

Переменные звезды 20, 27-34, 1975  
Variable Stars 20, 27-34, 1975

## Роль механизма фрагментации в образовании широких пар переменных Т Тельца

М. М. Закиров

На ЭВМ вычислены параметры устойчивости эволюционирующей после фрагментации модели двойной звезды, аппроксимирующей широкую пару звезд типа Т Тельца. Для этой цели критерий Роша, полученный Чандрасекаром, был распространен на случай эллиптических орбит двойных систем. Плотность Роша определена из формулы  $\rho_c(\theta) = 2M_A(1 + e \cos \theta)^4 / \pi k a^3 (1 - e^2)^3$ . Параметры двойной системы меняются со временем:  $t_\theta = [a^3(1 - e^2)^3 / 2GM_A]^{1/2} \int_0^\theta d\theta' / (1 + e \cos \theta')^2$ . Величина большой полуоси  $a$  определена из функции распределения  $\Phi_0(r)$  расстояний между компонентами пар в Т-ассоциациях Тау Т1, Т2, Т3, полученной автором ранее. Модели рассчитаны для значений эксцентриситета  $e = 0.5, 0.9$  и  $0.99$ ; и для системы с одинаковыми массами компонентов  $0.1, 1$  и  $5M_\odot$ .

Из всех существующих гипотез образования двойных систем применительно к широким парам в Т-ассоциациях, наиболее вероятна гипотеза образования пары в процессе фрагментации облака. При таком механизме образования широких пар необходимо исследовать вопрос о динамической устойчивости компонентов к силам Роша. Выполненные расчеты плотности Роша  $\rho_c(t)$  для широких пар показали, что компоненты пары устойчивы, если эксцентриситет орбиты не близок к единице. Функция  $\rho_c(t)$  зависит от эксцентриситета орбиты и с увеличением последнего устойчивость пары к силам Роша уменьшается. Эволюционные треки компонентов широкой пары на диаграмме плотность-время должны лежать выше соответствующих кривых плотностей Роша.

## The Role of the Fragmentation Mechanism in the Origin of Wide Pairs of T Tauri Type Variable Stars

by M. M. Zakirov

Stability parameters were computed for the model of evolving binary star after fragmentation. The model approximates wide pairs of T Tau type variable stars. For this object Roche's criterion taken by Chandrasekhar was extended on the elliptical orbit case. Roche's density was found from formula:

$$\rho_c(\theta) = \frac{2M_A(1 + \cos \theta)^4}{\pi k a^3(1 - e^2)^3}$$

The parameters of binary system vary during the time:

$$t_{\theta} = \left[ \frac{a^3 (1-e)^3}{2G M_A} \right]^{1/2} \cdot \int_{\pi}^{\theta} \frac{d\theta'}{(1 + \cos \theta')^2}.$$

The ellipse semimajor axis  $a$  taken by author before was found from the distance distribution function  $\Phi_0(\bar{r})$  of component pairs in associations Tau T1, Tau T2 and Tau T3. The models were computed for the eccentricity cases 0.5, 0.9, 0.99 and for the systems with the components of equal mass chosen to be 0.1, 1.0,  $5.0 M_{\odot}$ .

The earlier author's statistical investigations of multiple systems in associations Tau T1, Tau T2, Tau T3, Ori T2 showed high frequency of wide pairs in these groupings.  $\Phi_0(\bar{r})$ -function was observed to differ strongly from the analogous ones of background double stars. The hypothesis of the formation of pairs in the process of protostellar clouds fragmentation is the most probable one concerning to wide pairs of associations. It is necessary to research the problem of dynamic stability of the pair's components to Roche's forces in double system if this mechanism of forming wide pairs is real. The computations of Roche's density function  $\rho_c(t)$  for the wide pairs provide that the pair's components are stable, if orbit's eccentricity is not close to unit. The function  $\rho_c(t)$  depends on orbit's eccentricity. The stability of components to Roche's forces decreases when eccentricity increases. Evolutionary tracks of wide pair components must lie above corresponding curves of Roche's densities on the density-time diagram.

Статистические исследования кратных систем в Т-ассоциациях Tau T1, T2, T3 и Ori T2 показали, что в этих группировках наблюдается высокая частота широких пар среди звезд типа Т Тельца и родственных им объектов, а функция распределения расстояний между компонентами пар существенно отличается от аналогичной функции для двойных звезд фона (Закиров, 1973, 1975). По-видимому, тесные пары в Т-ассоциациях также распространены и тогда значительный разрыв между максимумами в функции распределения расстояний в молодых парах подтверждают идею различия механизмов образования тесных и широких звездных пар.

Рассмотрим возможность образования и нормальной эволюции широкой пары в результате фрагментации. Заметим, что образование пары путем захвата (Липпикотт, 1967, Хуанг, 1968 и др.) требует высокой парциальной плотности звезд Т Тельца, что не наблюдается в частности, в Т-ассоциациях Тельца. В гипотезе распада небольших звездных групп, с последующим образованием пар (Албада, 1967а, 1967б, 1968а, 1968б) указанное выше обстоятельство является также слабым местом. Кроме того, данные о населенности Т-ассоциаций не обеспечивают по этой гипотезе наблюдаемый высокий процент звезд-

ных пар Т Гельца. Вероятно, формирование широкой пары происходит в результате фрагментации протозвездного облака (Варшавский, 1962, Хуанг, 1968 и др.).

При таком механизме образования широкой пары необходимо исследовать вопрос о динамической устойчивости компонентов. Для того, чтобы компонент был устойчивым к приливным силам, его плотность должна быть больше плотности Роша  $\rho_c$ . Чандрасекхар (1964), пересмотрев проблему Дарвина-Джинса, получил следующее отношение между критическими параметрами системы (критерий Роша)

$$\rho_c = \pi k G \dot{\theta}^2, \quad (1)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная,  $\dot{\theta}$  — орбитальная угловая скорость и  $k$  — некоторый множитель, слабо зависящий от отношения масс компонентов ( $k=0.12837$  при  $M_A/M_B=1$  и  $k=0.08953$  при  $M_A/M_B=\infty$ ). В дальнейшем положим  $k=0.12887$ , а следовательно  $M_A=M_B$ . Пренебрегая влиянием несконденсировавшейся материи в системе на характер движения компонентов, находим угловую скорость  $\dot{\theta}$ , как функцию от позиционного угла  $\theta$ , в следующем виде:

$$\dot{\theta}(\theta) = \left[ \frac{2G M_A}{a^3(1-e^2)^3} \right]^{1/2} (1+e \cos \theta)^2, \quad (2)$$

где  $a$  — большая полуось относительной орбиты, а  $e$  — эксцентриситет орбиты. Подставляя (2) в (1) получим:

$$\rho_c(\theta) = \frac{2 M_A (1+e \cos \theta)^4}{\pi k a^3 (1-e^2)^3}. \quad (3)$$

Таким образом, плотность Роша  $\rho_c(\theta)$  представляет собой функцию от позиционного угла. При рассмотрении эволюции компонентов широкой пары наибольший интерес представляет изменение плотности  $\rho_c(\theta)$  со временем  $t$ . Допустим, в момент фрагментации обе компоненты пары находились на максимальном удалении друг от друга ( $\theta=\pi$ ), тогда интегрирование (2) по углу  $\theta$  дает время:

$$t_\theta = \left[ \frac{a^3(1-e^2)}{2G M_A} \right]^{1/2} \times \int_{\pi}^{\theta} \frac{d\theta'}{(1+e \cos \theta')^2} \quad (4)$$

Вычисление функции  $\rho_c(t)$  требует задания начальных параметров ( $a, e, M_A$ ) двойной системы. Величину  $a$  определим из функции распределения расстояний между компонентами широких пар  $\Phi_0(r)$  в Т-ассоциациях Тау Т1, Т2, Т3 (Закиров, 1975). (Применение для этой же цели функции  $\Phi_0(\bar{r})$  для пар в Т-ассоциации Ори Т2 не вносит принципиальных изменений в полученные результаты). Функция  $\Phi_0(\bar{r})$  представляет собой наблюдаемую функцию распределения  $\Phi_0(\bar{r})$ , усредненную по углу наклона плоскости орбиты к лучу зрения  $i$  и долготы периастра  $\omega$  (принято, что распределение  $i$  и  $\omega$  хаотичны). Вероятность обнаружения компонента пары в интервале  $\theta$  и  $\theta+d\theta$  определим так:

$$dP(\theta) = \frac{1}{T} \times \left[ \frac{a^3(1-e^2)^3}{2G\mathcal{M}_A} \right]^{1/2} \times \frac{d\theta}{(1+e\cos\theta)^2} \quad (5)$$

где  $T$  — период обращения.

Тогда, математическое ожидание позиционного угла  $\theta$  компонента в интервале  $\pi$  и  $2\pi$  есть

$$\bar{\theta} = \frac{1}{T} \times \left[ \frac{a^3(1-e^2)^3}{2G\mathcal{M}_A} \right]^{1/2} \times \int_{\pi}^{2\pi} \frac{\theta d\theta}{(1+e\cos\theta)^2} \quad (6)$$

Подставляя (6) в уравнение движения компонента, определим наивероятнейшее значение расстояния между компонентами:

$$r(\bar{\theta}) = \frac{a(1-e^2)}{1+e\cos\bar{\theta}} \quad (7)$$

Вычисления по формулам (6–7) дали следующий результат:

Таблица 1

$e$	$\bar{\theta}$	$r(\bar{\theta})/a$
0.5	139.6	1.12
0.9	166.0	1.50
0.99	178.4	2.00

Положим, что  $r(\bar{\theta})$  совпадает с аргументом максимума функции  $\Phi_0(r)$  (Закиров, 1975), т. е.  $r(\bar{\theta}) = 7.4 \cdot 10^3$  (а. е.).

Расчеты  $\rho_c(t)$  проводились на ЭВМ "Мир-1" для масс компонентов в 0.1, 1 и  $5\mathcal{M}_\odot$ . Полученные результаты изображены графически на рис. 1а, б, в. На оси абсцисс отложено время  $t$ , в единицах полупериода обращения ( $T/2$ ). Горизонтальными линиями на рисунках показаны минимальные плотности  $\rho_H$  одиночного протозвездного облака, при которой наступает гравитационная неустойчивость и облако начинает сжиматься (Хаттори и др., 1969). Заметим, что в случае двойной системы тепловой поток от соседнего компонента несколько увеличит плотность  $\rho_H$ . На рис. 1а плотность  $\rho_H > \rho_c$  всюду и определяет минимальную плотность сжатия компонента. В случае масс компонентов  $\mathcal{M} = 1\mathcal{M}_\odot$  (рис. 1б)  $\rho_H > \rho_c$ , начиная с  $e > 0.9$ . И, наконец, на рис. 3в плотность  $\rho_H < \rho_c$  повсюду — в этом случае минимальная плотность сжатия компонента определяется плотностью Роша. Аналогичные расчеты  $\rho_c$  в случае круговых орбит ( $e=0$ ) привели Кумара (1972) к выводу о возможности образования компонента двойной системы в поле главной звезды, так как автор использовал функцию  $\Phi_0(a)$  для двойных звезд фона с максимумом около 26 а. е.

На рис. 1а заштрихована область плотностей, достаточных для фрагментации одиночного облака с массой  $\mathcal{M} = 0.1\mathcal{M}_\odot$ , (Дисней и др., 1969, Райт, 1970). В этой области функция  $\rho_c(t)$  резко возрастает, а следовательно, складываются условия для разрушения

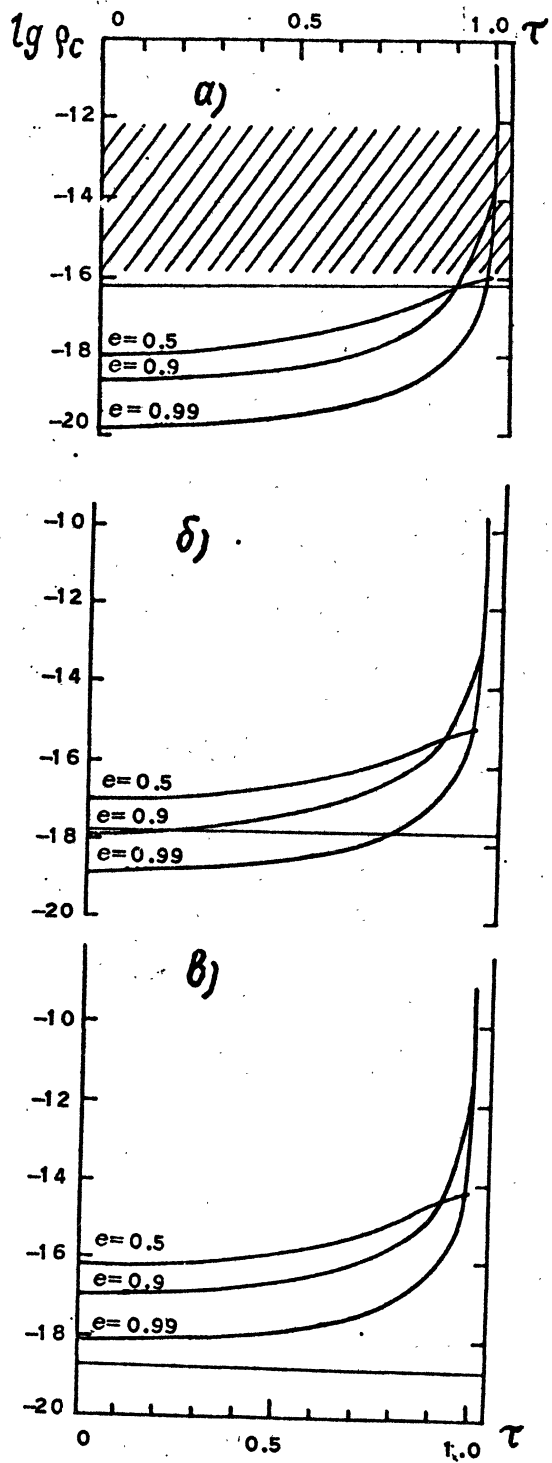


Рис. 1.

компонентов широкой пары с  $e > 0.9$ . Для более массивных облаков ( $M > 0.1 M_{\odot}$ ) область фрагментации смещается в сторону меньших плотностей.

Компоненты широкой пары с плотностью близкой к  $\rho_c$  представляют собой эллипсоиды, вытянутые в направлении центров масс с критическим эксцентриситетом в сечении  $\epsilon = 0.405$  (Чандрасекхар, 1964). Масса такого эллипсоида равна:

$$M = \frac{4}{3} \pi \rho_c (1 - \epsilon^2) A^3, \tag{7}$$

где  $A$  — большая полуось.

Отношение большой оси эллипсоида к расстоянию между центрами компонентов показывает степень разделенности пары.

$$\kappa(\theta) = \frac{2(1 + e \cos \theta)}{a(1 - e^2)} \times \left[ \frac{3}{4\pi \rho_c (1 - \epsilon^2)} \right]^{1/3} \tag{8}$$

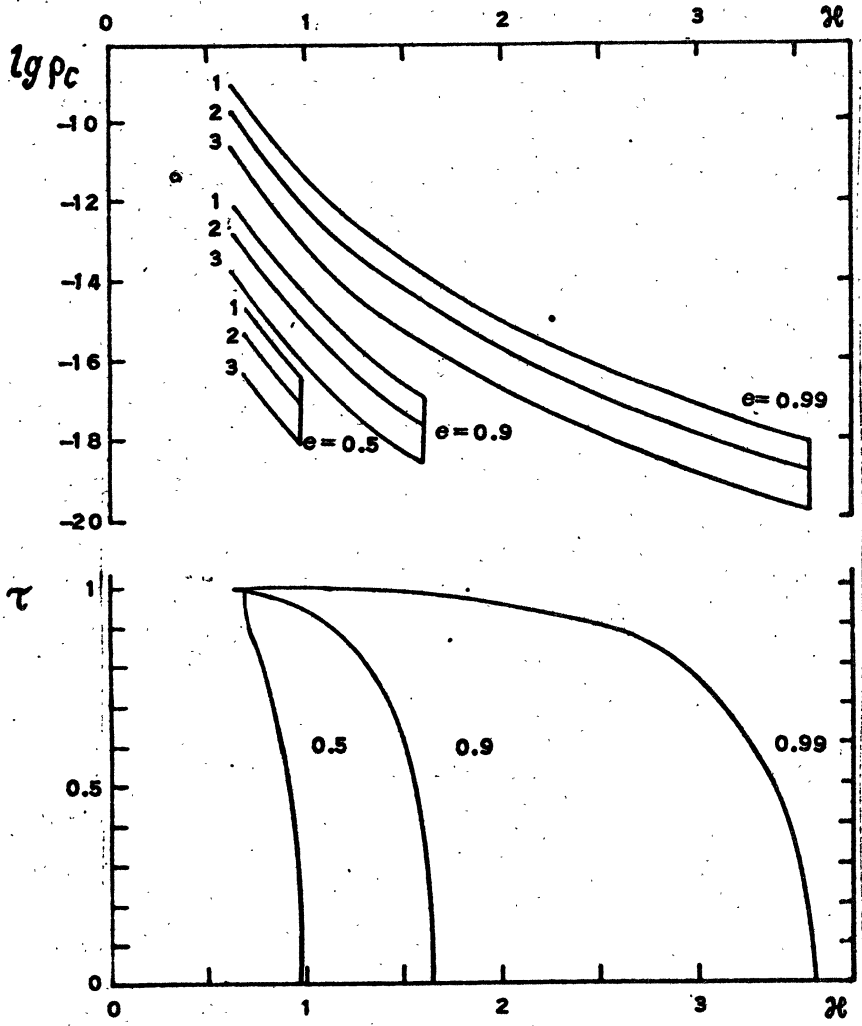
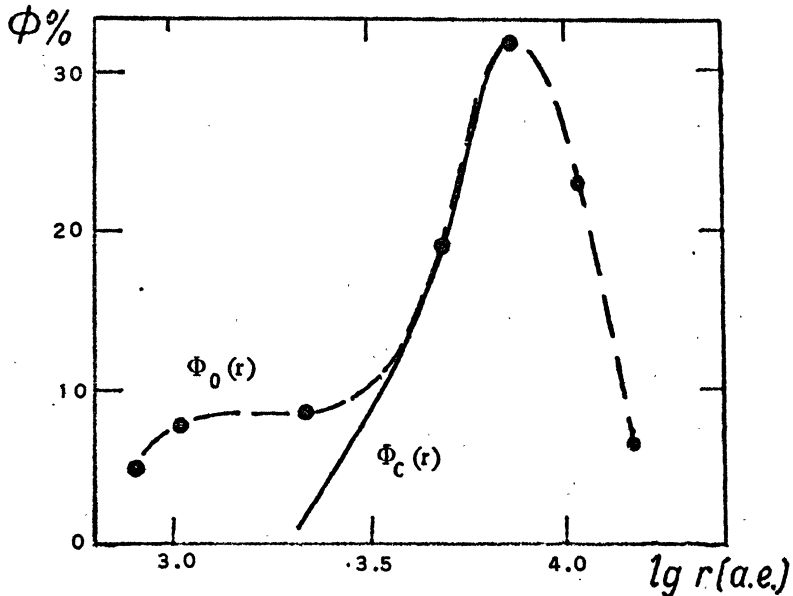


Рис. 2.  
32

На рис. 2а, б показано изменение  $\kappa(\theta)$  в зависимости от плотности Роша  $\rho_c$  и времени  $\tau$ . При  $\kappa=1$  компоненты пары имеют внешний контакт, а при  $\kappa < 1$  — пара разделена на два объекта. Из рис. 2а, б видно, что для средних эксцентриситетов орбиты величина  $\kappa < 1$  при любых  $\rho_c$  и  $\tau$ . В случае больших эксцентриситетов компоненты пары отделяются друг от друга в процессе эволюции двойной системы.



На рис. 3 показана функция  $\Phi_0(\bar{r})$  для Т-ассоциации в Тельце (пунктирная линия) и теоретическая функция  $\Phi_c(\bar{r})$  (сплошная линия). Функция  $\Phi_c(\bar{r})$  получена из предположения, что все пары в данных Т-ассоциациях имеют равные значения полуосей относительных орбит с  $e = 0.9$ . Хотя такое предположение неправильно для малых расстояний, теоретическая и наблюдательная функции хорошо согласуются при значениях  $\bar{r}$  близких к  $r(\bar{\theta})$  с левой стороны функции  $\Phi_0(\bar{r})$ . Расхождение между функциями  $\Phi_0(\bar{r})$  и  $\Phi_c(\bar{r})$  возможно еще потому, что несконденсировавшаяся материя в двойной системе оказывает заметное тормозное действие на движение компонентов, особенно вблизи периастров. Вероятно, что широкие пары с  $\bar{r} > r(\bar{\theta})$  представляют собой распадающиеся двойные системы.

В заключение приведем основные выводы, полученные в данной работе:

1. Вычисленные плотности Роша не отрицают возможность образования широких пар (расстояние порядка  $10^4$  а.е.) в Т-ассоциациях из соседних фрагментов.

2. Динамическое сжатие компонентов широких пар критично к эксцентриситету орбиты и с увеличением эксцентриситета вероятность образования пары уменьшается.



3. Эволюционные треки широкой пары в терминах плотность-время должны лежать выше соответствующих плотностей Роша.

Автор приносит глубокую благодарность В. С. Шевченко за руководство работой.

#### Литература:

- Албада, 1967а — Albeda T. S. van, Bull. Astron. Ins. Netherl. 2, No. 1, 59.  
 Албада, 1967б — Albeda T. S. van, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege 15, 361.  
 Албада, 1968а — Albeda T. S. van, Bull. Astron. Ins. Netherl. 19, No. 6, 479.  
 Албада, 1968б — Albeda T. S. van, Bull. Astron. Ins. Netherl. 20, No. 1, 57.  
 Варшавский, 1962 — Varshevsky M. J., Symp. Stellar Evolution, La Plata, 173.  
 Дисней и др., 1969 — Disney M. J., McNally D., Wright A. E., MNRAS 146, No. 2, 123.  
 Закиров М. М., 1973, АИ № 757, 1.  
 Закиров М. М., 1975, в сб. "Исследование экстремально молодых звездных комплексов", ФАН, Ташкент (в печати).  
 Кумар, 1972 — Kumar S. S., Astroph. and Space Sci. 17, No. 2, 453.  
 Липпинкотт, 1967 — Lippincott S. L., Communs. Obs. roy. Belg., No. 17, 55.  
 Райт, 1970 — Wright A. E., Mem. Soc. Roy. Sci. Liege 19, 95.  
 Хаттори и др., 1969 — Hattori T., Nakano T., Hayashi C., Progr. Theor. Phys. 42, 781.  
 Хуанг, 1968 — Huang S.-S., Ann. astroph. 31, No. 4, 379.  
 Чандрасекхар, 1964 — Chandrasekhar S., ApJ 140, No. 2, 599.

Астрономический институт  
АН УзССР

Поступила в редакцию  
9 декабря 1974 г.