АСТРОФИЗИКА

TOM 24

АПРЕЛЬ, 1986

ВЫПУСК 2

УДК: 524.387—54

ЭВОЛЮЦИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЭВЕЗД В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ О ПОТЕРЕ ИМИ МОМЕНТА ПОСРЕДСТВОМ МАГНИТНОГО ЭВЕЗДНОГО ВЕТРА

З. Т. КРАЙЧЕВА, А. В. ТУТУКОВ, Л. Р. ЮНГЕЛЬСОН Поступила 3 мая 1985 Принята к печати 15 ноября 1985

Предложен простой метод описания эволюции полуразделенных тесных двойных систем, вторичные компоненты которых имеют вырожденные гелцевые ядра и теряют орбитальный момент посредством магнитного звездного ветра. С'использованием результатов расчетов оценены исходные парвметры ряда маломассивных $(M_1 + M_2 \lesssim 5 \ M_{\odot})$ систем типа Алголя в предположениях о консервативности и неконсервативности эволюции по орбитальному моменту. Только предположение о том, что системы с вторичными компонентами, имеющими конвективные оболочки, теряют момент, позволяет непротиворечиво воспроизвести и всходные параметры.

1. Введение. Расчеты эволюции тесных двойных звезд показали. что в системах малых масс типа Алголя вторичные компоненты-субгиганты, заполняющие полость Роша, если их исходная масса не превышала ~ 2.5 М., имеют вырожденные гелиевые ядра (см. обзоры [1, 2]). Эволюция систем типа Алголя сопровождается потерей орбитального углового момента [3, 4]. Механизм потери момента пока не ясен, но поскольку сублиганты имеют глубокие конвективные оболочки, можно предположить. что они теряют осевой момент посредством магнитного звездного ветра. Вращение и конвекция приводят к генерации магнитного поля посредством динамо-механизма. Конвекция и матнитное поле порождают короны и звездный ветер. При наличии магнитного поля эвездный ветер «отделяется» от звезды на значительном расстоянии, обеспечивая вффективную потерю осевого момента. Оценки для Солнца [5] показывают, что характерное время потери момента посредством ветра ~ 10¹⁰ лет, то есть сравнимо со временем эволюции. Потеря осевого момента приводит к нарушению синхронности вращения, которая восстанавливается в шкале времени порядка тепловой за счет орбитального момента. Ввиду отсутствия теории магнитного звездного ветра для описания потери момента можно использовать так называемый эмпирический «закон торможения врещения звезд поля»:

$$v \approx \lambda \cdot 10^{14} t^{-1/2} \text{ cm/c}, \tag{1}$$

где t — возраст звезды в секундах, λ — коэффициент порядка единицы [6—8]. Использование «закона» (1), выполняющегося для одиночных звезд, может быть оправдано тем, что у компонентов двойных систем также наблюдается хромосферная и корональная активность, причем возможно даже более сильная, чем у одиночных звезд [9]. Такой подход оказался плодотворным при анализе эволюции катаклизмических двойных звезд [10—13], хотя некоторые авторы и подвергают сомнению его универсальность [14, 15]. Закону (1) соответствует потеря орбитального углового момента со скоростью

$$\frac{J}{J} = -0.5 \cdot 10^{-28} k_1^2 \left(\frac{4\pi^2}{P^2}\right)^{5/3} \frac{(M_1 + M_2)^{1/3}}{G^{2/3} M_1^{1/2}} R_2^4, \tag{2}$$

где k_1 — гирораднус вторичного компонента, P — период системы, M_1 , M_2 — массы компонентов, R_2 — радиус вторичного компонента, G — гравитационная постоянная.

В настоящей работе проведен анализ параметров систем типа Алголя в предположении, что они теряют момент посредством магнитного звездного ветра.

2. Расчет эволюции тесных двойных систем. Обмен веществом в системах типа Алголя происходит в две стадии. На первой обмен веществом протекает в тепловой шкале времени оболочки звезды, заполняющей полость Роша. На второй стадии теряющая вещество звезда находится в тепловом равновесии. У звезды с вырожденным гелневым ядром, находящейся в тепловом равновесии, радиус, светимость и скорость роста гелиевого ядра зависят только от массы гелиевого ядра [16, 17]:

$$R = \alpha M_{\text{He}}^{\beta}, \quad L = k M_{\text{He}}, \quad M_{\text{He}} = \gamma M_{\text{He}}. \quad (3)$$

Ковффициенты а, β , γ , δ , k, n могут быть определены на основе эволюционных расчетов для одиночных звезд. Используя данные [18, 19] для звезд с массами $0.9-2 M_{\odot}$ и химическим составом Y = 0.2, Z = 0.01, Ибен и Тутуков [17] нашли: $a = 10^{3.5}$, $\beta = 4$, $\gamma = 10^{-5.36}$, $\delta =$ = 6.6, $k = 10^{5.6}$, n = 6.5 (если R, L, M выражены в солнечных единицах). Рассмотрение результатов расчетов эволюции двойных систем с обменом веществом (например, [20, 21]) позволяет утверждать, что соотношения (3) выполняются и для звезд с вырожденными гелиевыми ядрами, которые потеряли часть водородной оболочки, если сами звезды находятся в тепловом равновесии. Если звезда заполняет полость Роша, зависимость се радиуса от расстояния между компонентами a и масс компонентов может быть с точностью до нескольких процентов для $0.1 \leq M_2/M_1 \leq 1.5$ описана выражением [17]:

$$R_2 = 0.52 a \left(M_3 / (M_2 + M_1) \right)^{0.44}. \tag{4}$$

Консервативная по массе потеря системой углового момента должна приводнть к обмену веществом со скоростью

$$\dot{M}_{2}/M_{2} = (J/J - a/(2a))/(1 - M_{2}/M_{1}).$$
 (5)

Выражение (5), используя зависимости (2)—(4), можно преобразовать к виду

$$M_2/M_3 = \{ j | j - \beta_T [\gamma (1 - \delta) t + M_{He_0}^{1-\delta}]^{-1}/2 \} / (0.78 - q),$$
 (6)

тде $M_{H_{es}}$ — исходная масса гелиевого ядра, $q = M_p/M_1$, t — время. Условие применимости уравнения (6), то есть условие квазистационарности вволюции, можно найти, полагая, что первая стадия обмена консервативна по массе и моменту и настолько непродолжительна, что масса гелиевого ядра звезды не успевает измениться. Тогда $aM_2^{0.44} = a_0M_{20}^{0.44}$ н $a^{1/2} M_2 M_1 = a_0^{1/2} M_{10} M_{20}$, где индексом 0 отмечены исходные значения величин. Если $q_0 = M_{20} M_{10} = 1$, то уравнение (6) применимо при q≤0.61. Если на первой стадии обмена система теряла момент, граничное значение q уменьшается. Практически все маломассивные алголи с известными массами компонентов удовлетворяют условию q < 0.61. Уравнение (6) позволяет описать эволюцию двойной системы с потерей момента, не прибегая к громоздким эволюционным расчетам. Результаты интегрирования уравнения (8) для систем с общей массой компонентов 1.8, 3.0, 5.0 М., $q_0 = 1$ и различных значений M_{Не}, (рис. 1, 3 и табл. 1) использованы для оценки потери момента наблюдаемыми системами. Примечательно, что согласно нашим расчетам изменение массы гелиевого ядра в ходе эволюции составляет для всех систем всего ~ 20 - 40 % (см. рис. 3), в отличие от консервативных по моменту расчетов, где оно может составлять до ~100 %. Отличие обусловлено тем, что время эволюции наиболее тесных систем определяется шкалой времени потери момента, которая существенно короче шкалы времени ядерной эволюции.

3. Параметры наблюдаемых систем. Мы проанализировали параметры 23 систем W UMa типа W, 16 систем W UMa типа A и 17 алголей из каталога Свечникова [22] и 61 алголя из списка [23]. Мы ограничились глолями с суммарной массой компонентов меньшей 5 M_☉, так как только

Э. Т. КРАЙЧЕВА И ДР.

у вторичных компонентов этих систем можно ожидать наличия вырожденных гелиевых ядер [21] и к ним применимо уравнение (6). Мы включили в рассмотрение 7 систем' которые Гюричин и др. [23] считают алголями, а Свечников [3] относит к системам с разделенными субгигантами, но прибодит для них степень заполнения полости Роша, превышающую 80—90%.



Рис. 1. Соотношение между перводом системы и скоростью обмена веществом пра различных полных массах системы и исходных массах гелиевых ядер. $1 - M_t = -1.8 M_{\odot}$; $2 - M_t = 3 M_{\odot}$; $3 - M_t = 5 M_{\odot}$. Исходные $M_{\rm He}$ указаны около треков.

Теория эволюции двойных звезд предсказывает [21, 24], что системы типа Алголя в ходе эволюции сжимаются на $\Delta R/R \leq 0.1$, когда слоевой источник пересекает разрыв в распределении водорода на границе максимальното проникновения конвективной оболочки. Длительность разделенной стадии эволюции порядка 10—15% длительности полуразделенной стадии. Таким образом, наблюдаемые системы с субгигантами, близкими к заполнению полости Роша, число которых порядка 10% числа алголей, могут находиться на указанной стадии эволюции и иметь вырожденные гелиевые ядра. Причина значительного недозаполнения полостей Роша некоторыми системами с разделенными субтигантами остается неясной. Мы включили в рассмотрение звезды типа W UMa, у которых по меньшей мере один компонент имеет глубокую конвективную оболочку. Наблюдения указывают на существование у этих звезд активных хромосфер и корон [9].

Соотношения (3) позволяют оценить массы вырожденных ядер звезд по светимости (M_{He_L}) и радиусу (M_{He_R}). Совпадение оценок может служить аргументом в пользу наличия у звезды вырожденного ядра. Положение исследованных нами алголей на диаграмме $M_{\text{He}_L} - M_{\text{He}_R}$ показано на рис. 2. Алголи образуют на этой диаграмме единую последователь-

ность. Минимальные массы ядер алголей близки к 0.14 M_{\odot} , что хотя и близко к нижнему теоретическому пределу масс гелиевых ядер, но ниже его. Возможно, что малые значения $M_{H_{\bullet}}$ у некоторых звезд обусловлены тем, что они заполнили полость Роша на стадии истощения водорода в ядре (случай эволюции AB), а при втом у звезд развиваются гелиевые

Таблица 1

| OCE | IOB | ные | XAP | AKTEP | исти | ки эв | юлю | цион | ных | |
|---------------|-----|------|------|-------|-------|-------|-------|-------|------|--|
| TPEK | OB | BTO | ричн | ЫХ К | ОМП | OHEHT | OB, 2 | SANO | НЯЮ- | |
| щих | ПО. | VOCI | ъ РС | ША И | і имі | ЕЮЩИХ | к вы | РОЖДН | нные | |
| ГЕЛИЕВЫЕ ЯДРА | | | | | | | | | | |

| M _{He0} (M _☉) | M, (M _☉) | lg f (AOT) | M _{Hef} (M _C) | Ig Pf (vac) |
|---------------------------------------|-------------------------|---------------|---------------------------------------|----------------|
| 0.13 | 1.8 | 9.21 | 0.14 | 1.63 |
| 0.13 | 3.0 | 9.35 | 0.15 | 1.83 |
| 0.13 | 5.0 | 9.36 | 0.17 | 1.97 |
| 0.15 | 1.8 | 9.01 | 0.18 | 2.13 |
| 0.15 | 3.0 | 9.10 | 0.20 | 2.33 |
| 0.15 | 5.0 | 9.13 | 0.22 | 2.61 |
| 0.20 | 1.8 | 8.39 | 0.25 | 2.88 |
| 0.20 | 3.0 | 8.44 | 0.28 | 3.19 |
| 0.20 | 5.0 | 8.47 | 0.31 | 3.50 |
| 0.30 | 1.8 | 7.25 | 0.34 | 3.65 |
| 0.30 | 3.0 | 7.41 | 0.39 | 3.94 |
| 0.30 | 5.0 | 7.48 | 0.44 | 4.29 |
| 0.40 | 1.8 | 6.38 | 0.43 | 4.18 |
| 0.40 | 3.0 | 6.64 | 0.48 | 4.46 |
| 0.40 | 5.0 | 6.74 | 0.54 | 4.79, |
| | | 1 | | |

Обовначения: M_{He} — исходная масса гелневого ядра, M_t — полная масса: системы, t — время зволющим полуразделенной системы, $M_{\text{He}f}$ — конечная масса гелиевого ядра, P_f — конечный период системы.

ядра с массой меньшей, чем у звезд, заполнивших полость Роша на более поздней стадии. Кроме того, в области малых $M_{\rm H_{0}}$ формулы (3) дают наибольшую погрешность. На диаграмму $M_{{\rm He}_{L}} - M_{{\rm He}_{R}}$ (рис. 2) можно нанести и положения вторичных компонентов звезд типа W UMa, поскольку $M_{{\rm He}_{R}}$ и $M_{{\rm He}_{L}}$, по существу, являются мерой радиуса и светимости звезды. Они соответствуют звездам главной последовательности. Кроме того на рис. 2 нанесены и первичные компоненты звезд W UMa типа A. Их положение близко к положению звезд главной последовательности. Это-

291!

позволяет предположить, что в системах типа А именно массивные компоненты заполняют полость Роша. Почти все они имеют $M_1 \gtrsim 1.5 M_{\odot}$ и следовательно лучистые оболочки. Сближение компонентов до контакта обеспечивалось магнитным звездным ветром от вторичного компонента, который имеет конвективную оболочку.



Рис. 2. Соотношения между значениями масс гелкевых ядер, оцененными по светакостям $(M_{\text{He}_{L}})$ в по раднусам $(M_{\text{He}_{R}})$. 1— вторичные компоненты систем W UMA тага W, 2—систем типа А, 3—систем типа Алголя, 4— первичные компоненты: систем типа А. Штриховые линии — положение формально оцененных ядер звезд главчой последовательности с химическим составом Y = 0.2, Z = 0.01.

Вторичные компоненты звезд W UMa типа W имеют незначительный избыток светимости. Этот избыток светимости может быть следствием обогащения их ядер гелием в ходе вволюции, предшествовавшей контакту. Системы типа W мы наблюдаем, таким образом, уже после переноса значительной части вещества бывшего первичного компонента к спутнику.

На рис. З показано положение исследованных систем типа Алголя на дкаграмме $\lg P - \lg M_2$. Из соотношений (3), (4) и третьего закона Келлера следует, что период двойной системы с полной массой M_t , в которой

термически равновесный вторичный компонент имеет гелиевое ядро $M_{\rm He}$, равен $P \approx 10^{6.11} (M_{\rm He}/M_{\odot})^{\circ} (M_t/M_{\odot})^{0.16} (M_2/M_{\odot})^{-0.66}$ час. К моменту окончания обмена веществом $M_2 \approx M_{\rm He}$. Этому на рис. З соответствует ограничительная линия $P_{\rm max}$, правее которой не должно быть звезд. Только системы AL Gem и DN Ori, имеют $P > P_{\rm max}$, что, возможно, обусловлено погрешностями в определении масс. С приближением к $P_{\rm max}$ плотность систем понижается, что, по-видимому. обусловлено ускорением эволюции с увеличением массы телиевого ядра.



Рис. 3. Соотношение между периодом системы и массой вторичного компонента при различных полных массах системы и исходных массах гелиевых ядер. (Обозначения как на рис. 1, 2). $P_{\rm max}$ — линия максимальных периодов. Линия $P = 29^{h}2$ соответствует нижней граняце больших полуосей орбит образующихся звезд. Около начала и конца хаждого трека указаны значения масс гелиевых ядер в M_{\odot} .

На рис. З виден дефицит систем с $P \approx 10^h - 15^h$. Причина, вероятно, состоит в том, что такие значения P соответствуют системам, в которых звезды с $M \sim M_{\odot}$ заполняют полости Роша, имея низкое содержание водорода в ядре ($X_c \sim 0.01$) или гелиевые ядра малой массы ($M_{He} \sim 0.01 M_{\odot}$). Как показывают расчеты [13, 17], звезды с большими X_c быстро эволюционируют к меньшим периодам, в то время как звезды, попадающие в «пробел», быстро его покидают, эволюционируя к большим периодам. 6-73 Звезды W UMa типа A расположены справа от «пробела». Это не свидетельствует о наличии гелиевых ядер у их вторичных компонентов. Если первичный компонент — звезда главной последовательности заполняет полость Роша, орбитальный период системы $P \approx 9 \ (M_1/M_{\odot})$ часов и все системы типа A должны иметь $P \gtrsim 14-15$ часов, что и наблюдается. В положении первичных компонентов на рис. 3 также проявляется корреляция $P \propto M_1$.

Для систем с исходными массами вторичных компонентов, большими 1.5 Мо, граничное значение периодов должно соответствовать расстоянию между компонентами, равному $a/R_{\odot} \approx 6 \left(M_1/M_{\odot} \right)^{1/3}$. Учитывая (4), можно получить, что втому значению а соответствует P ≈ 29.2 часа, вне зависимости от массы. Это значение Р также отмечено на рис. 3. Системы с массами вторичных компонентов, меньшими 1.5 Мо, попадают в область P < 29^h2, если они потеряли значительную часть своего исходного орбитального момента (подробнее см. ниже). Рис. 3 показывает, что не наблюдаются алголи, вторичные компоненты которых имели в момент заполнения полости Роша гелиевые ядра MHe $\gtrsim 0.25 M_{\odot}$. Причиной этого является наличие у звезд с большими M_{He} глубоких конвективных оболочек. В этом случае потеря оболочки после заполнения полости Роша происходит в шкале времени, близкой к динамической. Возникает общая оболочка, после рассеяния которой система состоит из звезды главной последовательности и спутника — гелиевого карлика. Из условия сохранения момента и условия заполнения полости Роша $d \ln R_{er}/d \ln M_3 =$ $= d \ln R_2/d \ln M_2$ при характерном для звезд с глубокими конвективными оболочками $d \ln R_g/d \ln M_g = -1/3$ следует, что устойчивая эволюция с обменом веществом в этом случае возможна лишь при исход-HOM $q \le 0.61$.

Соотношение между M_z/M_1 и M_z у исследованных нами систем типа W UMa и Алголя показано на рис. 4. Со стороны больших значений M_z/M_1 положение звезд в принципе ограничено линией, соответствующей обмену веществом в динамической шкале времени [25], которая (для непроэволюционировавших звезд) нанесена на рис. 4. Однако подавляющее большинство наблюдаемых алголей должно находиться на квазистационарной стадии обмена, которой, как показано выше, должно соответствовать более жесткое условие $q \leq 0.61$, что и наблюдается. Со стороны малых qнаблюдаемые значения для алголей ограничены величиной, примерно равной 0.06, что приблизительно соответствует конечным точкам рассчитанных нами треков для алголей, заполняющих полость Роша при наименьших возможных массах гелиевых ядер $M_{\rm He} \approx 0.14 M_{\odot}$ (рис. 3). Линия,

которая соответствует суммарной массе компонентов системы 0.6 M_{\odot} может ограничивать на рис. 4 сверху область звезд, для которых звездный ветер неэффективен, так как их компоненты полностью конвективны. Отсутствие звезд ниже линии $M_1 + M_2 = 0.6 M_{\odot}$ может быть также результатом селекции, обусловленной слабостью блеска звезд. Линия $M_1 + M_2 = 1.6 M_{\odot}$ ограничивает снизу область, в которой находятся системы, обя компонента которых могут быть проэволюционировавшими на основе ядерных реакций звездами главной последовательности. Ниже этой линии чопадают только несколько звезд W UMa типа W и одна звезда типа A.



Рис. 4. Соотношение между отношением масс компонентов и массой вторичного компонента у систем типа Алголя и W UMA. Линия $M_1 + M_2 = 5 M_{\bigodot}$ соответствует предельной полной массе систем, вторичные компоненты которых имеют вырожденные ядра. 1 — правая граница области, в которой возможна устойчивая вволюция; 2 — левая граница области, в которой обмен происходит в динамической шкале времени; 3 — граница, соответствующая положению вторичных компонентов в конце стадии обмена веицеством. Остальные обозначения как на рис. 2.

4. Потеря орбитального момента наблюдаемыми системами. При консервативном по массе и моменту обмене веществом и исходном отношении масс компонентов, равном 1, текущие и исходные параметры системы связаны очевидными соотношениями: $M_{10} = M_{20} = (M_1 + M_2)/2$, $P_0 = PM_1^3 M_2^3 / M_{20}^6$. Соотношения между M_{20} и P_0 для исследованных нами алголей приведены на рис. 5. На тот же рисунок нанесена линия начальной главной последовательности (НГП). При ее построении пред полагалось, что соотношение масса-радиус имеет вид [17]: $R/R_{\odot} \approx$ $\approx 0.92 (M/M_{\odot})^{0.9}$ для $M \leq 1.5 M_{\odot}$ и $R/R_{\odot} \approx (M/M_{\odot})^{0.7}$ для $M > 1.5 M_{\odot}$. Кроме того, нанесены линия, соответствующая $a/R_{\odot} = 6 (M_{\odot}/M_{\odot})^{1.3}$ или $P = 29^{h}2$, и линии равных масс гелиевых ядер для звезд, заполняющих полость Роша. Для ядер, в силу (3) и (4), имеем $M_{20} = = 10^{12.36} M_{He}^{12} P_0^{-2}$. Существенная часть алголей лежит левее линий НГП и $P = 29^{h}2$. Это свидетельствует о неконсервативности эволюции алголей, особенно тех, которые имеют $M_{20} \leq 1.5 M_{\odot}$. Отметим, однако, что системы, которые, судя по рис. 5, имели наиболее короткие исходные периоды, это системы с наименьшими массами вторичных компонентов и соответственно M_2/M_1 . По этой причине определение их параметров по спектроскопическим и фотометрическим наблюдениям отягощено наиболее значительными погрешностями.



Рис. 5. Положение наблюдаемых систем типа Алголя в плоскости начальный период (P_0), начальная масса вторичного компонента (M_{zo}) в предположения о консерэзтивной (точки) и неконсервативной (кружки) эволюции. 1— начальная главная послаловательность (НПП); 2— линия, соответствующая разности блеска компонентов $\Delta M_b = 2^m$; 3— линия, на которой конвекция охватывает 50% начальной массы вторичных компонентов; 4— линия периодов, равных 29^h 2. Штриховые линии — линии равных масс гелиевых ядер.

Результаты описанных в разделе 2 упрощенных расчетов эволюции позволяют восстановить исходные массы гелиевых ядер алголей путем интерполяции между решениями уравнения (6) для разных значений исходной полной массы системы и массы гелиевого ядра в предположении неконсервативной по моменту эволюции. Найденные таким путем значения M_z , и P_0 также нанесены на рис. 5. Практически все системы теперь попадают в область периодов, больших, чем соответствующие НГП. В преде-

лах погрешности оценки исходных масс ядер соответствуют тем, которые звезды должны иметь при исходных периодах данных систем.

Примечательно, что вначительное число звезд с $M_{20} > 1.5 M_{\odot}$ «стартует» из области периодов $P < 29^h2$, где, согласно статистическим исследованиям [26], практически не должно быть непроэволюционировавших звезд. Возможно, это означает, что у звезд $M > 1.5 M_{\odot}$, у которых мощные конвективные оболочки появляются уже после ухода с главной последовательности, интенсивность магнитного звездного ветра превышает ту, которая соответствует «закону торможения» (1). На рис. 5 нанесена линия, соответствующая глубине конвективной оболочки $M_c \approx 0.5 M_{20}$ у исходных вторичных компонентов в момент заполнения полости Роша. Эта линия практически ограничивает диаграмму $\lg P_0 - \lg M_{10}$ со стороны больших P_0 и показывает, что из-за наличия глубокой конвективной оболочки, как уже упоминалось, обмен происходит в короткой шкале времени и повтому системы с большими телиевыми ядрами вторичных компо-. нентов не наблюдаются.



M2 / M20

Рис. 6. Относительное изменение момента алголей в ходе эволюции для случаев полной массы систем $M_t = 1.8$ и 5 M_{\odot} и исходных масс гелиевых ядер $M_{\rm He} = 0.13$ и 0.2 M_{\odot} . 1 — оценки для наблюдаемых алголей с $M_t \lesssim 3 M_{\odot}$: 2 — для систем с $M_t > 3 M_{\odot}$; 3 — усредненные значения J/J_0 .

На рис. 6 приведены кривые, показывающие, как уменьшается, согласно нашим расчетам, орбитальный момент систем с $M_{\star} = 1.8 M_{\odot}$ и 5 M_{\odot} в ходе обмена веществом. На тот же рис. 6 нанесены оценки J/J_0 и M_1/M_{\odot}

З. Т. КРАЙЧЕВА И ДР.

для наблюдаемых алголей, полученные на основании оценок их исходных параметров в случае неконсервативного обмена, описанных выше: $J/J_0 = (M_1/M_{10}) (M_9/M_{30})^{0.78} (M_{He}/M_{He_0})^2$. Хотя погрешность оценки и велика, в среднем значения J/J_0 соответствуют эволюционным трекам для малых исходных значений M_{He} . Создается впечатление, что системы с $M_t \gtrsim 3 M_{\odot}$ теряют момент интенсивнее, чем менее массивные системы. Возможно, что это также является причиной, по которой часть систем с $M_t > 3 M_{\odot}$ в плоскости исходных параметров (M_{10}, P_0) попадает в область $P_0 < 29^h 2$, где почти нет наблюдаемых непроэволюционировавших систем.

5. Быстровращающиеся звезды как продукты слияния тесных двойных звезд под влиянием потери момента. Из «закона торможения» (1) следует, что при непрерывном звездообразовании с постоянной скоростью распределение звезд главной последовательности с конвективными оболочками по экваториальным скоростям вращения описывается соотношением dN ∝ u⁻³du. Отсюда доля звезд со скоростями, превышающими некоторый предел v_1 , близка к $(v_r/v_1)^2$ от общего числа звезд, где v. — средняя экваториальная скорость вращения. Для карликов более поздних, чем G0, средний возраст ~ 3.10° лет и v. ~3 км/с. Следовательно, доля звезд поздних спектральных классов с высокими скоростями вращения (≥10 км/с) должна составлять ~10 % их общего числа. Среди 40 карликов спектральных классов G, K, M из каталога [27] три имеют v sin i > 10 км/с, а из 76 карликов тех же классов из [28] высокие скорости вращения имеют 11 звезд. Таким образом существование высокоскоростных звезд поздних спектральных классов может служить косвенным аргументом в пользу того, что торможение этих звезд описывается (1).

Торможение компонентов двойной системы и соответствующая потеря системой орбитального момента могут привести компоненты в контакт, а затем, возможно, к слиянию. Интегрируя (2) и принимая, что $M_1 = M_2 \leq \leq 1.5 \ M_{\odot}$, получаем, что время слияния компонентов $T = 4.13 \cdot 10^4 \times (a/R_{\odot})^5 (M_{\odot}/M) (R_{\odot}/R)^4$ лет. Время жизни звезд примем равным $2 \cdot 10^{10}$ лет для $0.3 \leq M/M_{\odot} \leq 0.8$ и $10^{10} (M_{\odot}/M)^3$ для $0.8 \leq M/M_{\odot} \leq 1.5$. Используя приведенные в разделе 4 соотношения масса — радиус, получаем, что за время жизни Галактики успевают слиться звезды с массами компонентов $0.3 \leq M/M_{\odot} \leq 0.8$, если их исходные большие полуоси $a/R_{\odot} \leq 12.9 \cdot (M/M_{\odot})^{0.92}$. Звезды с массами компонентов $0.8 \leq M/M_{\odot} \leq 1.5 \ M_{\odot}$ вательности, если $a/R_{\odot} \leq 11.2 \ (M/M_{\odot})^{0.32}$. Если системы с $M_{1,2} \leq 1.5 \ M_{\odot}$

образуются, как и более массивные двойные звезды, с $a/R_{\odot} \ge$ $> 6 (M/M_{\odot})^{1/3}$ и распределены по тому же закону $dN = 0.2 d \lg a$, то из приведенных оценок следует, что сливаются 5-6% звезд с массой порядка солнечной. При меньших массах компонентов доля сливающихся звезд еше ниже. Численность слившихся эвезд можно сравнить с общей численностью звезд, масса которых вдвое превышает исходную массу компонентов двойной системы. Тогда из функции Солпитера следует, что доля слившихся звезд среди звезд с массами ~ (1-3) Мо может составлять ~ (15-18)%. Если масса продуктов слияния превышает ~ 1.5 Мо, конвективная оболочка у них отсутствует и торможение вращения затруднено. Эти звезды могут оказаться среди наиболее быстро вращающихся объектов. Слившиеся эвезды с высокими U Sin i возможно могут быть обнаружены как «голубые беглецы» в старых скоплениях, где в точке поворота сейчас находятся звезды с массой порядка солнечной. С этой точки зоения представляет интерес исследование скоростей вращения «голубых беглецов».

Астрономический совет АН СССР

EVOLUTION OF CLOSE BINARIES UNDER THE ASSUMPTION OF MOMENTUM LOSS BY MAGNETIC STELLAR WIND

Z. T. KRAICHEVA, A. V. TUTUKOV, L. R. YUNGELSON

We suggest a simple method to compute the evolution of semidetached close binaries, having secondaries with degenerate helium cores and losing momentum via magnetic stellar wind. We employ the results of computations to estimate the initial parameters of some low-mass $(M_1 + M_2 \leq 5 M_{\odot})$ algols under assumptions of conservative and nonconservative mass exchange. It has been shown that the assumption of conservative mass exchange leads to contradicting initial parameters, while assumption of momentum loss via magnetic stellar wind allows us to resolve these contradictions.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. H. C. Thomas, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 15, 127, 1977.
- 2. L. R. Yungelson, A. G. Masswich, Soviet Sci. Revs. Sect. E., Astrophys. Space Phys. Revs., 2, 29, 1983.
- 3. М. А. Свечников, Каталог орбитальных влементов, масс и светимостей тесных двойных эвсэд, изд. Ур. ГУ, Свердловск, 1969.
- 4. A. G. Massevitch, L. R. Yungelson, Mem. Soc. Astron. Ital., 46, 217, 1975.

- 5. J. B. Zirker, in: "Solar Phenomena in Stars and Stellar Systems", Eds. R. N. Bonnet, A. A. Dupree, D. Reidel, Dordrecht, 1981, p. 301.
- 6. A. Skumanich, Astrophys. J., 171, 565, 1972.
- 7. M. Smith, Publ. Astron. Soc. Pacif., 91, 544, 1979.
- 8. T. N. Rengarajan, Astrophys. J. Let., 233, L63, 1984.
- 9. A. A. Dupree, in: "Solar Phenomena in Stars and Stellar Systems", Eds R. N. Bonnet, A. A. Dupree, D. Reidel, Dordrecht, 1981, p. 407.
- 10. H. C. Spruit, H. Ritter, Astron. and Astrophys., 124, 267, 1983.
- 11. А. В. Тутуков, Астрофизика, 21, 574, 1984.
- 12. A. V. Fedorova, L. R. Yungelson, Astrophys. and Space Sci., 103, 125, 1984.
- A. V. Tatakov, L. R. Yangelson, in: "Proc. ESA Workshop: Recent Results on Cataclysmic Variables", Bamberg, 17-19 April 1985, (ESA SP-236, June 1985).
- 14. S. M. Rucin'ski, Observatory, 103, 280, 1983.
- 15. W. Benz, M. Mayor, J. C. Mermilliod, Astron. and Astrophys., 138, 93, 1984.
- 16. S. Refedal, A. Weigert, Astron. and Astrophys., 6, 426, 1970.
- 17. I. Iben Jr., A. V. Tutukov, Astrophys. J., 284, 719, 1984.
- 18. A. V. Sweigart, P. G. Gross, Astrophys. J. Suppl. Ser., 36, 405, 1978.
- J. G. Mengel, A. V. Sweigart, P. Demarque, P. G. Gross, Astrophys. J. Suppl. Ser., 40, 733, 1979.
- 20. P. Giannone, M. A. Giannuzzi, Astron. and Astrophys., 6, 309, 1970.
- 21. P. Giannone, M. A. Giannuzzi, Astron. and Astrophys., 19, 286, 1972.
- M. A. Svechnikov, L. A. Bessonova, Bull. Inform. Contre Donnees Stollaires, Strasbourg, 26, 99, 1984.
- 23. G. Giaricin, F. Mardirossian, M. Mezzetti, Astrophys. J. Suppl. Ser., 52, 35, 1983.
- 24. Л. Р. Юнгельсон, Астрон. ж., 49, 1059, 1972.
- 25. А. В. Тутуков, А. Федорова, Л. Р. Юнзельсон, Письма в Астрон. ж., 8, 365, 1982.
- E. I. Popova, A. V. Tutukov, L. R. Yungelson, Astrophys. and Space Sci., 88, 55, 1982.
- 27. А. А. Боярчук, И. М. Копылов, Изв. Крым. обсерв., 31, 44, 1964.
- P. L. Bernacca, Contr. Observ. Astrofis. Univ. Padova, Asiago, No. 239 (1970), 250 (1971), 294 (1973).