АЖ, краткие сообщения.

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ИЯФ 26 - 70

А.М.Фридман

УСТОЙЧИВОСТЬ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ ЗВЁЗД И СФЕРИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК

Новосибирск

1970

А.М.Фридман

УСТОЙЧИВОСТЬ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ ЗВЁЗД И СФЕРИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК

АННОТАЦИЯ

Предлагается модель шарового скопления звёзд (и сферической галактики) в виде сферически-симметричной системы вращающихся гравитирующих масс. В соответствии с наблюдательными данными плотность выбрана $\sim 1/r^2$, а траектории частиц - таким образом, чтобы общий момент системы был равен нулю. Используя результаты, известные из физики плазмы, качественно поясняется устойчивость такой модели относительно произвольных возмущений. (Строгое математическое доказательство устойчивости содержится в работах /4-7/, /8/).

Известны / 1 / следующие характерные признаки шарового скопления: 1) звезды движутся по очень вытянутым траекториям; 2) общий момент шарового скопления практически отсутствует; 3) плотность звезд падает к краю довольно резко $1/r^2 \div 1/r^3$.

Для удовлетворения признакам 2) и 3) выберем в качестве модели шарового скопления сферически-симметричную систему вращающихся гравитирующих частиц (см.рис.1). Через каждую точку пространства r проходят частицы с различным направлением скоростей в касательной к поверхности $r = const$ плоскости. Траектории частиц близки к круговым, т.е. форма траекторий определяется начальной радиальной температурой частиц. Наконец, плотность системы предполагается падающей к краю $\sim 1/r^2$.

Таким образом, как отмечалось выше, такая модель шарового скопления полностью удовлетворяет второму и третьему свойству. Первому признаку она не удовлетворяет, поскольку орбиты звёзд предполагаются не вытянутыми, а близкими к круговым. Однако, рассматривая данную модель, как некоторое приближение к реальной системе, естественны следующие два вопроса: возможно ли под действием малых, но произвольных возмущений 1) траекториям частиц, близким к круговым, эволюционировать к вытянутым орбитам; 2) сферической системе изменить свою форму (например, строго сферической галактике превратиться в эллиптическую с малым эксцентриситетом).

Для того, чтобы со стационарной системой начал происходить какой-либо необратимый во времени процесс, необходимо наличие неустойчивости системы по отношению к возмущениям плотности и потенциала.

Если воспользоваться аналогией между плазменной средой и гравитирующей (последние, как неоднократно подчеркивалось, имеют достаточно много общих свойств), можно заметить, что для плазменной среды выше отмеченные условия являются необходимыми для развития следующих трех типов неустойчивостей: а) пучковая, б) анизотропная, в) диссипативная. Действительно, предположим сначала, что траектории частиц точно круговые. Тогда стационарная функция распределения $f_c(r, V_r, V_\theta, V_\varphi) \sim$ $\sim \delta(V_r) \cdot \delta(\sqrt{V_\theta^2 + V_\varphi^2} - V_c)$, где δ - дельта - функция Дирака;

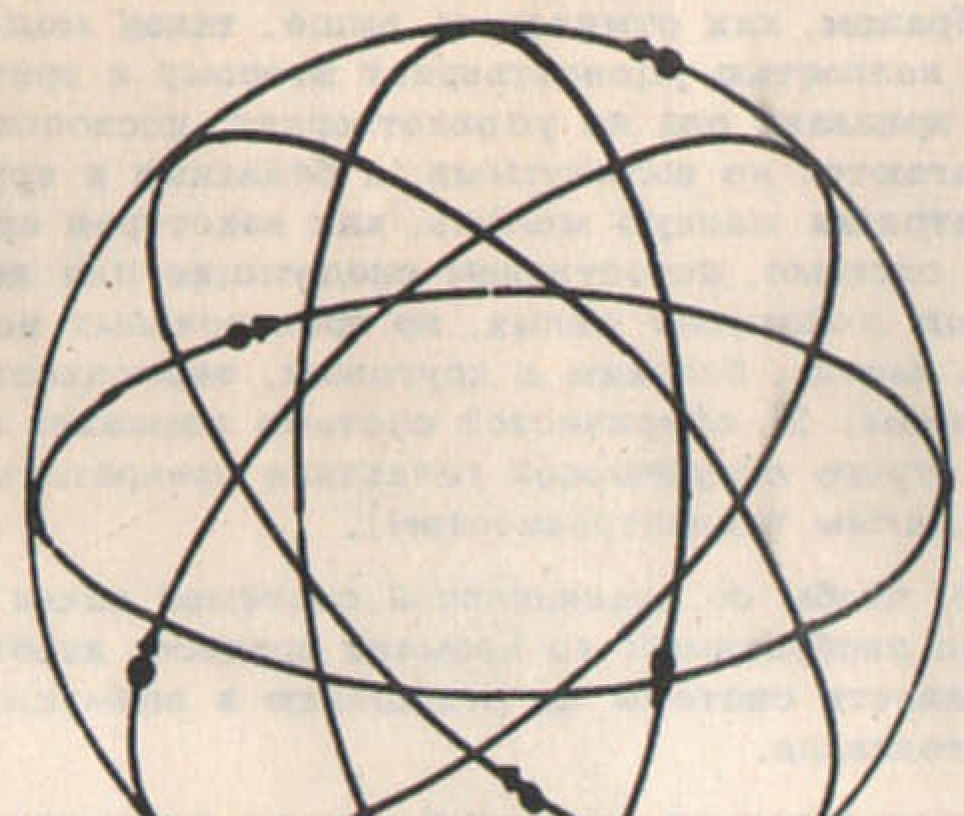

Рис.1.

V_r, V_θ, V_φ – компоненты скорости в сферических координатах, $V_0^2/r = \frac{\partial}{\partial r}\Phi_0$, Φ_0 – гравитационный потенциал. Проинтегрировав f_0 по V_r и V_φ, получим функцию, зависящую только от V_θ (см.рис.2). Как видно из рис.2 $\partial/\partial V_\theta [f(V_\theta)] > 0$, что, как известно из теории плазмы, является необходимым условием для развития пучковой неустойчивости / 2 /.

Далее, если в понятие температуры вложить лишь меру дисперсии скоростей, то радиальная температура $T_r = 0$, а поперечная температура $T_\perp \neq 0$ ($T_\perp \sim V_0^2$). Известная в однородной плазме анизотропная неустойчивость с инкрементом $\gamma \sim (1 - T_\parallel/T_\perp)$ / 2 / может развиваться, вообще говоря, и в гравитирующих средах / 3 /.

И, наконец, в шаровых скоплениях плотность звёзд настолько велика, что пренебрегать действием иррегулярных сил, вообще говоря, нельзя. Влияние диссипативного фактора в неоднородной плазме, как известно / 2 /, часто приводит к неустойчивости.

Таким образом, как следует из изложенного выше, если придерживаться аналогии между плазменной и гравитационной средами, имеют место по крайней мере три необходимых признака неустойчивости модели шарового скопления звёзд.

Исходными уравнениями в общем случае являются кинетическое уравнение и уравнение Пуассона.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{V}\frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \dot{\vec{V}}\frac{\partial f}{\partial \vec{V}} = St \qquad (1)$$

$$\Delta\Phi = 4\pi G m n \qquad (2)$$

Здесь f – функция распределения; $\vec{V}$, m – скорость и масса одной частицы; Φ, n – гравитационный потенциал и число частиц в 1 см^3; G – гравитационная постоянная. Действие иррегулярных сил описывается St – членом в правой части уравнения (1).

При решении (1), (2) следует воспользоваться сферической системой координат.

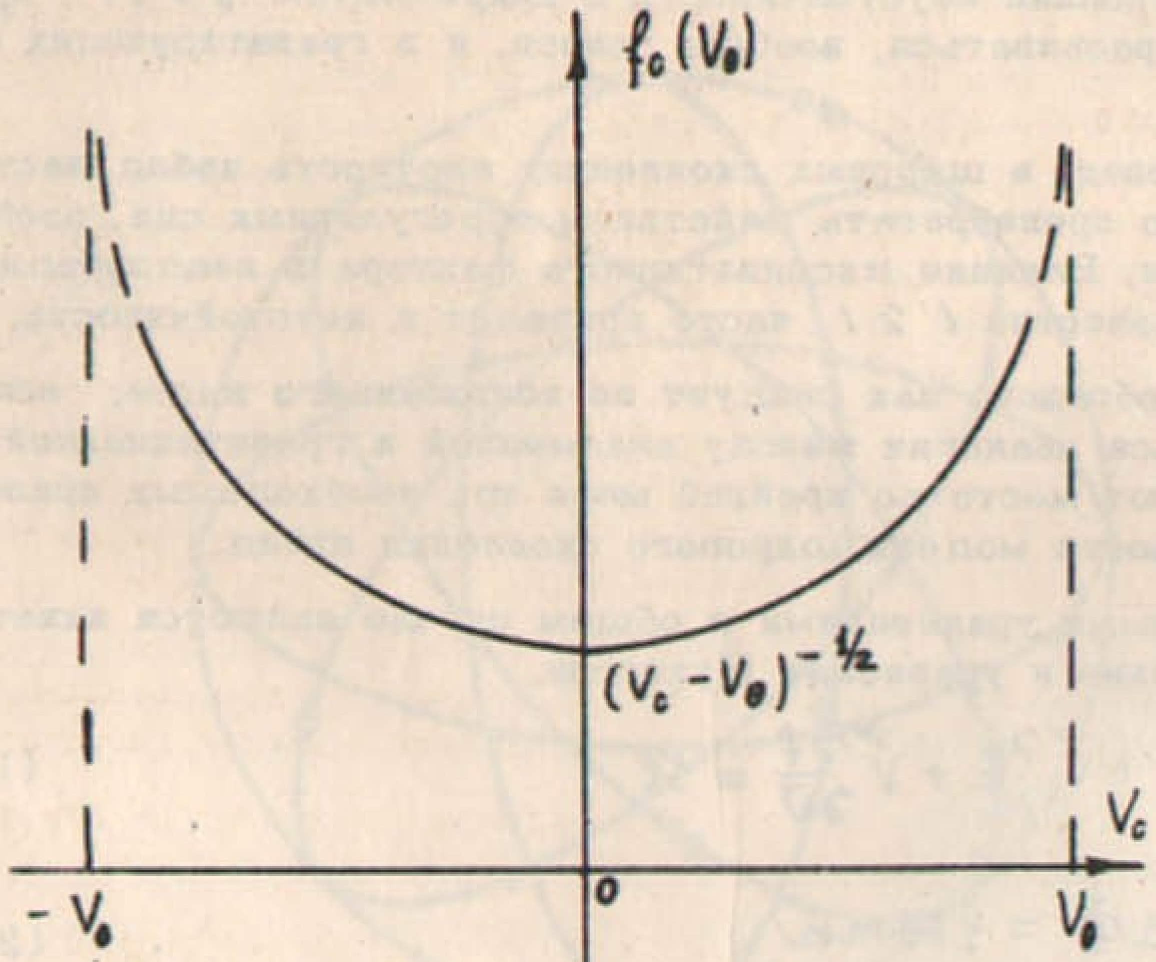

Рис.2.

Естественно разбить сформулированную задачу об устойчивости на несколько этапов, начиная с наиболее простой системы и постепенно её усложняя.

Наиболее простой системой является однородная по плотности сферически-симметричная система, вращающихся по круговым траекториям масс. Столкновениями пренебрегаем. В / 4 / найден спектр колебаний такой системы. Колебания оказались нейтральными.

Доказательство устойчивости аналогичной неоднородной ($n \sim 1/r^2$) системы проведено в работе / 5 /. Показано,что в этом случае отсутствует регулярное решение дифференциального уравнения для возмущенного потенциала во всей плоскости комплексной частоты ω , которое бы было конечным в нуле и на бесконечности по координате r .

В / 6 / получено резонансное затухание колебаний в неоднородной ($n \sim 1/r^2$) системе. Механизм резонансного затухания в данном случае аналогичен механизму затухания Ландау / 8 / в теории плазмы: волна возмущения отдаёт свою энергию резонансным частицам. В этом состоит основное отличие неоднородной системы от однородной, где имеют место, как отмечалось выше, нейтральные колебания / 4 /. До сих пор траектории частиц предполагались круговыми. В / 7 / найден класс решений стационарной системы исходных уравнений (1) - (2) (в бесстолкновительном пределе) в случае, когда имеется отличная от нуля дисперсия радиальных скоростей частиц. Причём оказывается /7/, что в однородной системе малые возмущения вызывают коллективные[x)] нейтральные колебания; в неоднородном случае эти колебания резонансно затухают.

Таким образом, как мы видим, система с однородной плотностью и круговыми орбитами дважды вырождена. Введение градиента плотности и радиальной температуры снимает вырождение полностью.

---

x) С определенной частотой ω колеблется уже некоторый шаровой слой конечной толщины. Величина последней определяется радиальной температурой. Дисперсионное уравнение имеет вид: $\omega^2 = \omega_0^2 + K^2 V_r^2$, где ω_0 - частота колебаний системы с круговыми орбитами, $V_r^2 = T_r/m$, K - некоторое число.

Наконец, учёт иррегулярных сил (диссипации), как показано в / 9 / приводит к затуханию колебаний с декрементом равным частоте соударений.

Итак, в / 4-6 /, / 9 / доказана устойчивость модели шарового скопления звёзд. Некоторые аспекты, поясняющие физическую причину устойчивости такой модели с точки зрения физики плазмы, читатель найдет в заключении к работе / 4 /. Здесь заметим только, что при выполнении необходимых признаков неустойчивостей, перечисленных выше, достаточные признаки не удовлетворяются. Так, например, чтобы развивалась пучковая неустойчивость, кроме условия $\partial f_0/\partial v > 0$ требуется достаточная удаленность максимумов f_0. В нашем случае расстояние между максимумами равно величине скорости (или разброса скоростей, связанного с различием направлений движения частиц), что приводит к отсутствию пучковой неустойчивости.

В заключение автор выражает благодарность Я.Б.Зельдовичу, А.Б.Михайловскому, С.Б.Пикельнеру за обсуждения.

Литература

1. H. B. Sawyer. Handbuch der Physik, Band LIII, Astrophysik IV; Sternsysteme, Berlin, 1959.
2. А.Б.Михайловский. Теория плазменных неустойчивостей, Госатомиздат, М., 1970.
3. C. S. Wu. Phys. Fluids, 11, 545 (1968).
4. А.Б.Михайловский, А.М.Фридман, Я.Г.Эпельбаум, ЖЭТФ (в печати).
5. А.М.Фридман, ЖЭТФ (в печати).
6. В.С.Сынах, А.М.Фридман, И.Г.Шухман. Астрофизика (в печати).
7. А.М Фридман, И.Г.Шухман, ДАН СССР (в печати).
8. Л.Д.Ландау, ЖЭТФ, 16, 574 (1946).
9. А.М.Фридман, И.Г.Шухман, АЖ (в печати).