

ISSN 1607-2855

Том 2 • № 1 • 2001 С. 58 – 76

УДК 524.3

Особенности эволюции звезд в двойных и кратных системах

И.Л. Андронов

Кафедра астрономии физического факультета Одесского национального университета

Приведен обзор результатов теоретического моделирования и наблюдений двойных и кратных звездных систем разных типов.

ОСОБЛИВОСТІ ЕВОЛЮЦІЇ ЗІРОК В ПОДВІЙНИХ ТА КРАТНИХ СИСТЕМАХ, Андронов І.Л. – Приведено огляд результатів теоретичного моделювання та спостережень подвійних та кратних зоряних систем різних типів.

PECULIARITIES OF STELLAR EVOLUTION IN BINARY AND MULTIPLE SYSTEMS, by Andronov I.L. – Results of theoretical modeling and observations of binary and multiple stellar systems of different types are reviewed.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование структуры и эволюции тесных двойных систем является одним из основных направлений современной астрофизики. Двойные звезды являются естественными лабораториями, в которых происходят процессы, приводящие к широкому разнообразию наблюдательных проявлений, и, соответственно, возможности проверки существующих и разработке новых теорий. Затменные двойные звезды являются источником наиболее точной информации о физических характеристиках входящих в их состав компонент. В последнее время интерес к этой проблеме значительно возрос в связи с развитием рентгеновской астрономии на базе специализированных космических обсерваторий. Обнаружены такие экзотические объекты, как Лебедь X-1, HZ Геркулеса, AM Геркулеса, Паруса X-1, SS Лебеда, Крабовидная туманность, барстеры, источники сверхмягкого рентгеновского излучения и др.. В некоторых из них двойственность играет определяющую роль. Обобщающим является название “взаимодействующие двойные системы”, которое относится к звездным парам, в которых на строение и эволюцию оказывают эффекты двойственности.

Кратные системы обычно образуют иерархические структуры, что еще более усложняет проходящие процессы, и они являются предметом пристального исследования и теоретического моделирования.

Согласно Системе Астрономических Данных (Astronomical Data System, ADS, http://adswww.harvard.edu/abstract_service.html), ключевым словам "binary" и "evolution" только в названии соответствует 1066 публикаций. Во многих статьях эти вопросы обсуждаются, хотя и не выносятся в заголовок. В данном обзоре кратко рассмотрены основные направления и избранные аспекты исследования двойных и кратных систем, с акцентом на библиографические ссылки.

ЭВОЛЮЦИЯ ОДИНОЧНЫХ ЗВЕЗД

Внутреннее строение звезд определяет их эволюцию. Классическими являются монографии А.Эддингтона [71] и С.Чандрасекара [65]. Впервые предположение о том, что источником энергии звезд являются ядерные реакции, опубликовал Г.Рассел [99]. В последние десятилетия было опубликовано множество обзоров и монографий, посвященных строению и эволюции звезд, напр. монографии А.Г.Масевич и А.В.Тутукова [35], Я.Б.Зельдовича и др. [24], Г.С.Бисноватого-Когана [14], С.А.Каплана

[30], З.Копала [88] и др [31, 41, 43, 54, 86, 101]. Регулярно проводятся конференции [97].

Расчет эволюции одиночных звезд проводился многократно, с учетом различных параметров. В серии работ представлены эволюционные треки звезд разных масс [76, 85, 95].

Сетка моделей для звезд с массами от 0.8 до 25 солнечных масс была рассчитана в Женевской обсерватории [100]. Она была использована для анимации движения звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рессела в иллюстративной программе "Star Clock" [94], с показом стадий от начальной главной последовательности до слоевого горения водорода, гелия и углерода у массивных звезд, выхода на асимптотическую ветвь гигантов звезд промежуточных масс, и возгорания слоевого источника у маломассивных звезд. В этой же программе есть возможность построения зависимостей радиуса, температуры, светимости и химического состава от времени.

Время жизни звезды на главной последовательности t_{MS} может быть оценено по приближенной формуле

$$\lg t_{MS} = 9.9 - 3.6 \lg M + \lg^2 M$$

где масса M выражена в солнечных массах [55, 10]. В дальнейшем маломассивные звезды проходят стадию красных гигантов с быстрым истечением вещества из оболочки, затем сброс оболочки приводит к образованию планетарной туманности с горячим ядром, которое впоследствии может превратиться в белый карлик. В массивных звездах коллапс ядра, состоящего из тяжелых элементов, приводит к вспышке Сверхновой [9, 26, 35, 38, 53, 79].

Двойственность звезд существенно изменяет их эволюцию, поскольку перенос вещества от одной звезды к другой и в окружающее пространство приводит к переменности их масс и, соответственно, скорости их эволюции.

МОДЕЛЬ РОША

Согласно модели Роша [88], рассматривается поле тяготения двух точечных масс, вращающихся по круговым орбитам вокруг общего центра масс. Введем систему координат так, чтобы ось Ox была направлена вдоль линии центров от звезды массой M_2 (в центр которой поместим начало координат) в сторону звезды массой M_1 ; ось Oy – в орбитальной плоскости, повернута на 90° в направлении орбитального вращения, и ось Oz перпендикулярно обоим предыдущим осям в направлении оси вращения. Эта система координат вращается вместе с линией центров системы. Выбрав единицы расстояния (равные орбитальному разделению a) и времени ($\omega^{-1} = P/2\pi$, где P – орбитальный период), получим единицы измерения скорости ωa и потенциала $\omega^2 a^2$. Введя обозначения $\mu = M_2/M$, $\nu = M_1/M = 1 - \mu$, $M = M_1 + M_2$, получим координату x центра масс, равную ν . В этих обозначениях, принятых, напр., в [2, 7, 58], уравнения движения третьего тела "бесконечно малой" массы запишутся в без-

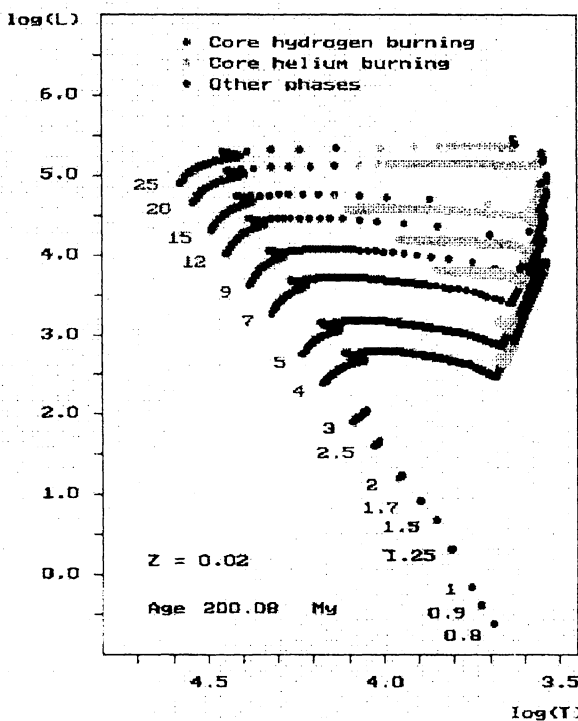


Рис.1. Эволюционные треки, рассчитанные при помощи программы StarClock [94] с шагом по времени 2000 лет от начальной главной последовательности до возраста 200 миллионов лет. Точками разной яркости показаны разные стадии эволюции – термоядерное горение водорода в слоевом источнике с образованием, затем образование углеродного ядра и возгорание гелия.

размерном виде :

$$\begin{cases} \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{\mu x}{r_2^3} + \frac{\nu(1-x)}{r_1^3} + x - \nu + \frac{dy}{dt} \\ \frac{d^2 y}{dt^2} = -\frac{\mu y}{r_2^3} + \frac{\nu y}{r_1^3} + y - \frac{dx}{dt} \\ \frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{\mu z}{r_2^3} - \frac{\nu z}{r_1^3} \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $r_2^2 = x^2 + y^2 + z^2$, $r_1^2 = (1-x)^2 + y^2 + z^2$. Выполняется закон сохранения энергии на единицу массы:

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 + 2U(x, y, z) = \text{const},$$

где $U(x, y, z) = -\frac{\mu}{r_2} - \frac{\nu}{r_1} + (x-\nu)^2$ – потенциал Якоби [Корал]. Функция достигает максимума в "треугольных" точках Лагранжа ($x=1/2$, $y=\pm\sqrt{3}/2$), образующих с центрами звезд равносторонние треугольники, и уменьшается до $-\infty$ при приближении к центрам звезд ($r_1 \rightarrow 0$ или $r_2 \rightarrow 0$) и при удалении от системы ($r_1 \rightarrow \infty$ или $r_2 \rightarrow \infty$). Градиент потенциала Якоби становится равным нулю в трех точках Лагранжа, находящихся на линии центров, и потому часто называемых "коллинеарными" (в отличие от "треугольных"). Обычно их обозначают L_1, L_2, L_3 и часто нумеруют так, что 1 и 2 соответствуют внешним точкам, находящимся соответственно "за" (если смотреть от центра масс) первой и второй звездами, а L_3 – между звездами. Эта "внутренняя точка Лагранжа" является наиболее важной при рассмотрении структуры двойных звезд. Эти три точки соответствуют минимуму функции $U(x_{L_i}, y, 0)$ относительно переменной y и максимуму функции $U(x, 0, 0)$.

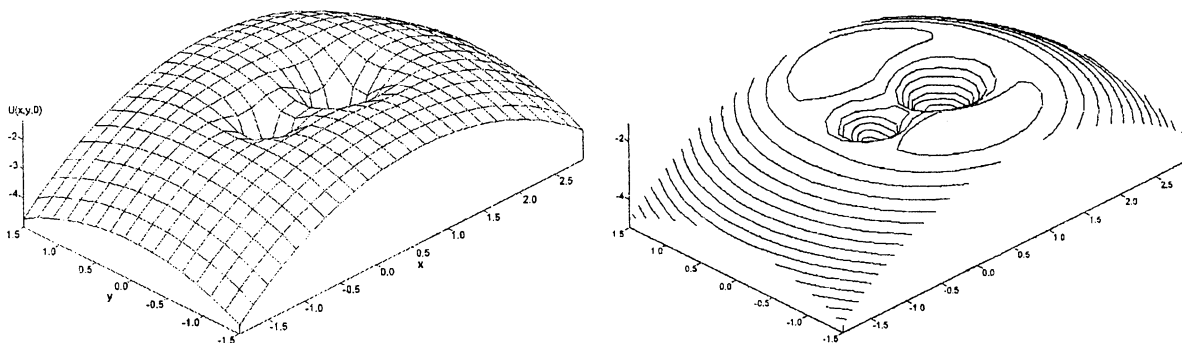


Рис.2. Зависимость потенциала Якоби в орбитальной плоскости $U(x, y, 0)$ для отношения масс $\mu = 0.35$ (в безразмерных единицах). Показаны линии равных координат x, y (слева) и линии равного потенциала (справа). Можно провести аналогию между потенциалом Якоби и формой горы с двумя озерами на вершине. Самые высокие точки соответствуют внешним точкам Лагранжа, а вдоль линии центров проходит ложбина разной высоты. Если уровень фотосферы звезды ("поверхности воды в озере") ниже внутренней точки Лагранжа, то перетекание отсутствует. Если выше, то возникает поток в направлении более низкого потенциала, стремящийся к выравниванию потенциалов. Если уровень в обоих объектах выше точки Лагранжа, то при таком переполнении потенциалы выравниваются ("два озера сливаются в одно", а две звезды образуют гантелеобразную конфигурацию). Перетекание через внешнюю точку Лагранжа возможно, если степень переполнения слишком высока. В двойных звездах истечение вещества за пределы системы возможно либо при наличии звездного ветра ("испарения"); либо за счет расширения внешних частей аккреционного диска, получающих момент импульса от более близких (и следовательно, более быстрых) частей, либо за счет выбрасывания "разбрызгивания капель" при столкновении струи с неоднородным диском.

Поверхности $U(x, y, z) = \text{const}$ называются поверхностями нулевой скорости, или поверхностями Хилла. При отсутствии дополнительных сил, третье тело не может пересечь эту границу, поскольку, при ее достижении, скорость обращается в нуль. Самое малое значение функция $U(x, y, z)$ принимает во внутренней точке Лагранжа, если сравнивать с другими точками Лагранжа. Поверхность нулевой скорости, проходящая через эту точку, и окружающая один из гравитирующих центров, называется полостью Роша. Полости Роша обоих компонент соприкасаются только в одной точке – внутренней точке Лагранжа.

В безразмерных координатах, координата x_L внутренней точки Лагранжа может быть определена как корень уравнения

$$-\frac{\mu}{x_L^2} + \frac{\nu}{(1-x_L)^2} + x_L - \nu = 0.$$

Соответствующее значение потенциала Якоби равно

$$U_0 = U(x_L, 0, 0) = -\frac{\mu}{x_L} - \frac{\nu}{1-x_L} - \frac{(x_L - \nu)^2}{2}$$

ЭФФЕКТИВНЫЙ РАДИУС ПОЛОСТИ РОША

Расстояние от гравитирующего центра до полости Роша является функцией двух сферических координат, задающих направление. Оно максимально в направлении точки Лагранжа и минимально в направлении, практически совпадающем с осью вращения. Для построения эволюционных моделей этот диапазон изменения локальных радиусов заменяется неким “средним”, или “эффективным” радиусом полости Роша, и предполагается, что такой радиус бы имела звезда, если бы не была деформирована тяготением второй звезды и центробежным ускорением, направленным от центра масс.

Обычно предполагается, что при деформации не изменяется объем, и, таким образом, средняя плотность звезды, заполняющей полость Роша, и недеформированной звезды той же массы, равны. [напр., 15, 88]. Определение объема сводится к вычислению интеграла по области, ограниченной полостью Роша. Функция $r_V(q) = R/a$ не выражается аналитически, и для ее быстрой оценки используются приближенные формулы [95]:

$$\begin{aligned} r_V(q) &= B\mu^{1/3} && \text{при } q < 0.8, \\ r_V(q) &= 0.38 + 0.21gq && \text{при } 0.8 < q < 20. \end{aligned}$$

Для данного интервала, принимается среднее значение $B = 0.462$. Для избежания разрыва, связанного перехода с одной аппроксимации на другую, Eggleton предложил комбинированную формулу

$$r_V(q) = \frac{Bq^{2/3}}{Cq^{2/3} + \ln(1+q^{1/3})} \quad (2)$$

с коэффициентами $B = 0.49$ и $C = 0.6$ [58]. Масевич и Тутуков [35] использовали степенное приближение для промежуточных отношений масс $0.3 < q < 2$: $r_V = 0.52\mu^{0.44}$.

Второй подход связан с баротропной моделью звезды, согласно которой давление является функцией только потенциала. Следствием этого является постоянство давления на всей эквипотенциальной поверхности. Далее предполагается, что разность давлений в текущей точке и центре одинаково зависит от разностей потенциалов в недеформированной и деформированной звездах. Тогда эффективный “баротропный” радиус звезды может быть определен по формуле:

$$r_B = -\frac{\mu}{U_0 + \nu + \nu^2/2}$$

Используя форму (2), получим для r_B значения коэффициентов $B = 0.4660$, $C = 0.5929$ с максимальным относительным отклонением точного значения от приближенного, равным 1% для $q < 0.8$ [58].

Еще одно приближение для баротропного радиуса $r_B = B \left(\frac{q}{1+q} \right)^{1/3}$ может быть записано в виде

$$\lg B = -0.3390 + 0.0561 \cdot \lg q + 0.0354 \cdot \lg^2 q$$

Отличие от истинного значения не превышает 0.12% для $0.1 < q < 1$ и 0.5% для более широкого интервала $0.07 < q < 1.5$. Полученные значения B систематически меньше на 4–6% значений, соответствующих предположению о неизменности объема звезды при деформации [2].

Отношение телесного угла Ω заполняющей полость Роша звезды при наблюдении с второго компонента к телесному углу небесной сферы 4π равно $\Omega/4\pi = 0.0473\mu^{2/3}$ при $\mu \leq 0.2$ и $0.004 + 0.061\mu$ при $0.1 \leq \mu \leq 0.5$. Деление на 4π (телесный угол сферы) позволяет получить долю излучаемой компактной звездой энергии (в изотропном приближении), поглощаемой оболочкой спутника. Для физически реальных для катаклизмических переменных значений отношения масс, она не превосходит 3–4%. Таблицы значений этой величины, а также других характеристик полости Роша приведены в [58], и более полно в [7].

Методы моделирования самогравитирующих деформированных тел рассмотрены [42]. Уточнение формы поверхности равного потенциала в рамках баротропной политропной модели с учетом неточности звезды было проведено [103] методом разложения по сферическим функциям. Центральная плотность в рамках такой модели превосходит среднюю в 60–66 раз, поэтому отклонения формы эквипотенциальной поверхности от полученной в предположении модели точечного ядра весьма невелики.

ИСТЕЧЕНИЕ ВЕЩЕСТВА ЧЕРЕЗ ОКРЕСТНОСТИ ВНУТРЕННЕЙ ТОЧКИ ЛАГРАНЖА

Уравнение движения вещества может быть записано в виде [90]:

$$\rho \frac{dv}{dt} = \rho \mathbf{g} - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times \text{rot } \mathbf{B} - \text{grad } P_g + \mu_g \Delta v,$$

где ρ – плотность вещества в текущей точке, \mathbf{v} – вектор его скорости, \mathbf{B} – напряженность магнитного поля, P_g – газовое давление, μ_g – динамическая вязкость, и Δ – оператор Лапласа. Ускорение \mathbf{g} связано с гравитационным полем и силой Кориолиса, и, в случае ограниченной задачи трех тел, его компоненты в движущейся системе координат соответствуют ускорению третьего тела бесконечно малой массы (уравнение 1). Второе слагаемое связано с влиянием магнитного поля, а газодинамические эффекты давления и вязкости описываются двумя последними членами формулы.

В зависимости от распределения относительного вклада слагаемых, двойную систему можно разбить на зоны. Это оболочка звезды, в которой формируется поток; далее аккреционный поток – “баллистический” участок траектории, в котором можно использовать небесномеханическое приближение и пренебрегать газовыми и магнитными эффектами. В аккреционном диске становятся существенными эффекты давления и вязкости. При приближении к магнитной компактной звезде, диск разрушается, и вещество выпадает практически вдоль магнитных силовых линий в окрестности магнитных полюсов, образуя аккреционную колонну.

В небесномеханическом приближении возможно оценить размер струи вблизи внутренней точки Лагранжа L_3 . Воспользуемся разложением потенциала Якоби в ряд в окрестностях L_3 с точностью до членов, квадратичных по безразмерным координатам (напр., [4,58]):

$$U(x, y, z) = U(x_L, 0, 0) - (2D + 1) \frac{(x - x_L)^2}{2} + (D - 1) \frac{y^2}{2} + D \frac{z^2}{2},$$

где функция $D(\mu) = \frac{\mu}{x_L^3} + \frac{\nu}{(1 - x_L)^3}$ симметрично убывает от центрального значения $D(0.5) = 8$ до

асимптотического значения 4 при $\mu \rightarrow 0$ или $\mu \rightarrow 1$. Тогда, если на поверхности Роша безразмерная ско-

рость равна v_0 , то толщина “перешейка” между поверхностями Хилла вблизи внутренней точки Лагранжа равна $y_0 = (D-1)^{-1/2} v_0$ и $z_0 = D^{-1/2} v_0$, соответственно. В рамках упрощенной модели, когда вещество оболочки имеет одинаковую плотность ρ и скорость $a\omega v_0$, поток массы может быть оценен как

$$-\frac{dM_2}{dt} = -\rho a^3 \omega v_0^3 (D-1)^{-1/2} D^{-1/2} \propto \rho (\Delta R)^3 / P$$

где ΔR – степень переполнения полости Роша, которая пропорциональна v_0 , y_0 или z_0 . Учет распределения частиц по скоростям изменяет коэффициент пропорциональности, но не сам вид функциональной зависимости от параметров [92].

При доминирующем влиянии магнитного поля вблизи точки Лагранжа поток вещества будет двигаться вдоль магнитных силовых линий, и, соответственно, зависеть от их направления. Интегрирование потери вещества по поверхности было проведено [4] и показало, что поток максимален, когда магнитное поле направлено вдоль линии центров. “Магнитный клапан” закрывается, когда поле перпендикулярно линии центров, и аккреция возможна только за счет “прокапывания” плазмы вследствие магнитогидродинамической неустойчивости.

Учет эффектов газового давления приводит к расширению потока. В первом приближении, вид зависимости потока вещества от степени переполнения полости Роша совпадает с полученным для небесномеханического приближения [92]. Расчеты структуры потока с учетом моделей атмосфер теряющих вещество звезд приведены [36]. Структура аккреционного диска и его взаимодействие с потоком рассмотрены [1, 12, 25].

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ И ФИЗИЧЕСКАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Самая простая классификация затменных двойных звезд может быть проведена по типу кривой блеска [13, 20, 22, 46, 47, 50]. Для звезд типа Алголя (EA), внезатменная часть кривой блеска является практически горизонтальной (видим суммарный блеск двух звезд), однако, возможны небольшие искажения, связанные с эффектом “отражения” (повышения температуры областей атмосферы звезды, обращенных ко второй звезде) и эффекта эллипсоидальности. По мере увеличения степени заполнения полости Роша, последние становятся все более существенными (EB, звезды типа β Лирь). В системах типа EW (W Большой Медведицы) кривые блеска плавные, и главный и вторичный минимум близки по глубине.

По степени заполнения полости Роша, двойные звезды классифицируют как разделенные (обе звезды существенно меньше своих полостей Роша), полуразделенные (одна звезда заполняет полость Роша, а вторая нет) и контактные (обе звезды близки к заполнению своих полостей Роша, и возможно возникновение общей оболочки).

Согласно Свечникову [57], тесные двойные системы могут быть классифицированы по своим физическим характеристикам:

1. Разделенные системы главной последовательности (РГП), в которых обе компоненты являются звездами главной последовательности, не заполняющими свои внутренние критические поверхности Роша.

2. Полуразделенные системы (ПР), где более массивная и (обычно) более яркая компонента является нормальной звездой главной последовательности, а менее массивный спутник является субгигантом, близким по размерам к полости Роша.

3. Разделенные системы с субгигантом (РС), в которых менее массивный спутник-субгигант существенно меньше размеров полости Роша, в отличие от субгигантов в ПР-системах.

4. Контактные системы, где обе компоненты близки по размерам к соответствующим полостям Роша, хотя и не обязательно в точности заполняют их. В этом смысле термин “контактные” не является строгим, и, будучи понимаем буквально, может приводить к недоразумениям. К этому типу тесных двойных относятся две физически различные группы систем :

4а. Контактные системы ранних спектральных классов (КР), у которых спектр главной (более массивной) компоненты более ранний, чем F0. Орбитальный период превышает, как правило, 0.5 суток, спектр более массивной компоненты является обычно более ранним, чем спектр спутника.

4б. Контактные системы типа W UMa (KW) с периодами короче 0.5 суток и спектрами компонент более поздними, чем F0; более массивная компонента имеет обычно несколько более поздний спектральный класс, чем спутник на диаграмме Герцшпрунга–Рессела. Спутники, как правило, располагаются левее главной последовательности.

5. Системы, "подобные KW" (~KW), где обе компоненты довольно далеки от контакта (хотя периоды у них значительно короче, чем у РГП систем с теми же массами компонент), а физические характеристики компонент во многом сходны с физическими характеристиками компонент KW-систем. Кривые блеска систем ~KW обладают значительными пекулярностями, а в спектрах этих систем обычно присутствуют эмиссионные линии H и K Ca II. В последнее время в литературе для обозначения этих систем часто используется наименование "короткопериодические системы типа RS CVn".

6. Системы типа AR Lac (AR), в которых более горячая компонента является обычно карликом или субгигантом спектрального класса F–G, а более холодная компонента – поздним G- или ранним K- субгигантом и гигантом. Масса более массивной компоненты порядка 1.2–1.7 M_{\odot} , и лишь немного массивнее спутника. В AR-системах происходит интенсивный выброс вещества во внешнее пространство в результате "звездного ветра", связанного с хромосферной активностью компонент этих систем. Пекулярности и изменения кривых блеска с течением времени, хромосферная активность и ряд других характерных особенностей AR-систем хорошо объясняются в рамках модели циклической "пятенной активности" этих систем, подобной наблюдаемой у Солнца, но гораздо больших масштабов. В литературе эти системы часто называют системами типа RS CVn.

7. Системы, где по крайней мере один из компонент является поздним гигантом или сверхгигантом (СГ-системы).

8. Системы, в которых по крайней мере одна из компонент находится на далеко продвинутой стадии эволюции, являясь горячим субкарликом или белым карликом и располагаясь на диаграмме ГР значительно левее главной последовательности (СК-системы). Сюда же могут быть отнесены системы, одна из компонент которых является звездой Вольфа–Райе (WR), и системы с компонентами, являющимися "компактными объектами" (нейтронными звездами либо черными дырами).

Более детальное разделение двойных систем на кластеры и их статистические характеристики рассмотрены в [29].

Еще один тип двойных систем, который был назван "газозатменными", рассмотрен [39]. Переменность этих систем связана с изменением рассеяния и поглощения звездных компонент в окружающей их околозвездной оболочке.

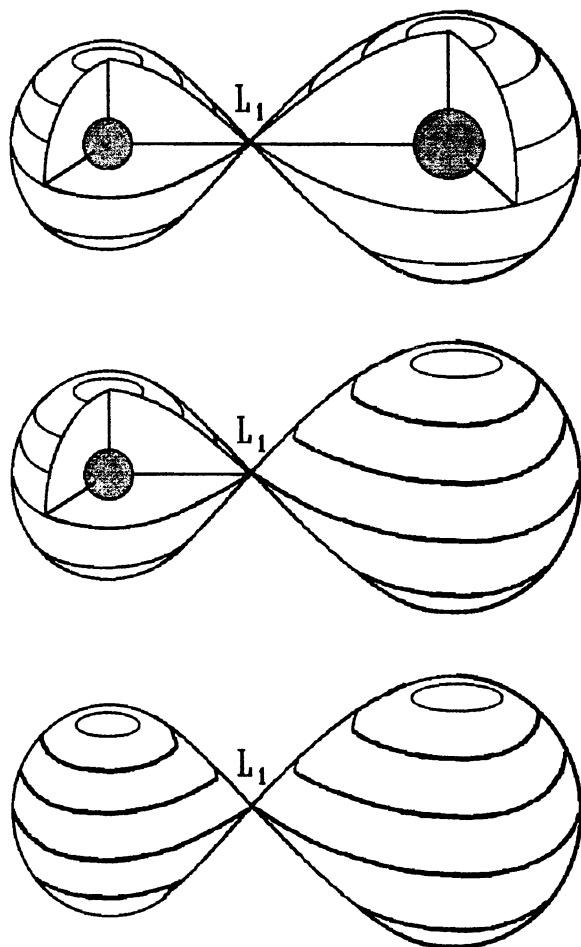


Рис.3. Типы двойных звезд в соответствии со степенью заполнения полости Роша: разделенные (вверху), полуразделенные (в середине), контактные (внизу) [51].

КЛАССИФИКАЦИЯ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ С КОМПАКТНЫМИ КОМПОНЕНТАМИ

Основное подразделение связано с природой остатка эволюции нормальной звезды – белым карликом, нейтронной звездой или черной дырой. Второй компонент при этом может быть как нормальной звездой, так и проэволюционировавшей [10, 67].

Эволюционные взаимосвязи между различными типами взаимодействующих двойных звезд весьма разнообразны, как разнообразны и начальные характеристики компонент и расстояние между ними. Схемы эволюции различных групп этих систем приведены, напр., [15, 27, 35, 51, 55, 77, 85].

Системы, состоящие из белого карлика или субкарлика и гиганта или яркого гиганта, называются симбиотическими [11, 46, 47, 50]. Это разнородный класс объектов, в котором выделяются симбиотические новые, симбиотические мириды, повторные новые, и "классические симбиотические" звезды.

Катаклизмические переменные звезды также относятся к эруптивным (взрывным) звездам, и включают в себя "классические" (N), "повторные" ("рекуррентные", NR) и "карликовые" (DN, UG) новые, новоподобные (NL) звезды, полярны (AM) и "промежуточные полярны" (DQ). Это двойные звезды, состоящие из красного карлика, заполняющего свою полость Роша, и белого карлика. Основные отличия в наблюдательных проявлениях связаны со свойствами маломассивного околозвездного вещества (аккреционного диска или аккреционной колонны) и напряженностью магнитного поля белого карлика. Иногда полярны и промежуточные полярны называют "магнитными катаклизмическими переменными"; часто к ним относят в качестве "родственных объектов" также сверхновые (SN) звезды и весьма разнородную группу симбиотических переменных (Z And). У многих объектов обнаружено рентгеновское излучение.

Орбитальные периоды катаклизмических систем заключены, за редкими исключениями, в интервале от 0.05 до 0.54 суток. Спутник – обычно звезда вблизи главной последовательности [10, 98, 87] (или даже маломассивный коричневый карлик [87]), которая заполняет свою полость Роша, вследствие чего наступает истечение вещества через внутреннюю точку Лагранжа.

В предположении, что спутник подчиняется зависимости "масса–радиус", были получены статистические зависимости "период–масса" [2,7,70]. Маломассивные звезды характеризуются развитыми конвективными оболочками и повышенной пятнообразовательной, вспышечной и магнитной активностью [17].

Поскольку поток вещества имеет значительный момент импульса, а белый карлик имеет небольшие размеры, вокруг него образуется аккреционный диск. В месте попадания в него струи возникает ударная волна, наступает диссипация кинетической энергии и возникает "горячее пятно". Таким образом, в полное излучение вносят вклад, кроме двух звезд, также аккреционный диск и "горячее пятно". Подробнее об этих объектах можно прочитать в [10, 15, 16, 19, 46, 56, 60, 63, 64, 75, 96, 106]. В последние годы проведен цикл исследований, который показал, что в аккреционных дисках возможно существование спиральных ударных волн [1, 12].

Карликовые новые (KN) звезды (или звезды типа U Gem, обозначаемые UG) показывают характерные хаотические флуктуации блеска в минимальном состоянии, при благоприятной ориентации орбиты, накладывающиеся на затменную кривую блеска. Циклически наблюдаются вспышки до 6^m , причем с увеличением продолжительности цикла C статистически возрастает амплитуда (зависимость Кукаркина–Паренаго). По характеру вспышек, эти звезды подразделяются на три типа : UG SS (тип SS Cyg), UG SU (SU UMa) и UG Z (Z Cam). Звезды типа SU UMa показывают, кроме обычных вспышек, также более редкие сверхвспышки, отличающиеся большей продолжительностью и светимостью. Звезды типа UG Z после очередной вспышки могут ослабеть не до минимального состояния, а на $\sim 1^m$, после чего может наблюдаться "остановка" (standstill) продолжительностью от дней до месяцев и даже лет, после чего возобновляются переключения между вспышкой и неактивным состоянием.

Новоподобные звезды напоминают Новые по характеру быстрых изменений блеска или по спектральным особенностям. Это достаточно разнородный класс объектов, в котором в последнее время выделяют подгруппы: UX UMa (UX, находящиеся на стадии "постоянной вспышки"); VY Scl (VY, характерно пребывание в ярком состоянии, прерывающееся "экскурсиями" в минимальное состояние). Была

разработана интересная эволюционная модель тесной двойной системы, в которой (в зависимости от меняющегося со временем темпа перетекания вещества со второго компонента) звезда проявляет себя как Новая, объект новоподобный или карликовая Новая.

Таким образом, разные типы катаклизмических переменных могут быть эволюционно связаны между собой, и звезда на стадии "белый + красный карлик", продолжающейся $\sim 10^8 - 10^{10}$ лет, может многократно проходить, например, через цепочку (Новая-BV-UG SS-UG Z-VY-UX-), характерное время которой $\sim 10^3 - 10^5$ лет. При наличии сильного магнитного поля белого карлика ($10^6 - 10^8$ Гаусс), Новые между вспышками могут переходить в полярные или промежуточные полярные, как, например, V 1500 Cyg, вспыхнувшая как Новая в 1975 г.

Особый интерес представляют системы с двумя белыми карликами, которые напоминают катаклизмические звезды, но характеризуются значительно меньшими периодами [78, 104].

КЛАССИФИКАЦИЯ ГРАВИМАГНИТНЫХ РОТАТОРОВ

Процессы переноса массы и момента импульса в двойных системах могут существенно усложняться при наличии магнитных полей [3, 5, 7, 15]. Для классификации двойных систем по степени влияния магнитного поля на аккрецию [33], введем 5 характерных размеров – радиус первой (компактной) звезды R_1 ; радиус коротации $R_C = (GM_1/\omega_1)^{1/3}$, при котором период вращения по кеплеровской орбите равен периоду вращения первой звезды; радиус магнитосферы R_A , при котором влияние магнитного поля становится доминирующим; радиус аккреционного диска R_D (в предположении об отсутствии магнитного поля); расстояние до оболочки второй звезды R_S :

- 1) $R_A \leq R_1$ – “немагнитные” системы. Их магнитное поле практически не влияет на аккрецию, при наличии аккреционного диска звезда ускоряет свое вращение, так что $R_A < R_C \ll R_D < R_S$;
- 2) $R_1 < R_A \leq R_1 \leq R_D < R_S$ – “магнитные” системы, в которых внутренний радиус диска равен R_A ;
- 3) $R_1 < R_D < R_A \leq R_S$ – “магнитные” системы, в которых аккреционный диск не образуется.

К первому типу относится большинство двойных звезд, в том числе затменные двойные звезды с невырожденными компонентами, а также новоподобные катаклизмические и симбиотические системы.

Ко второму типу относятся, в частности, промежуточные полярные (красный карлик, заполняющий полость Роша + поток + аккреционный диск + аккреция на белый карлик через две колонны) с напряженностью магнитного поля $10^5 - 10^7$ Гс и рентгеновские пульсары (оптический компонент, теряющий вещество за счет звездного ветра + аккреционный диск + аккреция на нейтронную звезду через две колонны). Дальнейшее деление возможно в соответствии с величиной радиуса коротации. При $R_A < R_C$, происходит ускорение звезды за счет момента импульса падающего ве-

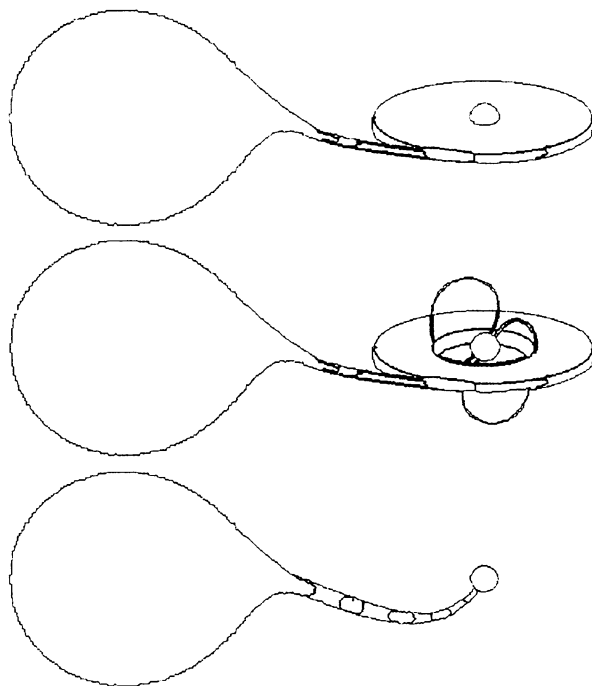


Рис.4. Типы двойных звезд в соответствии со степенью влияния магнитного поля на аккрецию: сверху – “немагнитные” (или слабомангнитные); в середине – магнитные, в которых размер магнитосферы превосходит радиус гравимагнитного ротатора (белого карлика или нейтронной звезды); внизу – магнитные, в которых магнитное поле предотвращает образование аккреционного диска (пока к этому типу относятся только звезды типа AM Геркулеса).

щества. При $R_A > R_C$, магнитное поле звезды за счет собственного момента импульса ускоряет натекающее вещество, которое выбрасывается за пределы системы. Аккреция не происходит, и можно говорить о стадии “пропеллера” (или “центробежного насоса”). Теоретические модели были предложены для нейтронных звезд с практически осесимметричными аккреционными дисками [80] и для белых карликов без диска [5, 63, 84]. Для приближения сферически-симметричной аккреции, радиус магнитосферы составляет [81]

$$R_A = 3.7 \cdot 10^9 \text{ см} \left(M_1' / 10^{19} \text{ г/с} \right)^{-2/7} \left(M_1 / M_\odot \right)^{-1/7} \left(B / 10^7 \text{ Гс} \right)^{1/7} \left(R_1 / 10^9 \text{ см} \right)^{12/7}$$

В обоих случаях эволюция вращения компактного объекта приводит к некоторому компромиссному значению периода вращения, при котором наступает баланс между натекающим и истекающим веществом, и соответственно, $R_A \approx R_C$, и, соответственно, $\omega_1 = \left(GM_1 / R_A^3 \right)^{1/2}$. Значение равновесного периода зависит не только от массы компактной звезды (“гравимагнитного ротатора”), но и потока перетекающего вещества. Поэтому возможны изменения периода, связанные с изменением темпа перетекания.

Третий тип является специфическим для систем с белым карликом, поскольку только в этих системах расстояние между компонентами достаточно мало, чтобы магнитосфера простиралась если не до второго компонента [3, 4, 57, 66], то, по крайней мере, до баллистического участка траектории [63, 68, 105, 106]. Это приводит к практически полной синхронизации вращения белого карлика с орбитальным движением [5, 84] и “качаниям” магнитной оси белого карлика относительно спутника с характерным временем несколько лет [57, 63]. Излучение этих объектов сильно поляризовано, теоретические модели приведены [21, 6]. Результаты мониторинга прототипа класса полярных AM Нег готовятся к публикации в монографии: Н.М.Шаховской, И.Л.Андронов, С.В.Колесников “Атлас и каталог поляриметрических и фотометрических характеристик магнитной катаклизмической системы AM Геркулеса”.

Классическая модель стационарного осесимметричного “ α ”-диска, в котором вещество постепенно выпадает на компактный объект по постепенно сужающейся спирали, разработана [52, 102]. Дальнейшее развитие привело к построению моделей нестационарных дисков, подробно рассмотренных [15, 73]. Построены модели взаимодействия диска с магнитным полем с образованием рентгеновского пульсара или “пропеллера” [33, 80] и струй [62, 91].

ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДОВ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

При изменении физических характеристик звездных компонент в ходе их эволюции, изменяются и наблюдательные проявления. В частности, наиболее точно определяемой величиной для двойных звезд является их орбитальный период [20, 22, 23, 34, 45, 49]. Поэтому изменения периодов переменных звезд являются предметом детального исследования астрономов, как профессионалов, так и (для ярких звезд) любителей. Чаще всего проводятся наблюдений не всей кривой блеска, а лишь ее отдельных частей вблизи так называемых характерных точек – сравнительно узких минимумов затменных двойных звезд, сравнительно узких и ярких максимумов пульсирующих двойных звезд.

После того, как найдено значение периода, строится диаграмма ($O-C$) отклонений моментов экстремумов от предсказанных по линейной формуле $T_E = T + PE$. Методы определения периода по моментам характерных событий рассмотрены [8, 22, 49] и др. Исследования аperiodических изменений периода по “ $O-C$ ” диаграммам рассмотрены [8, 82]. В настоящее время в электронном виде доступны базы данных минимумов AAVSO (США), BAV (Германия), BRNO (Чехия) и Астрономической обсерватории Краковского университета (Польша).

Здесь возможны следующие случаи:

- а) систематического хода с ростом E не наблюдается, точки хаотически разбросаны относительно прямой $(O-C) = 0$. Вывод: наблюдения не показывают изменения периода;
- б) наблюдается систематический ход, остаток могут быть аппроксимированы соотношением

$$\Delta T + \Delta PE = T_E - (T_0 + PE) = (O - C)_E \quad (1)$$

Вывод : использованные значения периода и начальной эпохи не годятся для данных наблюдений (что бывает, когда используются элементы T_0 и P , полученные несколько десятилетий назад другими авторами). Следует найти поправки к этим элементам, используя метод наименьших квадратов, по возможности, с учетом всех ранее опубликованных литературных данных.

Часто распространена ошибка: если невязка $(O - C)$ возрастает с номером цикла E , говорят об "увеличении" периода. Однако, наличие такого наклона свидетельствует лишь о том, что истинный период больше используемого, и не обязательно переменен;

в) моменты минимумов могут быть представлены параболой :

$$T_0 + PE + QE^2 = T_E \quad (2)$$

или

$$\Delta T_0 + \Delta PE + QE^2 = (O - C). \quad (3)$$

Это свидетельствует об изменении периода (если, конечно, параметр Q значительно превосходит погрешность своего определения). Традиционно такие изменения называют "вековыми", хотя подразумевается, что у них нет периодичности продолжительностью в $\sim 10^2$ лет, и поэтому можно было бы использовать термин "систематические".

Случай $Q > 0$ соответствует монотонному возрастанию периода, а $Q < 0$ – уменьшению. Формально дифференцируя соотношение (2) по переменной E , получим $P(E) = dT_E / dE$. В данном случае период зависит от номера цикла, т.е. от времени:

$$P(E) = P_0 + 2QE, \quad (4)$$

и $dP/dE = 2Q$. Отсюда следует, что $dP/dT = dP/(P dE) \sim 2Q/P$, а характерное время изменения периода составляет

$$t_e = \frac{P}{|dP/dT|} = \frac{P}{2|Q|}. \quad (5)$$

Считая, что номер цикла E для характерных событий, строго следовало бы говорить, что $P(E) = T_{E+1} - T_E$. Точная связь между этими двумя определениями периода рассмотрена [89]. Однако, для большинства процессов, $t_e \gg P$, и более удобно использовать непрерывное представление номера цикла E , равное сумме целого числа (собственно, и являющемуся номером цикла) и дробной части (называемой фазой).

Отметим, что "вековые" изменения периода наблюдаются и у пульсирующих звезд, хотя их причина в этих объектах совсем другая – изменение внутренней структуры звезды, а не следствие переноса массы и момента импульса. Так, мирида R Орла постепенно уменьшала свой период от 320 суток в начале века до 280 суток в настоящее время.

г) Остатки $(O - C)$ не ложатся на какую-либо плавную кривую, но могут быть аппроксимированы ломаной линией. Вывод : объект скачкообразно меняет период, что связано с перестройкой его структуры (например, внутреннего строения пульсирующей звезды или резким выбросом вещества в двойной системе). Эти процессы весьма интересны, и требуют массовых определений моментов экстремумов для каждой звезды.

д) Циклическое изменение периода :

$$\Delta T_0 + E \Delta P + a \sin \Omega t + b \cos \Omega t = (O - C). \quad (7)$$

Коэффициенты ΔT_0 , ΔP , a , b могут быть определены методом наименьших квадратов, если предварительно подобрать период $P_\Omega = 2\pi/\Omega$, минимизирующий среднеквадратичное отклонение σ_{O-C} моментов минимумов T_E от эфемериды. В качестве примера можно привести эффект Блажко у RR-лириды, с циклом которого (продолжительностью в несколько десятков дней) изменяется не только высота максимума, но и его фаза.

Для затменных звезд, периодическое изменение остатков ($O-C$) может свидетельствовать, например, о наличии третьего тела (эффект Ремера, связанный с ненулевым временем прохождения светом разности расстояний от наблюдателя до центра масс тройной системы и до затменной двойной системы). В случае вытянутой орбиты, может наблюдаться движение линии апсид, т.е. мгновенная ось орбиты медленно смещается в направлении орбитального движения. Это связано как с релятивистским эффектом замедления времени, так и с отличием зависимости силы притяжения от расстояния от "обратных квадратов" Ньютона, связанным как с релятивистским искажением пространства-времени, так и с дипольным и мультикомпонентами гравитационного поля реальных несферичных звезд. Характерное время таких процессов превышает десятки лет [22].

Эта формула является простейшей моделью. В реальных системах периодические изменения могут быть несинусоидальными. К тому же возможно наложение влияния нескольких различных физических процессов.

Краткое описание методов математического моделирования периодических и аperiodических астрономических процессов приведено, напр. [59]. На русском языке этой же теме посвящены монографии Я.Э.Пельта [37], В.Ю.Теребижа [44] и И.Л.Андропова [8].

ЭВОЛЮЦИЯ ОРБИТ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Изменение периода двойных систем связано, в основном, с перетеканием вещества с одной звезды на другую. Согласно третьему закону Кеплера, $\omega^2 a^3 = G(M_1 + M_2)$, где $\omega = 2\pi/P$ – угловая скорость, M_1 и M_2 – массы входящих в систему звезд, a – расстояние между их центрами, G – гравитационная постоянная. Орбитальный момент импульса равен $J = a^2 \omega M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$, и значительно превосходит по величине вклады в момент импульса отдельных компонент, равные $J_1 = \alpha_1 M_1 R_1^2 \omega_1$ и $J_2 = \alpha_2 M_2 R_2^2 \omega_2$, соответственно, где R_1 и R_2 – радиусы звезд, ω_1 и ω_2 – угловые скорости их вращения, и α_1 и α_2 – константы, зависящие от внутреннего строения (0.2046 и 0.07536 для политропных звезд с показателями политропы $n = 1.5$ и $n = 3$). Если оси вращения звезд и системы не совпадают, то следует учитывать, что момент импульса и угловая скорость являются векторами, направленными вдоль оси вращения.

В общем случае, выполняется закон сохранения суммарного момента импульса, в который входит орбитальный момент, а также моменты звезд и перетекающего вещества. Учитывая только орбитальный момент импульса, и пренебрегая вкладом других компонент, получаем (напр., [7])

$$\begin{aligned} \frac{\omega'}{\omega} &= -\frac{P'}{P} = -\frac{3J'}{J} + \frac{3M'_1}{M_1} + \frac{3M'_2}{M_2} - \frac{M'_1 + M'_2}{M_1 + M_2} \\ \frac{a'}{a} &= -\frac{2J'}{J} - \frac{2M'_1}{M_1} - \frac{2M'_2}{M_2} + \frac{M'_1 + M'_2}{M_1 + M_2} \end{aligned} \quad (6)$$

Изменение радиуса относительной орбиты (большой полуоси) можно также получить, используя третий закон Кеплера:

$$\frac{a'}{a} = \frac{M'_1 + M'_2}{3(M_1 + M_2)} - \frac{2\omega'}{3\omega}$$

Здесь $M'_1 (= dM_1/dt)$ и M'_2 – изменение масс звезд за единицу времени, J' – изменение орбитального момента импульса.

Если пренебречь потерей момента импульса и полной массы ("консервативный" случай), то

$$\frac{\omega'_t}{\omega} = -\frac{P'}{P} = -\frac{3(M_1 - M_2)M'_{t1}}{M_1 M_2}, \quad \frac{a'_t}{a} = \frac{2(M_1 - M_2)M'_{t1}}{M_1 M_2},$$

и знак изменения и периода, и большой полуоси, соответствует аккреции либо на более массивный компонент (+), либо на менее массивный (-). Скорость аккреции на первую звезду со второй $M'_{11} = -M'_{12}$ может быть отрицательной, если перетекание идет в обратном направлении. Отметим, что при перетекании вещества с менее массивной звезды на более массивную, расстояние между звездами должно увеличиваться, а соответственно, менее массивная звезда может стать меньше полости Роша. В этом случае, перетекание вещества должно было бы прекратиться. То обстоятельство, что аккреция не прекращается, означает, что существует механизм, ее поддерживающий – эволюционное расширение размеров компоненты, заполняющей полость Роша (консервативный случай); потеря момента импульса (неконсервативный случай).

$$\text{Большая полуось } a = \frac{J^2 M}{GM_1^2 M_2^2} = \frac{J^2 M}{GM_1^2 (M - M_1)^2}. \text{ В консервативном случае, } J \text{ и } M \text{ постоянны, и,}$$

в процессе эволюции, расстояние между компонентами меняется только как функция массы компонента и не зависит от истории изменений M'_1 . Вкратце эволюционный сценарий можно описать так: первоначально более массивная компонента быстрее эволюционирует, расширяется, заполняет полость Роша, перетекание на менее массивную звезду приводит к сближению компонент до минимального расстояния

$$a = \frac{16J^2}{GM^3} \text{ при } M_1 = M.$$

Вследствие излучения гравитационных волн в короткопериодических двойных звездах, потеря момента импульса составляет

$$\frac{J'_G}{J} = \frac{a'_G}{2a} = -\frac{32G^3 M_1 M_2 (M_1 + M_2)}{5c^5 a^4},$$

где G – гравитационная постоянная, и c – скорость света [32].

Магнитный звездный ветер также является одним из основных механизмов потери момента импульса в двойных системах с компонентой (красным карликом) с развитой конвективной оболочкой [15, 45, 77]. Предполагается, что вещество движется вдоль магнитных силовых линий спутника до границы магнитосферы характерного радиуса $R_A (>> a)$. Угловая скорость спутника равна угловой скорости орбитального движения: $\omega_1 = \omega$, поскольку быстрая синхронизация обеспечивается приливным взаимодействием. Такие условия существуют в катаклизмических переменных. Вклад изменения момента импульса $J'_M = M'_M R_A^2 \omega$ в изменение периода и большой полуоси значительно превосходит вклад изменения массы:

$$\frac{a'_M}{a} = \frac{M'_M M}{M_1 M_2} \left(\frac{R_A}{a} \right)^2 \left(2 - \left(\frac{M_1}{M} \frac{a}{R_A} \right)^2 \right) \sim \frac{2J'_M}{J},$$

поэтому часто говорят о том, что "магнитный звездный ветер эффективно уносит момент импульса, но не массу". Соответственно, $\frac{\omega'_M}{\omega} \sim \frac{3J'_M}{J}$.

Звездный ветер уносит не только момент импульса, но и массу, причем, в сферически симметричном случае, удельные моменты импульса и теряемого вещества равны. В этом случае

$$\frac{\omega'_W}{\omega} = \frac{2M'_W}{M} = \frac{2(M'_W1 + M'_W2)}{M_1 + M_2}, \quad \frac{a'_W}{a} = -\frac{M'_W}{3M}$$

где M'_W1 и M'_W2 – скорость потери вещества за счет звездного ветра (в массивных тесных двойных системах). Для оценки темпа потери вещества часто используют статистические зависимости, например,

$$M'_{W1} \sim -10^{-12.4} \frac{R}{R_{\odot}} \frac{L}{L_{\odot}} \frac{M_1}{M_{\odot}}, \quad M'_{W1} \sim -10^{-13.6} \left[\left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^2 \frac{M_1}{M_{\odot}} \right]^{1.43} \quad \text{при} \quad \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^2 / \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \geq 10^{2.5}$$

(см. обсуждение в [72, с.168]).

Кроме указанных, возможны и иные причины изменения периода и расстояния между компонентами, например, обусловленные истечением вещества через внешнюю точку Лагранжа и соответствующей потерей массы и момента импульса системой.

КАТАЛОГИ ХАРАКТЕРИСТИК ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Основой для статистического исследования звезд разных типов являются компилятивные каталоги. Поскольку в "Общем каталоге переменных звезд" [47] содержатся общие сведения для разных типов переменности, были опубликованы специализированные каталоги характеристик затменных двойных звезд [40, 28], тесных двойных звезд на поздних стадиях эволюции [10, 67], катаклизмических звезд и родственных объектов [47, 69, 98]. Карты окрестностей катаклизмических переменных звезд, в том числе, включающие вторичные фотометрические стандарты, приведены [47, 74]. Электронный обновляющийся каталог доступен через Интернет по адресу www-int.stsci.edu/~downes/cvcat.

Статистический анализ зависимостей между массами, радиусами, температурами, светимостями и другими характеристиками звезд затменных двойных систем разных типов по материалам каталога [28] провел В.Г.Каретников [27]. Изменение коэффициентов при переходе от одного типа затменных систем к другому носит эволюционный характер. Эволюционные эффекты в соотношении масс компонент контактных и полуразделенных систем исследовали В.Г.Каретников и А.М.Черепашук [29]

Методы и результаты исследования затменных переменных звезд приведены в монографиях [13, 22, 34], где также отмечены проблемы в теоретической интерпретации наблюдательных данных. Методы моделирования взаимодействующих двойных систем с учетом перетекания вещества рассмотрены в монографии [18]. Компилятивный список и обзор существующих методов моделирования приведен [93].

ФИЗИЧЕСКИ ПЕРЕМЕННЫЕ КОМПОНЕНТЫ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Двойственность звезд приводит к значительно большему разнообразию их наблюдательных проявлений по сравнению с одиночными звездами, поскольку, кроме специфических эффектов (напр., затмений, движения линии апсид, наличия аккреционных дисков и их переменности и др.), возможна физическая переменность каждой из компонент.

Одним из наиболее известных типов являются звезды типа RS Гончих Псов, компоненты которых характеризуются хромосферной активностью. В симбиотических звездах компонент – красный гигант – может быть долгопериодической пульсирующей звездой (напр., UV Возничего). Известны двойные цефеиды, звезды типа δ Щита. Предполагается, что может быть вызван двойственностью эффект Блажко в звездах типа RR Лир.

ТРОЙНЫЕ И КРАТНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Эволюция звездных систем еще более усложняется, если они состоят из большего числа компонент. Наблюдательные оценки показывают, что около 30% всех двойных звезд входят в тройные системы [79]. Стабильность таких систем исследовалась еще Лагранжем, который показал, что, в ограниченной задаче трех тел существуют 5 точек, в которых равнодействующая ускорений обращается в нуль. Однако, это положения неустойчивого равновесия, и со временем малые флуктуации привели бы к увеличивающимся отклонениям, так что "твердотельное" вращение трехмерной конфигурации невозможно. В общем случае возможно движение в точной конфигурации равностороннего треугольника. Однако, стабильными являются "иерархические" структуры, когда расстояние между двумя наиболее близкими звездами значительно меньше расстояния до третьей звезды. Если система затменная, то моменты затмений будут

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены основные этапы образования и эволюции маломассивных и массивных систем; задача нескольких гравитирующих центров и стабильность траекторий; ограниченная задача трех тел, модель Роша, потенциал Якоби, точки Лагранжа, поверхности Хилла; строение разделенных, полуразделенных и контактных систем; современная классификация двойных систем в соответствии с физическими характеристиками компонент; структура аккреционного потока и ее зависимость от магнитного поля; переменность элементов орбиты под влиянием "консервативного" перетекания вещества, звездного ветра, магнитного звездного ветра и гравитационного излучения; апсидальное движение; схема эволюции звезд.

Обсуждается строение и эволюция взаимодействующих двойных звезд с разным уровнем влияния магнитного поля на аккрецию; модель "гравимагнитного ротатора"; соотношения между радиусом гравимагнитного ротатора, магнитосферы, коротации и системы; рентгеновские, оптические и радиопульсары; поляры, промежуточные поляры и "немагнитные" катаклизмические переменные; асинхронность, синхронизация и стационарный период вращения гравимагнитных ротаторов; стационарные и нестационарные модели аккреционных дисков; множественные механизмы переменности; карликовые новые и новоподобные звезды.

Рассмотрена физическая переменность компонент двойных и кратных систем – пульсации от малоамплитудных типа δ Щита до типа Миры, хромосферная активность звезд типа RS Гончих Псов; вспышечная активность типа UV Кита; магнитная активность красного карлика в катаклизмических системах и ее наблюдательные проявления – вспышки, изменения продолжительности цикла звезд типа U Близнецов, переменность среднего блеска новоподобных и старых новых систем; вспышки Сверхновых, новых и повторных новых.

Обсуждаются структурное и эволюционное влияние третьего тела на компактную двойную систему – изменение элементов орбиты; эффекты Допплера и Ремера; триггерное влияние на уровень аккреции в полуразделенных системах; природа третьего тела (звезда или массивная планета); статистика характеристик тройных и кратных систем; эволюция иерархических систем.

Автор благодарит Л.Л. Чинарову за подготовку иллюстраций.

1. Абакумов М.В., Мухин С.И., Попов Ю.П., Четкин В.М. Математическое моделирование структуры аккреционных дисков в двойных звездных системах. – Астрон. Ж. – 2001. – 78. – С.505–513.
2. Андронов И.Л. О зависимости период–масса для катаклизмических переменных. – Проблемы космической физики. – 1982. – 17. – С.106–112.
3. Андронов И.Л. Об изменении эксцентриситета орбиты в магнитных тесных двойных системах. – Одес.ун-т., Тез. докл. конф. мол. уч. – 1983. – С.144–147.
4. Андронов И.Л. О влиянии ориентации магнитного поля на скорость аккреции в тесных двойных системах. – Астрофизика. – 1984. – 20. – С.165–177.
5. Андронов И.Л. О движении плазмы в магнитных тесных двойных системах. Учет кривизны магнитных силовых линий. – Астрон. Ж. – 1987. – 64. – С.97–107.
6. Андронов И.Л. О влиянии неоднородности аккреционной колонны на поляризацию и спектр ее излучения. – Астрофизика. – 1990. – 32. – С.117–131.
7. Андронов И.Л. Строение и эволюция переменных звезд. 1. – Одесса, 1991. – 88 с.
8. Андронов И.Л. Математическое моделирование астрономических сигналов. – Одесса: Астропринт, 2001. – 240 с.
9. Арделян Н.В., Бисноватый-Коган Г.С., Моисеенко С.Г. Механизмы взрыва сверхновых: Магниторотационная модель. – Усп. физ. наук. – 1997. – С.1128–1131.
10. Асланов А.А., Колосов Д.Е., Липунова Н.А., Хрузина Т.С., Черепашук А.М. Каталог тесных двойных звезд на поздних стадиях эволюции. – М.: МГУ, 1989. – 240 с.
11. Боярчук А.А. Симбиотические звезды. – Итоги науки и техники ВИПИТИ АН СССР (сер. "Астрономия"). – 22. – М.: ВИНТИ, 1983. – С.83–111.
12. Бисикало Д.В., Боярчук А.А., Кильпио А.А., Кузнецов О.А. О возможном наблюдательном проявлении спиральных ударных волн в аккреционных дисках катаклизмических переменных. – Астрон. Ж. – 2001. – 78. – С.780–790.
13. Бэттен А. Двойные и кратные звезды. – М.: Мир, 1976.
14. Бисноватый-Коган Г.С. Физические вопросы теории звездной эволюции. – М.: Наука, 1989.
15. Взаимодействующие двойные звезды // ред. Дж.Е. Прингл, Р.А. Уэйд. – М. Наука, 1993, – 191 с.

16. *Войханская Н.Ф.* Тесные двойные системы типа AM Геркулеса. Обзор наблюдательных данных. – *Астрофиз. Иссл.* – 1990. – **30**. – С.3–77.
17. *Гершберз Р.Е.* Вспыхивающие звезды малых масс. – М.: Наука, 1978.
18. *Гончарский А.В., Романов С.Ю., Черепашук А.М.* Конечно-параметрические обратные задачи астрофизики. – М.: МГУ, 1991. – 192 с.
19. *Горбацкий В.Г.* Новоподобные и Новые звезды. – М.: Наука, 1973.
20. *Гоффмейстер К., Рихтер Г.А., Венцель В.* Переменные звезды / пер. с немецкого под ред. *Н.Н.Самуся*. – М.: Наука, 1991.
21. *Долгинов А.З., Гнедин Ю.Н., Сидантьев Н.А.* Распространение и поляризация излучения в космической среде. – М.: Наука, 1979. – 424 с.
22. Затменные переменные звезды // ред. *В.П.Цесевич*. – М.: Наука, 1971. – 352 с.
23. Звезды и звездные системы // ред. *Д.Я.Мартынов*. – М.: Наука, 1981.
24. *Зельдович Я.Б., Блинников С.И., Шакура Н.И.* Физические основы строения и эволюции звезд. – М.: МГУ, 1981. – 158 с.
25. *Иванов Л.Н.* Движение газа в тесных двойных системах звезд малой массы. – *Астрофизика*. – 1987. – **27**, 1. – С.159–195.
26. *Имшенник В.С., Надежин Д.К.* Конечные стадии эволюции звезд и вспышки сверхновых. – *Итоги науки и техники (сер. “Астрономия”)*. – **21**. – М.: ВИНТИ, 1982. – С.63–129.
27. *Каретников В.Г.* Зависимости между массами, радиусами, температурами и светимостями звезд затменных двойных систем разных типов. – *Астрон. Ж.* – 1991. – **68**. – С.880–885.
28. *Каретников В.Г., Андронов И.Л.* Статистические свойства затменных двойных звезд, находящихся на стадии первого обмена массами. – *Деп. УкрНИИТИ*, 2629-89. – 41 с.
29. *Каретников В.Г., Черепашук А.М.* Об эволюционных эффектах в соотношении масс звезд тесных двойных систем. – *Астрон. Ж.* – 1998. – **75**. – С.539–548.
30. *Каплан С.А.* Физика звезд. – М.: Наука, 1977. – 208 с.
31. *Киттенхан Р.* 100 миллиардов Солнц. Рождение, жизнь и смерть звезд. – М.: Мир, 1990. – 294 с.
32. *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Теория поля. Т.2. – М.: Наука, 1988. – 512 с.
33. *Липунов В.М.* Астрофизика нейтронных звезд. – М.: Наука, 1987. – 296 с.
34. *Мартынов Д.Я.* Курс общей астрофизики. – М.: Наука, 1988. – 640 с.
35. *Масевич А.Г., Тутуков А.В.* Эволюция звезд: Теория и наблюдения – М.: Наука, 1988 – 280 с.
36. *Назаренко В.В., Глазунова Л.В., Каретников В.Г.* Переполнение полости Роша в области внутренней точки Лагранжа в тесных двойных системах звезд. – *Астрон. Ж.* – 2001. – **78**. – С.525–534.
37. *Пельт Я.Э.* Частотный анализ астрономических временных рядов. – Таллин: Валгус, 1980. – 136 с.
38. *Псковский Ю.П.* Сверхновые звезды. – М.: Наука, 1976.
39. *Пустьильник И.Б.* Тесные двойные системы: эффекты взаимодействия. – *Итоги науки и техники (сер. “Астрономия”)*. – **36**. – М., 1989. – 108 с.
40. *Свечников М.А.* Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд. – Иркутск: Изд. Иркутского ун-та, 1986. – 225 с.
41. *Суркова Л.П.* Звезды и звездные группировки в нашей Галактике. – Чита: Забайкальский гос. пед. ин-т, 1997. – 174 с.
42. *Тассуль Ж.-Л.* Теория вращающихся звезд. – М.: Мир, 1982. – 472 с.
43. *Тейлер Р.* Строение и эволюция звезд. – М.: Мир, 1973. – 280 с.
44. *Теребиж В.Ю.* Анализ временных рядов в астрофизике. – М.: Наука, 1992. – 392 с.
45. *Тутуков А.В.* Образование планетных систем в ходе эволюции тесных двойных звезд. – *Астрон. Ж.* – 1991. – **68**. – С.837–842.
46. *Холопов П.Н., Самусь Н.Н., Горанский В.П. и др.* Общий каталог переменных звезд. Т.1. – М.: Наука, 1985. – 360 с.; Т.2. – М., 1985. – 360 с.; Т.3. – М., 1987. – 363 с. (<http://www.sai.msu.ru/groups/cluster/gcvs/gcvs>)
47. *Хрузина Т.С., Черепашук А.М., Бисикало Д.В., Болярчук А.А., Кузнецов О.А.* Интерпретация кривых блеска IP Peg в модели безударного взаимодействия газовой струи и диска. – *Астрон. Ж.* – 2001. – **78**. – С.625–641.
48. *Хрузина Т.С., Шугаров С.Ю.* Атлас катаклизмических переменных. Звезды типа U Geminorum. – М.: Наука, 1991. – Ч.1. – 184 с., Ч.2. – 192 с.
49. *Холопов П.Н.* Классификация переменных звезд в свете современных представлений об их эволюции. *Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР (сер. “Астрономия”)*. – **22**. – М.: ВИНТИ, 1983. – С.112–134.
50. *Цесевич В.П.* Переменные звезды и их наблюдение. – М.: Наука, 1980. – 176 с.
51. *Чинарова Л.Л.* Двойные звезды и их эволюция. – Одесса: Астропринт, 2000. – 32 с.
52. *Шакура Н.И.* Дискковая модель аккреции газа релятивистской звездой в двойной системе. – *Астрон. Ж.* – 1972. – **49**. – С.921–929.
53. *Шкловский И.С.* Сверхновые звезды. – М.: Наука, 1976. – 440 с.
54. *Шкловский И.С.* Звезды: их рождение, жизнь и смерть. – М.: Наука, 1984. – 384 с.

55. Юнгельсон Л.П., Масевич А.Г. Эволюция звезд в тесных двойных системах. – Итоги науки и техники ВИНИТИ АН СССР (сер. "Астрономия"). – 21. – М.: ВИНИТИ, 1982. – С.27–62.
56. Accretion Disks in Compact Stellar Systems // ed. J.C. Wheeler. – Singapore: World Scientific, 1993. – 422 с.
57. Andronov I.L. "Swinging Dipoles" in Magnetic Close Binary Systems. – Astrophys. Space Sci. – 1987. – 131. – P.557–570.
58. Andronov I.L. Analytic Approximations of some Functions in the Roche Model. – Astron. Astrophys. Transact. – 1992. – 2. – P.341–345.
59. Andronov I.L. (Multi-) frequency variations of stars. Some methods and results. – Odessa Astron. Publ. – 1994. – 7. – P.49–54.
60. Andronov I.L. Multi-Time-Scale variability of stars. – Odessa Astron. Publ. – 1999. – 12. – P.151–156.
61. Basko M.M., Sunyaev R.A. Interaction of the X-ray source radiation with the atmosphere of the normal star in close binary systems. – Astrophys. Space Sci. – 1973. – 23. – P.117–158.
62. Bisnovatyi-Kogan G.S., Lovelace R.V.E. Advective accretion disks and related problems including magnetic fields. – New Astronomy Reviews. – 45. – P.663–742.
63. Campbell C.G., Cambridge Univ. Press, 1995.
64. Cataclysmic Variables and Related Objects / eds. M.Hack, C. la Dous. – NASA SP-507, 1993. – 770 p.
65. Chandrasekhar S. Stellar Structure. – Univ. of Chicago Press, 1939.
66. Chanmugam G., Wagner R.L. The remarkable system AM Herculis/ 3U1809+50. – Astrophys. J. – 1977. – 213. – L13–L16.
67. Cherepashchuk A.M., Katysheva N.A., Khruzina T.S., Shugarov S.Yu. Highly Evolved Close Binary Stars: Catalog. – Amsterdam, Gordon and Breach, 1996. – 346 p.
68. Cropper M. The Polars. – Space Sci Revs. – 1990. – 54. – P.195–295.
69. Downes R.A., Webbink R.F., Shara M.M. A catalogue and atlas of the cataclysmic variables. – Publ. Astron. Soc. Pacif. – 1997. – 109, 734. – P.345–439.
70. Echevarria J. Are the Secondary Stars in Cataclysmic Variables Main Sequence Stars? – Rev. Mex. As. Ap. – 1983. – 8, 2. – P.109–114.
71. Eddington A. The internal Constitution of Stars. – Cambridge Univ. Press, 1930
72. Evolutionary Processes in Interacting Binary Stars // eds. Y.Kondo, R.F.Sistero, R.S.Polidan. – Dordrecht, Kluwer, 1992. – 530 p.
73. Frank J., King A.R., Raine D.J. Accretion Power in Astrophysics. – Cambridge Univ. Press, 1985.
74. Henden A.A., Honeycutt R.K. Secondary Photometric Standards for Northern Nova-like Cataclysmic Variables. – Publ. Astron. Soc. Pacif. – 1995. – 107. – P.324–346.
75. Hellier C. Cataclysmic Variable Stars: how and why they vary. – Springer-Verlag UK, 2001 – 210 p.
76. Iben I. Single and binary star evolution. – Ap. J. Suppl. – 1991. – 76. – P.55–114.
77. Iben I., Tutukov A.V. The evolution of low-mass close binaries influenced by the radiation of gravitational waves and by a magnetic stellar wind. – Astrophys. J. – 1984. – 284. – P.719–744.
78. Iben I., Tutukov A.V. Helium star cataclysmics. – Astrophys. J. – 1991. – 370. – P.615–629.
79. Iben I., Tutukov A.V. On the Evolution of Close Triple Stars That Produce Type IA Supernovae. – Astrophys. J. – 1999. – 511. – P.324–334.
80. Illarionov A.F., Sunyaev R.A. Why the number of Galactic X-Ray stars is so Small? – Astron. Astrophys. – 1975. – 39. – P.185–195.
81. Inoue H., Hoshi R. X-ray Emission from a White Dwarf with a Strong Magnetic Dipole Field. – Progr. Theor. Phys. – 1975. – 54. – P.415–428.
82. Kalimeris A., Rovithis-Livaniou H., Rovithis P. On the orbital period changes in contact binaries. – Astron. Astrophys. – 1994. – 282. – P.775–786
83. King A.R., Lasota J.P. The origin of the high and low luminosity stars in magnetic cataclysmic variables. – Astron. Astrophys. – 1984. – 140, 1. – L16–L18.
84. King A.R., Lasota J.P. Spin Evolution and magnetic fields in cataclysmic variables. – Astrophys. J. – 1991. – 378, 2. – P.674–681.
85. Kippenhahn R., Thomas H.-C., Weigert A. Entwicklung in engen Doppelsternsystemen V. Thermal Pulses in the White Dwarf Component of a Binary System. – Zeitschrift für Astrophysik. – 1968. – 69. – P.265.
86. Kippenhahn R., Weigert A. Stellar Structure and Evolution. – Berlin, Springer, 1994. – 468 p.
87. Kolb U., King A.R., Baraffe I. Mass estimates in short-period compact binaries – Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 2001. – 321. – P.544.
88. Kopal Z. Close Binary Systems. – London, Chapman & Hall, 1959.
89. Kopal Z., Kurth R. The Relation between Period and Times of the Maxima or Minima of Variable Stars. – Z. Astrophys. – 1957. – 42. – P.90–100.
90. Lang K.R. Astrophysical Formulae. – Berlin, Springer, 1980. – 784 p.
91. Lovelace R.V.E., Romanova M.M., Bisnovatyi-Kogan G.S. Spin-up/spin-down of magnetized stars with accretion discs and outflows. – Mon. Not. Roy. Astron. Soc. – 275. – P.244–254.

92. *Lubow S.H., Shu F.H.* Gas dynamics of semidetached binaries. – *Astrophys. J.* – 1975. – **198.** – P.383–405.
93. *Niarchos P.G.* Eclipsing Binary Stars: Light Curve Models and Software. – *Odessa Astron. Publ.*, 2001. – 14. (<http://oap14.pochtamt.ru>)
94. *Ondra L.* Star Clock 2.0 – Brno, Masaryk University, 1996. (<ftp://www.seds.org/pub/software/pc/stars/sclock20.zip>)
95. *Paczynski B.* Evolutionary Processes in Close Binary Systems. – *Ann. Rev. As. Ap.* – 1971. – **9.** – P.183–208.
96. *Patterson J.* The Evolution of Cataclysmic and Low-Mass X-Ray Binaries. – *Astrophys. J. Suppl.* – 1984. – **54.** – P.443–494.
97. *Physical Processes in Interacting Binaries // eds. D.Chochol, A.Skopal, T.Pribulla.* – Tatranska Lomnica, Astron. Inst. Slovak Acad. Sci., 1996. – 142 p.
98. *Ritter H., Kolb U.* Catalogue of Cataclysmic Binaries, low-mass X-ray binaries and related objects (Sixths Edition). – *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* – 1998. – **129.** – P.83–85. (Preprint MPA, 1997, № 1045, 116 p.)
99. *Russel H.N.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* – 1919. – **31.** – P.205.
100. *Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A.* New grids of stellar models from 0.8 to 120 solar masses at $Z = 0.020$ and $Z = 0.001$ – *Astron. Astrophys. Suppl.* – 1992. – **96.** – P.269–331. http://obswww.unige.ch/~schaerer/evol/Evol_grids.html
101. *Schatzman E.L., Praderie F.* *The Stars.* – Berlin, Springer, 1993. – 402 p.
102. *Shakura N.I., Sunyaev R.A.* Black Holes in Binary Systems. Observational Appearance. – *Astron. Astrophys.* – 1973. – **24.** – P.337–355.
103. *Sirotkin F.V.* Polytropic Model of the Component of Close Binary System. – *Odessa Astron. Publ.* – 1997. – **10.** – P.41–45.
104. *Solheim J.-E., Nasser M.R.* The AM CVn systems - the final stage of binary white dwarf evolution. – *Odessa Astron. Publ.* – 2001. – **14.** (<http://oap14.pochtamt.ru>)
105. *Tapia S.* Discovery of a Magnetic Compact Star in AM Herculis/3U 1809+50 System. – *Astrophys. J.* – 1977. – **212.** – L125–L129.
106. *Warner B.* *Cataclysmic Variable Stars.* – Cambridge Univ. Press. – 1995. – 572 p.

Поступила в редакцию 16.10.2001