac{\gamma_1}{2}(v_r^2+v_\varphi^2)+\gamma_2 r\cdot v_r+\gamma_3 r^2 ,$$
$$E_3=\frac{1}{2}k_1\dot{x}_3^2+k_2 x_3\cdot\dot{x}_3+k_3\cdot x_3^2 \qquad /3/$$

появляются вследствие сохранения величин, обобщающих на нестационарный случай компоненты полной энергии звезды. В нестационарной модели коэффициенты γ_i и k_i полагаются функциями времени.

а/. Из анализа интегралов движения находим

$$\ddot{a}_1 - \frac{J_1 \tilde{a}_1^4}{a_1^3(t)} + 2A_1(t)\cdot a_1 = 0; \quad \ddot{a}_3 - \frac{J_3 \tilde{a}_3^4}{a_3^3(t)} + 2A_3(t)\cdot a_3 = 0 \cdot \qquad /4/$$

Этими уравнениями и решается задача о нелинейных колебаниях исследуемой модели. Важно отметить, что направление вращения частиц вокруг оси x_3 на вид уравнений /4/ не влияет.

б/. Найдена нестационарная фазовая функция распределения звёзд, удовлетворяющая всем необходимым требованиям. В пространстве скоростей модель представлена замкнутой поверхностью четвёртого /в общем решении-второго!/порядка. Изображающие точки распределены на этой поверхности неравномерно.

в/. Получены все характеристики модели. С этой целью семейство частиц разбито на восемь составляющих и для каждой последней найдена своя функция распределения. Поле скоростей центроидов в модели может быть как линейным, так и нелинейным /в последнем случае все частицы вращаются в одну сторону/. Компоненты тензора дисперсии скоростей имеют вид

$$\begin{aligned}
&\sigma_{33}(t,\vec{x}) = \sigma_{33}^{\circ}(t)\cdot(1 - r^2/a_1^2 - x_3^2/a_3^2);\\
&\sigma_{rr}(t,\vec{x}) = \Sigma(t)\cdot(1 - r^2/a_1^2 - x_3^2/a_3^2); \qquad /5/\\
&\sigma_{\varphi\varphi}(t,\vec{x}) = \overline{v_\varphi^2}(t,\vec{x}) - \Omega^2 r^2; \ \text{где} \ \overline{v_\varphi^2}(t,\vec{x}) = \Sigma(t)\left(1 + \frac{r^2}{a_1^2} - \frac{x_3^2}{a_3^2}\right).
\end{aligned}$$

Все недиагональные компоненты этого тензора равны нулю. Отсюда не случайно компонента $\sigma_{\varphi\varphi}$ и на поверхности сфероида не исчезает. Наконец, отличные от нуля моменты скоростей третьего порядка выражаются через низшие моменты и имеют вид

$$\sigma_{\varphi\varphi\varphi}(t,\vec{x}) = \frac{1}{2}\Omega r\left(\Omega^2 r^2 - 3\sigma_{\varphi\varphi}(t,\vec{x})\right); \quad \sigma_{rr\varphi}(t,\vec{x}) = -\frac{1}{2}\Omega r\cdot\sigma_{rr}(t,\vec{x}) \cdot \qquad /6/$$

В силу последнего обстоятельства, цепочка моментных уравнений звёздной гидродинамики замыкается именно на уравнениях третьего порядка. Перечисленные свойства делают данную модель действительно особой среди всех остальных.

г/. Как частный случай, получены характеристики модели в стационарном состоянии, ранее частично исследованной в [2,3].

1. Кондратьев Б.П., Малков Е.А., Астрофизика, 25, 587, 1986.
2. Поляченко В.Л., Докл. АН СССР, 229, 1335, 1976.
3. Кондратьев Б.П., Препринт ФИАН, №244, 1978.