

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА



№ 3 — 1973



УДК 523.852.32'

В. П. КОЛПАКОВ

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ГАЛАКТИК КАК СЛЕДСТВИЕ ЭКРАНИРОВАНИЯ НЬЮТОНОВСКОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА

Спиральная структура галактик объясняется экранированием ньютоновского потенциала. Считается, что гравитационный потенциал имеет вид потенциала Юкавы—Неймана. Показано, что в этом случае круговые орбиты устойчивы лишь при радиусах, меньших критического. Спирали рассматриваются как геометрическое место точек материи, истекающей из областей неустойчивости. Вычисленная спиральная структура удовлетворительно совпадает с наблюдаемой. Эта гипотеза позволяет также объяснить существование хвостов и перемычек у галактик.

В работах [1 и 2] их автор на основе тщательного исследования Паломарского атласа выделил ряд галактик, которые он назвал «взаимодействующими». Это взаимодействие проявляется, в частности, в наличии аномальных выступов (у одной или обеих галактик), направленных, как правило, в противоположную сторону и названных хвостами, и в наличии перемычек (мостов) между галактиками. Высказана мысль о сходстве механизма происхождения этих особенностей и спиральных ветвей у галактик; собранный материал убедительно свидетельствует о наличии сил, убывающих с ростом расстояния быстрее, чем взаимное тяготение; отмечено, что приливные силы тяготения не в состоянии объяснить возникновение хвостов, перемычек и спиральных ветвей у галактик.

Попытаемся объяснить указанные структурные особенности галактик наличием в них гравитационного потенциала вида

$$\Phi(R) = - \frac{GM e^{-R/\Lambda}}{R}, \quad (1)$$

который по сравнению с ньютоновским гравитационным потенциалом

$$\Phi(R) = - \frac{GM}{R} \quad (2)$$

на расстояниях $R \sim \Lambda$ спадает (по абсолютной величине) быстрее, что позволяет ввести для (1) понятие «радиуса экранирования» $R_0 = \Lambda$, за которым действием поля можно пренебречь; при $R \ll \Lambda$ он ведет себя аналогично (2).

Замена ньютоновского потенциала (2) на потенциал вида (1) объяснима различными физическими (чаще космологическими) соображениями, например, устранением космологического парадокса Зеелигера классической теории тяготения; обеспечением состояния термодинамического равновесия в неограниченных гравитирующих системах; в [3] потенциал (1) возникает как следствие экранировки гравитационного поля большой массы (галактики) полем гипотетических отрицательных масс, существование которых в принципе не запрещается СТО и ОТО.

Следуя работе [3], будем считать, что потенциал в галактике имеет вид (1), где

$$\Lambda \approx 10^{21} \text{ см}, \quad (3)$$

т. е. совпадает (по порядку) с размерами галактики¹.

Это предположение позволяет качественно объяснить ряд наблюдаемых эффектов. Действительно, если на расстояниях, превышающих Λ , происходит экранировка гравитационного поля любых объектов, то галактики, имеющие размеры $L < \Lambda$, на расстояниях больших, чем Λ , притягиваться не будут. Галактики же, имеющие размеры $L > \Lambda$, не смогут удержать притяжением центральных частей свою периферическую материю, что и приведет к выбросам материи из галактики в виде хвостов. Возможно также представить галактику достаточно большого размера, которая распалась на две галактики меньших размеров, оставив между ними лишь тонкую перемижку.

Спиральная структура галактик

Существующие теории происхождения спиральных ветвей галактик обладают рядом недостатков, в частности, теория Линдблада [4], которую мы частично используем, дает неверное направление закручивания спиральных ветвей, а именно: по этой теории ветви «раскручиваются» с вращением галактики (т. е. галактика вращается концами спиральных ветвей вперед), тогда как наблюдения говорят об их «закручивании» (ветви как бы «тянутся» за вращающейся галактикой).

Нами был предложен несколько иной механизм, позволяющий получить правильное направление закручивания этих ветвей.

Спирали как геометрическое место точек выброшенной материи. Была рассмотрена простейшая модель галактики — сферическая, с массой, сосредоточенной в центре, и вращающаяся с постоянной угловой скоростью ω как твердое тело. Материя в галактической плоскости будет двигаться по круговым орбитам, и если круговые орбиты на периферии галактики будут неустойчивы, то даже случайные возмущения, вызывающие изменение энергии и (или) постоянной площадей этих орбит, вызовут выброс материи по некоторой асимптотической траектории. Предполагая, что точка выброса вращается равномерно вместе с галактикой и выбрасывание материи происходит непрерывно, можно найти геометрическое место точек, до которого долетела выброшенная материя к данному моменту времени t .

Введем полярную систему координат в галактической плоскости (R, θ) .

¹ Возможность использования ньютоновского приближения следует из того, что для рассматриваемых областей

$$R \gg R_g = \frac{2GM}{c^2} \approx 10^{15} \text{ см},$$

где R_g — радиус Шварцшильда.

Уравнения движения будут

$$\ddot{R} = R\dot{\theta}^2 - \frac{d\Phi(R)}{dR},$$

$$\frac{d}{dt}(R^2\dot{\theta}) = 0. \quad (4)$$

Их решения выражаются известными формулами:

$$\theta(R) = \int \frac{\frac{hdR}{R^2}}{\sqrt{2[E - \Phi(R)] - \frac{h^2}{R^2}}} = \int \frac{\frac{hdR}{R^2}}{\sqrt{2[E - \Phi_{\text{эфф}}]}},$$

$$t(R) = \int \frac{dR}{\sqrt{2[E - \Phi(R)] - \frac{h^2}{R^2}}} = \int \frac{dR}{\sqrt{2[E - \Phi_{\text{эфф}}]}}, \quad (5)$$

где E и h — соответственно интеграл энергии и интеграл углового момента, а

$$\Phi_{\text{эфф}} = \Phi(R) + \frac{h^2}{2R^2}. \quad (6)$$

Зная уравнения (5), нетрудно найти уравнение геометрического места точек $ABCDEF$, до которого долетела выброшенная материя к моменту времени τ (рис. 1):

$$R = R(\tau - \xi), \quad \theta = \theta(\tau - \xi) + \omega\xi, \quad (7)$$

где ξ — параметр, пробегающий от $\xi=0$ до $\xi=\tau$.

Исключая ξ , получим уравнение искомого геометрического места точек в полярной системе координат

$$\theta = \theta(R) - \omega t(R) + \omega\tau. \quad (8)$$

Устойчивость круговых орбит. Рассмотрим круговые орбиты в плоскости (x, y) , которые представляют возможные решения уравнений движения (4), (т. е. $\dot{R}=R_0$) при условии

$$R_0\dot{\theta}_c^2 = \frac{GM_e^{-\frac{R_0}{\Lambda}} \left(\frac{R_0}{\Lambda} + 1 \right)}{R_0^2} \text{ и } R_0^2\dot{\theta}_c \equiv R_0\vartheta_c = h_c, \quad (9)$$

где θ_c — полярный угол для круговой орбиты, а ϑ_c — линейная скорость, равная $R_0\dot{\theta}_c \equiv R_0\omega$.

Из (9) получим

$$\vartheta_c^2 = \frac{GM_e^{-\frac{R_0}{\Lambda}} \left(\frac{R_0}{\Lambda} + 1 \right)}{R_0}, \quad (10)$$

$$h_c^2 = GM_e^{-\frac{R_0}{\Lambda}} \left(\frac{R_0}{\Lambda} + 1 \right) R_0, \quad \dot{\theta}_c^2 \equiv \omega^2 = \frac{h_c^2}{R_0^4}.$$

Показав существование круговых орбит в плоскости (x, y) , рассмотрим, следуя [4], почти круговые орбиты в этой же плоскости:

$$R = R_0 + R_1, \quad R_1 \ll R_0.$$

Используя уравнения движения (4) и условия (10), с точностью до 2-го порядка малости по R_1 , получим

$$\frac{d^2 R_1}{dt^2} = - \left(\frac{d^2 \Phi}{dR^2} + \frac{3}{R} \frac{d\Phi}{dR} \right)_{R=R_0} R_1. \quad (11)$$

Положив $\theta = \theta_c + \theta_1$, $\theta_1 \ll \theta_c$, также получим

$$\dot{\theta}_1 = -2 \frac{R_1}{R_0} \dot{\theta}_c. \quad (12)$$

Уравнение (11) дает возможность получить критерий устойчивости почти круговых орбит [4].

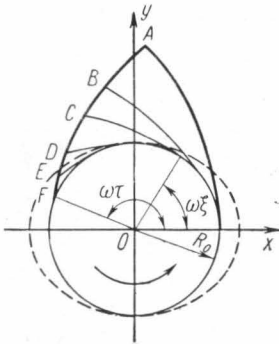


Рис. 1

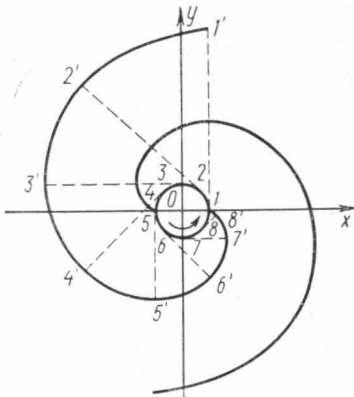


Рис. 3

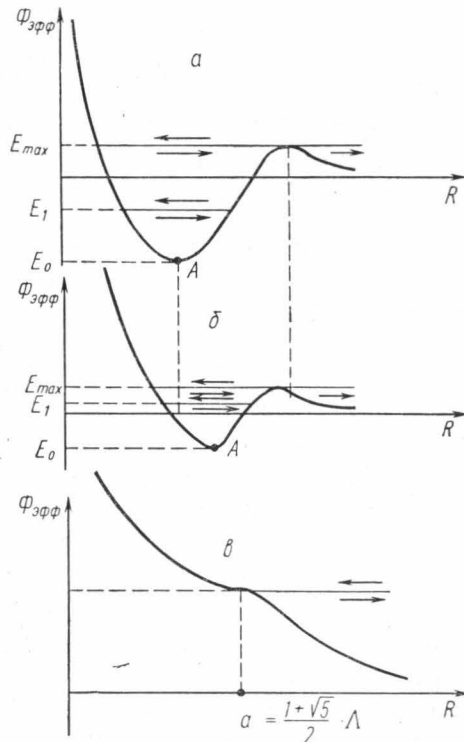


Рис. 2

Почти круговые орбиты представляют устойчивые решения уравнений движения только при условии, когда

$$\frac{d^2 \Phi}{dR^2} + \frac{3}{R} \frac{d\Phi}{dR} > 0. \quad (13)$$

При выполнении условия (13) решения (11) и (12) будут

$$R_1 = R_{1_0} \sin n_1 (t - t_1); \quad R_{1_0} \ll R_0,$$

где

$$n_1^2 = \left(\frac{d^2\Phi}{dR^2} + \frac{3}{R} \frac{d\Phi}{dR} \right)_{R=R_0}, \quad (14)$$

а R_{1_0} и t_1 — константы интегрирования и

$$\theta_1 = 2 \frac{\vartheta_c}{R_0^2 n_1} R_{1_0} \cos n_1 (t - t_1).$$

В системе координат (x, y) решения (14) описывают движение по эллиптическому эпициклу.

Применяя критерий (13) к потенциалу $\Phi(R) = -\frac{GM e^{-\frac{R}{\Lambda}}}{R}$, найдем, что круговые орбиты в данном поле устойчивы при

$$0 < R < a = \frac{1 + \sqrt{5}}{2} \Lambda \approx 1,62\Lambda$$

и неустойчивы при

$$R > a = \frac{1 + \sqrt{5}}{2} \Lambda. \quad (15)$$

График «эффективного» потенциала $\Phi_{\text{эфф}}$ (6) при $h < h_{\text{крит}}$ имеет два характерных «горба», которые начинают сближаться при возрастании h , уменьшаясь при этом (рис. 2, а, б). При $h < h_{\text{крит}}$ круговые орбиты, соответствующие минимальному значению энергии (точка А), будут устойчивы, но финитные орбиты с $E = E_{\text{max}}$ будут неустойчивы — малое возмущение в E сделает орбиту уже инфинитной.

При

$$h^2 = h_{\text{крит}}^2 = \frac{GMa \left(\frac{a}{\Lambda} + 1 \right)}{e \frac{a}{\Lambda}} \approx 0,84GM\Lambda$$

в точке $R = a = \frac{1 + \sqrt{5}}{2} \Lambda$ оба «горба» пропадают и движение становится инфинитным (рис. 2, в), что и соответствует появлению неустойчивости круговых орбит с $R \geq a$.

Итак, если галактика имеет размеры $R \geq 1,62 \cdot \Lambda$, то на ее границе вследствие случайных возмущений могут возникать области неустойчивости, что приведет к выбросам материи из галактики.

Процесс выброса. Рассмотрим орбиты, которые являются асимптотическими к круговым орбитам $R = a$ на периферии галактики, требуя, чтобы постоянная площадей и энергия для них были приблизительно те же, что и для круговой орбиты $R = a$.

Ввиду сложности аналитического решения уравнений (4) воспользуемся приближением: будем считать, что при $R \geq a$ потенциал

$\Phi(R) \equiv 0$ (действительно $\Phi(R) = -\frac{GM e^{-\frac{R}{\Lambda}}}{R}$ в точке $R = a$ вследствие экспоненциального спада меньше ньютоновского потенциала

$$\Phi(R) = -\frac{GM}{R} \text{ в } e^{\frac{1 + \sqrt{5}}{2}} \approx 5 \text{ раз}).$$

Тогда асимптотические орбиты будут прямыми линиями, касательными в точке выброса:

$$\begin{aligned}\theta &= \arccos \frac{R_0}{R}, \\ t &= \frac{\sqrt{R^2 - R_0^2}}{\omega R_0}, \\ R_0 &= \frac{h}{\sqrt{2E}}, \quad \omega = \frac{2E}{h},\end{aligned}\tag{16}$$

а уравнение геометрического места точек, до которых долетела материя к моменту τ , есть

$$\theta = \arccos \frac{R_0}{R} - \frac{\sqrt{R^2 - R_0^2}}{R_0} + \omega \tau.\tag{17}$$

Возможно и параметрическое задание этой кривой:

$$\begin{aligned}x &= -\omega R_0 (\tau - \xi) \sin \omega \xi + R_0 \cos \omega \xi, \\ y &= \omega R_0 (\tau - \xi) \cos \omega \xi + R_0 \sin \omega \xi.\end{aligned}\tag{18}$$

Для получения спиральных ветвей необходимо, чтобы процесс выбрасывания был неправильным. Рассмотрев, следуя [4], приливное действие уже выброшенной материи (выброшенная материя будет вызывать отклонение в $\Phi(R)$ вдоль радиуса-вектора, соединяющего ее с центром), увидим, что если первоначальная орбита находилась на границе устойчивости, то из-за приливного действия уже выброшенной материи она станет определенно неустойчивой.

Скорее всего истечение материи будет происходить из двух противоположных точек (считая, например, что галактика имеет форму эллипсоида вращения, так что 2 противоположных вытянутых конца будут находиться на $R > a$ (рис. 1), или же предполагая, что возмущение вызвано приближением другой галактики вследствие ее приливного действия), поэтому нужно ожидать образования двух спиральных ветвей.

Спирали и их сравнение с наблюдениями. Две ветви, описываемые уравнением (17) или (18), изображены на рис. 3 для момента $\tau = T$, где T — период вращения галактики, и на рис. 4 для момента $\tau = \frac{5}{4} T$. Существенно, что вид спиральных ветвей (17) не зависит от угловой скорости $\omega = \frac{2\pi}{T}$, а зависит только от R_0 , т. е. в нашем случае отношение размеров спиралей к размерам ядер постоянно для различных галактик.

Отметим, что замена прямых линий некоторыми реальными траекториями мало меняет вид спиралей. Воспользуемся искусственным приемом: предположим, что орбиты $(1,1')$, $(2,2')$ и т. д. являются приближенно дугами некоторых окружностей радиуса $R > R_0$. Предполагая постоянство скорости движения материи по ним, можно построить геометрическое место точек, до которого долетела материя к моменту τ . На рис. 5 изображена спираль, образованная материей, выброшенной по орбитам — дугам окружностей $R = 6R_0$. Эти спирали мало отличаются от спиралей на рисунках 3 и 4.

Сравнение рис. 3, 4, 5, с фотографиями спиральных галактик из [5] (например *NGC 5194*, *NGC 5457*, *NGC 5364*, *NGC 5236* и рядом других) дает их удовлетворительное сходство.

Существенно направление спиральных ветвей — на рис. 3—5 ветви закручиваются с вращением галактик, что соответствует наблюдениям¹.

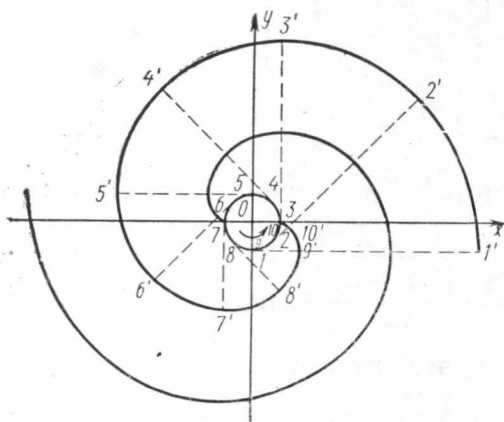


Рис. 4

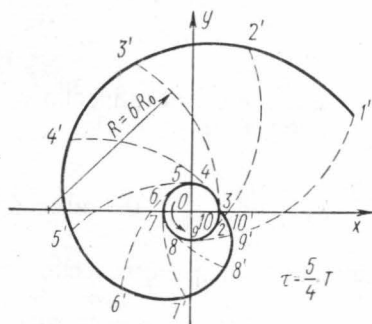


Рис. 5

Можно также отметить, что спиральная ветвь подходит к ядру круче, чем ветви в теории Линдблада, что, на наш взгляд, соответствует реальной картине.

Следовательно, предположение об экранировании ньютоновского гравитационного потенциала дает возможность объяснить происхождение не только хвостов и перемычек, но и спиралей у галактик и уже на простейшей модели дать удовлетворительный вид спиралей и их наблюдаемое закручивание.

В заключение автор выражает глубокую признательность и благодарность проф. Я. П. Терлецкому за предложенную тему и постоянный интерес к работе.

¹ Рассмотрение вопроса о различии звездного состава ядер и спиралей требует привлечения дополнительных, астрофизических соображений. Можно лишь предполагать, что звездообразование стало происходить в выброшенной материи уже после того, как она достигла расчетного геометрического места точек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воронцов-Вельяминов Б. А. «Астрономический журнал», 35, 858, 1958.
2. Воронцов-Вельяминов Б. А. Доклад на VI совещании по вопросам космогонии. «Труды VI совещания по вопросам космогонии». М., Изд-во АН СССР, 1959.
3. Терлецкий Я. П. Парадоксы теории относительности. М., «Наука», 1966.
4. Чандрасекар С. Принципы звездной динамики. М., ИЛ, 1948.
5. Агекян Т. А. Звезды, галактики, Метагалактика. М., «Наука», 1970.
6. Колпаков В. П., Терлецкий Я. П. В сб.: «Тезисы докладов III Советской гравитационной конференции». Ереван, 1972.

Поступила в редакцию
6.8 1971 г.

Кафедра
теоретической физики