квадрате 116, и ветер слабый, в связи с интенсивной инсоляцией возникает мощная плотностная конвекция [10]. В этом случае нужно учитывать интерференционный эффект влияния двух факторов на газообмен, который, по нашим оценкам, приводит к ослаблению газообмена в квадрате 43 в среднем на 7—14%.

Таким образом, можно считать, что существующее в настоящее время нефтяное загрязнение оказывает заметное влияние на газообмен между атмосферой и океаном.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Нельсон-Смит А. Загрязнение моря нефтью. Л.: Гидрометеоздат, 1973.
[2] Вроескер Н.-С., Siems W., Peterman J. J. *Mar. Res.*, 1978, 36, p. 595.
[3] Бортковский Р. С. Тепло- и влагообмен атмосферы и океана при шторме. Л.: Гидрометеоздат, 1983. [4] Бортковский Р. С., Бютнер Э. К., Ариель Н. З., Строкина Л. А. *Метеорология и гидрология*, 1979, № 2, с. 57. [5] Кокорин А. О. *Водные ресурсы*, 1984, № 4, с. 90. [6] Методы гидрохимических исследований океана. М.: Наука, 1978. [7] Алексеев В. В., Кокорин А. О. *Океанология*, 1984, 24, № 1, с. 55. [8] Собченко Е. А., Орлова И. Г., Михайлов В. А., Лисовский Р. И. *Тр. ГОИН*, 1983, вып. 164, с. 105. [9] Ариель Н. З., Бютнер Э. К., Строкина Л. А. *Изв. АН СССР. ФАО*, 1981, 17, с. 1056. [10] Атлас океанов. Атлантический и Индийский океаны. Л.: Изд-во Главного управления навигации и океанографии МО СССР, 1974.

Поступила в редакцию
16.05.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, 1, 26, № 3

УДК 523.855

СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ. II. СРАВНЕНИЕ С НАБЛЮДЕНИЯМИ

В. В. Демин, М. В. Сажин

(ГАИШ)

1. **Введение.** Исследование физических свойств членов двойных систем показывает, что сходство их интегральных характеристик не случайно, оно явилось результатом длительных воздействий механизмов, оказавших влияние на эволюцию пар в периоды активного звездообразования в компонентах. В работе [1] было высказано предположение, что одним из таких механизмов является возможный обмен газовыми массами между компаньонами при вспышках звездообразования или вспышках SN в галактиках пары. Для подтверждения этого предположения в работе [2] для двойных систем EE -типа со средними статистическими параметрами, определенными из наблюдений, которые будут приведены в готовящейся к печати монографии И. Д. Караченцева «Двойные галактики» (М.: Наука, 1976), рассчитана модель при следующих допущениях: массы компонентов приняты точечными и вклад «оболочек» членов двойной системы в общий потенциал считается несущественным; движение галактик пар происходит по замкнутым, близким к круговым, кеплеровским орбитам [3]; отношение масс компонентов пропорционально отношению их светимостей (наблюдательные параметры).

Как известно из теории звездной эволюции, пока областью возможных движений остается предельная поверхность Роша, материальная точка относится к той или другой из притягивающих масс M_1 или M_2 двойной системы. В такой модели обмен веществом между компонентами осуществляется через первую точку Лагранжа, если частица

газа достигает ее с некоторой ненулевой скоростью. Потеря массы за пределы системы возможна и легче всего происходит во второй точке Лагранжа. При этом решения ограниченной задачи трех тел могут быть применены к движению газовых потоков внутри системы, если принять массу компонентов сосредоточенной в центрах притягивающих масс (модель Роша [4]). Как показано в работе [2], это предположение вполне допустимо при описании двойных EE -систем разделенного типа, где размеры галактик меньше или сравнимы с размерами полостей Роша. В случае контактных систем эта модель может служить только в качестве первого приближения, так как здесь встает вопрос о применимости ограниченной задачи трех тел при приливном влиянии компаньонов на газовые и звездные составляющие друг друга.

Ограниченная задача трех тел рассматривает движение пассивно гравитирующей материальной точки в поле тяготения двух других материальных точек, которые движутся друг относительно друга по кеплеровским орбитам. Типичные периоды обращения двойных галактик составляют $(2 \div 5) \cdot 10^8$ лет [5]. При изучении движения частицы можно пренебречь центробежными силами и перейти к предельному случаю ограниченной задачи трех тел — задаче о движении в поле двух неподвижных центров [6], т. е. считать, что притягивающие центры галактик пары «закреплены». Как известно, при этом уравнения движения интегрируемы и можно свести решение задачи при модельных предположениях к плоскому случаю.

В настоящей работе будет показано, что качественно картина движений остается неизменной, если рассматривать неточечное распределение вещества в галактиках пары даже в том случае, когда компоненты полностью заполняют свои полости Роша. С этой целью рассматриваем общий гравитационный потенциал для EE -систем разделенного типа с эллиптическими компонентами и средними параметрами из [2] для сферически-симметричного случая распределения плотности в членах пары.

2. Распределение гравитационного потенциала. Рассмотрим распределение вещества внутри галактики, используя простую модель [7]. Зависимость плотности ρ от радиуса галактики r записывается следующим образом:

$$\rho(r) = \rho_0 / [1 + (r/r_0)^2]^{3/2}.$$

Известно, что такой закон хорошо описывает реальные E -системы и удовлетворяет наблюдениям. Распределение плотности в E -галактиках аппроксимируется таким законом до $r \leq r_0$, а при $r > r_0$ плотность $\rho(r) = 0$, где r_0 — радиус галактики до определенной изофоты.

Гравитационный потенциал удовлетворяет уравнению Пуассона. В сферически-симметричном случае он будет записываться в виде

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) = 4\pi G \rho(r).$$

Его общее решение имеет вид

$$\Phi(r) = \Phi_0 + 4\pi G \int_0^r \frac{dz}{z^2} \int_0^z d\xi \xi^2 \rho(\xi).$$

В случае одиночной галактики возникают две области, разделенные расстоянием r_0 от центра. Во внутренней области решение записывается формулой

$$\varphi(r) = \frac{1}{K} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{r_0}{r} \operatorname{Arsh} \left(\frac{r}{r_0} \right) \right] \frac{G\mathfrak{M}_0}{r_0},$$

где

$$K = [\operatorname{Arsh}(1) - 1/\sqrt{2}].$$

Во внешней области ($r > r_0$) решение представляется обычным ньютоновским потенциалом:

$$\varphi(r) = -G\mathfrak{M}_0/r,$$

где $\mathfrak{M}_0$ — полная масса галактики, связанная с основными параметрами системы ρ_0 и r_0 выражением вида

$$\mathfrak{M}_0 = 4\pi\rho_0 r_0^3 K.$$

Распределение потенциала описывается монопольным ньютоновским членом, а добавки от мультиполюльных членов, пропорциональные степени сжатия галактик в паре, не превышают $\sim 10\%$, и мы будем ими пренебрегать, тем более что ошибки наблюдений сравнимы с этими величинами.

Для пары галактик гравитационные потенциалы компонентов складываются, и для разделенных систем выделяются три области. Первая область:

$$\varphi(r) = 4\pi G\rho_1 r_1^2 \left[\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{r_1}{r} \operatorname{Arsh} \left(\frac{r}{r_1} \right) \right] - \frac{4\pi G\rho_2 r_2^3 K}{|X-r|}. \quad (1)$$

Эта формула описывает распределение потенциала во внутренней области первой галактики. Здесь ρ_1 и r_1 — соответственно ее плотность и радиус, X — расстояние между центрами галактик пары, ρ_2 и r_2 — плотность и радиус второго компонента пары. Вторая область:

$$\varphi(r) = -\frac{G\mathfrak{M}_1}{r} - \frac{G\mathfrak{M}_2}{|r-X|}. \quad (2)$$

Эта область не занята веществом галактик [2]. Здесь $\mathfrak{M}_1$ и $\mathfrak{M}_2$ — массы членов двойной системы. Третья область:

$$\varphi(r) = -\frac{4\pi G\rho_1 r_1^3 K}{r} + 4\pi G\rho_2 r_2^2 \left[\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{r_2}{|X-r|} \operatorname{Arsh} \frac{|X-r|}{r_2} \right]. \quad (3)$$

Формула (3) описывает распределение потенциала во внутренней области второй галактики. При этом начало координат находится в центре первого члена двойной системы, а ось абсцисс проходит через центр компаньона.

Используя приведенные выше формулы, рассмотрим распределение гравитационного потенциала для моделируемых реальных двойных систем *EE*-типа.

3. Сравнение с наблюдательными данными. В работе [8] приведены суммарные орбитальные массы пар галактик из каталога [9]. Среднее значение массы двойных *EE*-систем разделенного типа составляет $\langle \mathfrak{M} \rangle = (120 \pm 50) \cdot 10^{10} \mathfrak{M}_\odot$. Сделанное ранее предположение о том, что $\mathfrak{M}_1/\mathfrak{M}_2 \sim L_1/L_2$, позволяет оценить массы компонентов. Разброс в оценках суммарной орбитальной массы очень велик и достигает почти девяти порядков [3]. Кроме факторов проекции вклад в дисперсию оценок массы вносит также неизолированные пары, т. е. принадлежащие системам высшей кратности.

Как следует из анализа приведенных здесь формул, распределение гравитационного потенциала в области (2), т. е. области, не занятой

веществом галактик, имеет максимум. Из условия экстремума $\varphi(r)$ в этой области получаем, что расстояние от центра первой галактики пары до координаты, которая соответствует максимуму потенциала, составляет

$$r_b = X / (1 + \sqrt{q}),$$

где $q = \mathfrak{M}_2 / \mathfrak{M}_1$ — отношение масс компонентов пары.

Высоты потенциального барьера для центров первой и второй галактик двойной системы соответственно определяются выражениями

$$\Delta\varphi|_{r=0}^{r=r_b} = \frac{G\mathfrak{M}}{1+q} \left(\frac{\xi}{r_1} - \frac{1+2\sqrt{q}}{X} \right),$$

$$\Delta\varphi|_{r=X}^{r=r_b} = \frac{G\mathfrak{M}}{1+q} \left(\frac{\xi q}{r_2} - \frac{2\sqrt{q}+q}{X} \right),$$

где $\xi > 0$ — некоторая постоянная величина.

Разность потенциалов между центром первой галактики и бесконечно удаленной точкой равна

$$\Delta\varphi_{r=0}^{r=\infty} = \frac{G\mathfrak{M}}{1+q} \left(\frac{\xi}{r_1} + \frac{q}{X} \right).$$

Эта величина определяет скорость отрыва от пары галактик.

Разность потенциалов между периферийными областями первой и второй галактик и точкой с координатой, определяющей положение максимума в распределении потенциала, соответственно определяется формулами

$$\Delta\varphi|_{r=r_1}^{r=r_b} = \frac{G\mathfrak{M}}{1+q} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{q}{X-r_1} - \frac{1+2\sqrt{q}+q}{X} \right),$$

$$\Delta\varphi|_{r=X-r_2}^{r=r_b} = \frac{G\mathfrak{M}}{1+q} \left(\frac{1}{X-r_2} + \frac{q}{r_2} - \frac{1+2\sqrt{q}+q}{X} \right).$$

В случае решения задачи о движении в поле двух неподвижных центров вторая и третья точки Лагранжа, существующие в ограниченной круговой задаче трех тел, удалены на бесконечность. Для того чтобы покинуть систему, материальная точка должна иметь скорость, равную скорости «убегания» от двойной системы. При движении от одной галактики к другой частица должна обладать ненулевой скоростью при подходе к точке, совпадающей с вершиной потенциального барьера (первая точка Лагранжа).

В таблице приведены рассчитанные скорости отрыва для двойных систем с одинаковым отношением масс компонентов, в которых расстояние между членами системы остается постоянным и равным $X=54,6$ кпк, и для трех двойных систем, имеющих разные средние значения суммарных орбитальных масс. В таблице обозначены: $\mathfrak{M}_2$ — суммарные орбитальные массы пар галактик; $\mathfrak{M}_{1,2}$ — массы компонентов двойных систем в единицах солнечной массы; v_{1+2}^* — скорости отрыва от пар галактик (км/с); v_∞ — скорость отрыва для каждого из компаньонов данной массы, если считать их изолированными системами (км/с); $v_B(r=0)$ — скорости «убегания» через потенциальный барьер из центров соответственно первых и вторых компонентов пар (км/с); $v_B(r=r_0)$ — скорости, необходимые частице для преодоления потенциального барьера с периферии каждого из компаньонов; r_0 — радиусы членов пар (кпк).

Результаты, приведенные в таблице, показывают, что скорости преодоления частицей потенциального барьера значительно меньше скоростей отрыва от двойных систем. Следует особо отметить благоприятные для рассматриваемой модели условия перетекания вещества с периферийных областей компонентов двойных систем.

M_{Σ}	$70 \cdot 10^{10} M_{\odot}$		$120 \cdot 10^{10} M_{\odot}$		$170 \cdot 10^{10} M_{\odot}$	
	$39,5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$	$30,5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$	$67,9 \cdot 10^{10} M_{\odot}$	$52,3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$	$96 \cdot 10^{10} M_{\odot}$	$74 \cdot 10^{10} M_{\odot}$
v_{1+2}^{∞}	722		815		840	
v_{∞}	687	678	762	751	767	757
v_B ($r=0$)	549	549	535	542	414	436
v_B ($r=r_0$)	351	359	297	317	148	192
r_0	12,1	9,6	16,9	13,4	23,6	18,7

Как показывают наблюдения (см., например, [10]), реальные скорости газа, полученные по измерениям эмиссионных или абсорбционных спектров галактик, содержащих в настоящее время достаточные количества газа, в среднем составляют ~ 300 км/с, хотя как в центральных, так и периферийных областях некоторых галактик скорости движения газовых масс иногда примерно в 1,5 раза превышают скорости отрыва от двойных систем. При этом нужно учитывать, что скорости движения газовых масс зависят от мощности вспышки Сверхновых) и, следовательно, связаны с первоначальными запасами газа в галактике. Поэтому наиболее активно процесс обмена газовыми массами должен происходить на самых ранних стадиях образования галактик пар.

4. Заключение. Таким образом, результаты настоящей работы хорошо согласуются с наблюдательными данными. Решения задачи о движении в поле двух неподвижных центров для плоского случая можно обобщить на случай пространственных движений и провести динамический анализ при варьировании различных параметров двойных систем.

Учитывая наблюдаемый диапазон масс компонентов двойных систем, можно сделать вывод о том, что для галактик в парах скорости преодоления потенциального барьера варьируются в широких пределах. При этом, как отмечалось выше, газу легче перетечь из полости Роша одной галактики в полость другой, чем вообще покинуть двойную систему.

Кроме того, при среднем эксцентриситете орбит членов пар порядка 0,25 [11] расстояния между галактиками двойной системы изменяются почти в 1,5 раза. При орбитальном движении соответственно изменяется и высота потенциального барьера. Таким образом, при сближении галактик обмен веществом должен происходить более интенсивно, чем в точках максимального удаления компонентов.

Распределение вещества в членах двойных систем не изменяет параметров рассчитанных в [2] полостей Роша. Тем более что их ха-

рактические характеристики зависят только от отношения масс компонентов и взаимного расстояния между ними.

Результаты работы подтверждают выводы [12] о том, что химический состав звездного населения эллиптических галактик зависит от скорости отрыва матеральной точки от системы.

Проведенный здесь анализ распределения гравитационного потенциала в парах галактик и изучение области возможных движений частиц газа, по-видимому, могут объяснить некоторые фотометрические и другие особенности галактик, входящих в пары, и свидетельствуют в пользу механизма активного обмена веществом в ходе эволюции двойных систем между компонентами на ранних стадиях их существования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Демин В. В. *Астрон. журн.*, 1984, 61, с. 1063. [2] Демин В. В., Сажин М. В. *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.*, 1985, 26, № 2, с. 100. [3] Караченцев И. Д. *Астрофизика*, 1981, 17, с. 429. [4] Мартынов Д. Я. *УФН*, 1972, 108, с. 701. [5] Караченцев И. Д. Докт. дис. Н.-Архыз, 1980. [6] Дубошин Г. Н. *Небесная механика. Аналитические и качественные методы*. М.: Наука, 1964. [7] King I. R. *Astron. J.*, 1966, 71, N 1, p. 64. [8] Караченцев И. Д. *Астрофизика*, 1980, 16, с. 217. [9] Караченцев И. Д. *Каталог изолированных пар галактик северного неба*. *Сообщ. САО*, 1972, вып. 7, с. 3. [10] Meaburn J. In: *Investigation the Universe*. Ed. by F. D. Kahn. V. 91, D. Reidel, Dordrecht, 1981, p. 61—94. [11] Караченцев И. Д., Минева В. А. *Письма в Астрон. журн.*, 1984, 10, с. 563. [12] Vigroux L., Chiese J. P., Lazareff V. *Astron. and Astrophys.*, 1981, 98, N 1, p. 119.

Поступила в редакцию
18.06.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 3

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 538.22:539.28

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ АМОРФНОГО СПЛАВА $\text{Co}_{75}\text{Fe}_5\text{B}_{20}$ НА НАЧАЛЬНЫХ СТАДИЯХ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

П. Н. Стеценко, И. Павловский (Чехословакия), В. В. Суриков,
С. Д. Антипов, А. В. Гармашов

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Постоянный интерес к аморфным материалам типа «переходный металл — металлоид» преимущественно вызван их оригинальными магнитными свойствами, такими как большая магнитная проницаемость, малая величина коэрцитивной силы, малые магнитные потери и отсутствие у них естественной кристаллической анизотропии. Особый интерес среди них представляют аморфные сплавы типа $\text{Co}_{80-x}\text{Fe}_x\text{B}_{20}$, у которых при $x \approx 5$ ат. % константа линейной магнитострикции обращается в нуль. Эти свойства делают сплавы такого рода перспективными для использования в качестве предельно мягких магнитных материалов. Некоторые магнитные свойства указанных сплавов были изучены в работе [1].

В настоящей работе сплав $\text{Co}_{75}\text{Fe}_5\text{B}_{20}$ был изучен главным образом методом ЯМР. Для получения более полного представления о процессах, происходящих в этом аморфном сплаве во время кристаллизации, были измерены также температурные зависимости намагничен-