

## ОТ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ К ТЕСНЫМ ДВОЙНЫМ ЗВЕЗДАМ И ГАЛАКТИКАМ

© 2020 г. В. В. Саргсян<sup>1),2)\*</sup>, Х. Ленске<sup>2)</sup>, Г. Г. Адамян<sup>1)\*\*</sup>, Н. В. Антоненко<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 28.08.2019 г.; после доработки 28.08.2019 г.; принята к публикации 28.08.2019 г.

Рассматривается эволюция тесных двойных космических объектов по координате массовой асимметрии. Анализируются условия образования устойчивых симметричных двойных звезд и галактик. Объяснена роль симметризации двойной системы в преобразовании потенциальной энергии во внутреннюю энергию и выделении большого количества энергии.

DOI: 10.31857/S0044002720010134

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В тесных двойных звездных или галактических системах, в которых две компоненты почти соприкасаются [1–5], передача вещества между компонентами является важной динамической наблюдаемой. Поэтому имеет смысл изучить эволюцию таких систем по координате массовой асимметрии  $\eta = (M_1 - M_2)/(M_1 + M_2)$ , где  $M_k$  ( $k = 1, 2$ ) — массы компонент двойной системы. В этом исследовании можно использовать теоретические методы, которые успешно применяются к соответствующим процессам в ядерных системах, где массовая асимметрия является важной коллективной координатой, управляющей полным или неполным слиянием двух тяжелых ядер [6, 7]. Очевидно, что ядерная динамика сильно отличается от гравитационного взаимодействия двойных звезд. В ядерных реакциях преобладает короткодействующее сильное взаимодействие, на которое накладываются дальнедействующие (отталкивающие) кулоновские и центробежные силы. Однако расширив методы и результаты фемтомасштабной микроскопической ядерной физики до масштабов макроскопических двойных звездных или галактических систем, было бы интересно сравнить управляющие потенциалы  $U(\eta)$  для двойных космических систем с управляющими потенциалами микроскопических двойных ядерных систем [6–8].

Наш теоретический подход представлен в разд. 2. Нами исследуется поверхность потенциальной энергии тесной двойной звездной или галактической системы для нахождения траектории

системы по координате массовой асимметрии. В разд. 3 применяется метод для изучения эволюции конкретных тесных двойных звездных и галактических систем. Показано, что происходит симметризация изначально асимметричной двойной системы и передача массы является одним из важных источников преобразования гравитационной энергии в другие виды энергии во Вселенной. В разд. 4 перечислены полученные нами результаты.

### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Полная потенциальная энергия двойной звездной или галактической системы

$$U = U_1 + U_2 + V \quad (1)$$

является суммой потенциальных энергий  $U_k$  ( $k = 1, 2$ ) компонент и энергии взаимодействия  $V$  между ними. Поскольку абсолютные значения  $U_k$  ( $k = 1, 2$ ) и  $V$  намного больше энергии излучения, последней можно пренебречь. Энергию компоненты “ $k$ ” двойной системы можно представить в следующем виде:

$$U_k = -\omega_k \frac{GM_k^2}{2R_k}, \quad (2)$$

где  $G$ ,  $\omega_k$ ,  $M_k$  и  $R_k$  — гравитационная постоянная, безразмерный структурный фактор, масса и радиус компоненты соответственно. В общем случае безразмерный структурный фактор  $\omega_k$  определяется распределением плотности звезды. Используя известную из наблюдений связь

$$R_k = \frac{1}{g} M_k^n$$

между радиусом и массой объекта ( $n$  и  $g$  — константы), мы получаем

$$U_k = -\frac{Gg\omega_k M_k^{2-n}}{2}. \quad (3)$$

<sup>1)</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

<sup>2)</sup>Университет Юстуса Либиха, Гиссен, Германия.

\*E-mail: sargsyan@theor.jinr.ru

\*\*E-mail: adamian@theor.jinr.ru

Поскольку две компоненты двойной системы вращаются друг относительно друга вокруг общего центра масс, потенциал взаимодействия компонент

$$V(R) = V_{\text{grav}}(R) + V_{\text{rot}}(R) = -\frac{GM_1M_2}{2R_m} \quad (4)$$

содержит вместе с гравитационной энергией взаимодействия  $V_{\text{grav}} = -\frac{GM_1M_2}{R}$  также кинетическую энергию орбитального вращения  $V_{\text{rot}} = \frac{\mu v^2}{2}$ . Здесь  $\mu = \mu(\eta) = \frac{M_1M_2}{M} = \frac{M}{4}(1 - \eta^2)$ ,  $v = (GM[2/R - 1/R_m])^{1/2}$  и  $R_m$  являются приведенной массой, скоростью и большой полуосью эллиптической орбиты соответственно [1–4]. Уравнение (4) можно переписать в следующем виде:

$$V = -\omega_V G(M_1M_2)^3/2, \quad (5)$$

где

$$\omega_V = \frac{1}{M^2\mu_i^2 R_{mi}}$$

и  $\mu_i = \mu(\eta_i) = \frac{M_{1i}M_{2i}}{M} = \frac{M}{4}(1 - \eta_i^2)$  и  $R_{mi}$  являются соответственно значениями приведенной массы и расстояния в начальной (до передачи массы) двойной системе. При выводе формулы (5) использовалось соотношение

$$R_m = \left(\frac{\mu_i}{\mu}\right)^2 R_{mi}, \quad (6)$$

полученное из законов Кеплера.

Используя (3) и (5), получаем окончательное выражение

$$U = -\frac{G}{2} \left( g[\omega_1 M_1^{2-n} + \omega_2 M_2^{2-n}] + \omega_V [M_1 M_2]^3 \right) \quad (7)$$

для полной потенциальной энергии (1) двойной системы. Для рассматриваемых двойных систем,  $v(R_m) \ll c$ , где  $c$  — скорость света, и соответственно можно пренебречь релятивистскими эффектами. Поскольку  $GM_k/R_m \ll c^2$ , гравитационное поле можно считать слабым и использовать закон тяготения Ньютона.

### 2.1. Двойные звезды

Для расчета безразмерного структурного фактора  $\omega_k$  мы используем модель одинарной звезды, предложенную в работе [3], поскольку данная модель хорошо описывает наблюдаемые соотношения между температурой, радиусом, массой и светимостью звезды, распределение звезд по массам, магнитные поля звезд, спектры сейсмических

колебаний Солнца и т. д. Используя значение безразмерного структурного фактора

$$\omega_k = 1.644 \left( \frac{M_\odot}{M_k} \right)^{1/4} \quad (8)$$

из работы [3], наблюдаемое соотношение радиус–масса

$$R_k = \frac{1}{g} M_k^{2/3} = R_\odot \left( \frac{M_k}{M_\odot} \right)^{2/3}$$

и связь между координатой массовой асимметрии  $\eta$  и массами звезд  $M_1 = \frac{M}{2}(1 + \eta)$ ,  $M_2 = \frac{M}{2}(1 - \eta)$  в бинарной системе, получаем из (7)

$$U = -\frac{GM_\odot^2}{2R_\odot} \left( \alpha [(1 + \eta)^{13/12} + (1 - \eta)^{13/12}] + \beta [1 - \eta^2]^3 \right), \quad (9)$$

где

$$\alpha = 1.644 \left( \frac{M}{2M_\odot} \right)^{13/12}$$

и

$$\beta = \left( \frac{\pi^2 M_\odot^5 R_\odot^3}{32 G \mu_i^6 P_{\text{orb},i}^2} \right)^{1/3} \left( \frac{M}{2M_\odot} \right)^{11/3} = \frac{GM_\odot^5}{2L_i^2} \left( \frac{M}{2M_\odot} \right)^5.$$

Для получения  $\beta$  используем третий закон Кеплера, связывающий полуось

$$R_{mi} = \left( \frac{GM P_{\text{orb},i}^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} \quad (10)$$

с периодом орбитального вращения  $P_{\text{orb},i}$  начальной двойной звездной системы с  $\eta = \eta_i$ . Как видно из уравнения (9), устойчивость двойной звездной системы зависит от периода  $P_{\text{orb},i}$  или орбитального углового момента  $L_i = \mu_i (GM R_{mi})^{1/2} = \mu_i (G^2 M^2 P_{\text{orb},i} / (2\pi))^{1/3}$  начальной (до передачи материи) двойной звездной системы и полной массы  $M$ .

Используя (9), мы можем изучить эволюцию двойной звездной системы по координате массовой асимметрии  $\eta$ . Экстремальные точки потенциальной энергии находятся путем численного решения следующего уравнения:

$$\frac{\partial U}{\partial \eta} = -\frac{GM_\odot^2}{2R_\odot} \left( \frac{13}{12} \alpha [(1 + \eta)^{1/12} - (1 - \eta)^{1/12}] - 6\beta \eta [1 - \eta^2]^2 \right). \quad (11)$$

Видно, что  $\eta = \eta_m = 0$  (симметричная двойная система) является корнем уравнения (11) и потенциал в этой точке имеет минимум, если

$$\alpha < \alpha_{cr} = \frac{432}{13}\beta$$

или

$$P_{orb,i} < \frac{128.5\pi}{(1-\eta_i^2)^3} \left( \frac{R_\odot^3}{GM_\odot} \right)^{1/2} \left( \frac{M}{2M_\odot} \right)^{7/8}$$

и максимум, если

$$\alpha > \alpha_{cr}.$$

Минимум при  $\eta = 0$  располагается симметрично между двумя барьерами при  $\eta = \pm\eta_b$ . Разлагая уравнение (11) до третьей степени по  $\eta$  и решая его, находим

$$\eta_b = 2^{-1/2} \left( \frac{864^2\beta - 22464\alpha}{864^2\beta + 3289\alpha} \right)^{1/2}.$$

С уменьшением отношения  $\alpha/\beta$  увеличивается  $U(\eta_b) - U(0)$  и симметричная двойная звездная система становится более устойчивой. Для двойной системы с  $|\eta_i| \neq 0$  и  $|\eta_i| < \eta_b$  энергетически выгодна эволюция в направлении более симметричных конфигураций. То есть изначально асимметричная двойная система ( $|\eta| = |\eta_i| < \eta_b$ ) движется в сторону массовой симметрии, что предполагает поток массы в направлении равновесия и увеличение внутренней энергии звезд на величину  $\Delta U = U(\eta_i) - U(\eta = 0)$ . Если  $\beta \gg \gg \frac{1}{66}\alpha$ , то  $\eta_b \rightarrow 2^{-1/2} \approx 0.71$ . В этом случае условие  $0 < \eta_b < 2^{-1/2}$  означает, что асимметричная система с отношением масс  $M_1/M_2 > (1 + 2^{1/2})^2 \approx 6$  эволюционирует в сторону более асимметричных конфигураций и относительное расстояние между компонентами растет в ходе этой эволюции. Такие нестабильные двойные звезды с  $|\eta| > \eta_b$  вряд ли будут существовать достаточно долго. И действительно, тесные двойные звезды с большим массовым отношением являются очень редкими объектами. Надо отметить, что данное ограничение на отношение масс практически не зависит от соотношения радиус–масса.

## 2.2. Двойные галактики

Используя значение безразмерного структурного фактора  $\omega_k = 1$ , наблюдаемое для галактик с большой массой  $M_{1i,2i} > 10^{10} M_\odot$ , соотношение радиус–масса [5]

$$R_k = \frac{1}{g} M_k^{2/3} = \left( R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2} \right)^{2/5} \left( \frac{M_k}{M} \right)^{2/5}$$

( $M_{1i,2i}$  и  $R_{1i,2i} = \frac{1}{g} M_{1i,2i}^{2/5}$  — массы и радиусы компонент начальной (до передачи материи) двойной системы) и связь между координатой  $\eta$  и массами галактик  $M_1 = \frac{M}{2}(1 + \eta)$ ,  $M_2 = \frac{M}{2}(1 - \eta)$  в бинарной системе, получаем из (7)

$$U = -\alpha[(1 + \eta)^{8/5} + (1 - \eta)^{8/5}] - \beta[1 - \eta^2]^3, \quad (12)$$

где

$$\alpha = \frac{GM^2}{2^{13/5} \left( R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2} \right)^{2/5}}$$

и

$$\beta = \frac{GM^2}{128} \frac{(R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2})^4}{R_{mi} R_{1i}^5 R_{2i}^5}.$$

Для расчета  $\alpha$  и  $\beta$  используем наблюдаемые значения  $M$ ,  $R_{1i}$ ,  $R_{2i}$  и  $R_{mi} = \frac{\pi}{4} X$ , где  $X$  — проекция линейного расстояния между компонентами двойной галактики из каталога изолированных пар галактик [5]. Потенциальная энергия имеет минимум при  $\eta = \eta_m = 0$ , если

$$\alpha < \alpha_{cr} = \frac{25}{8}\beta$$

или

$$R_{mi} < \frac{25 \left( R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2} \right)^{22/5}}{2^{37/5} R_{1i}^5 R_{2i}^5}$$

и максимум, если

$$\alpha > \alpha_{cr}.$$

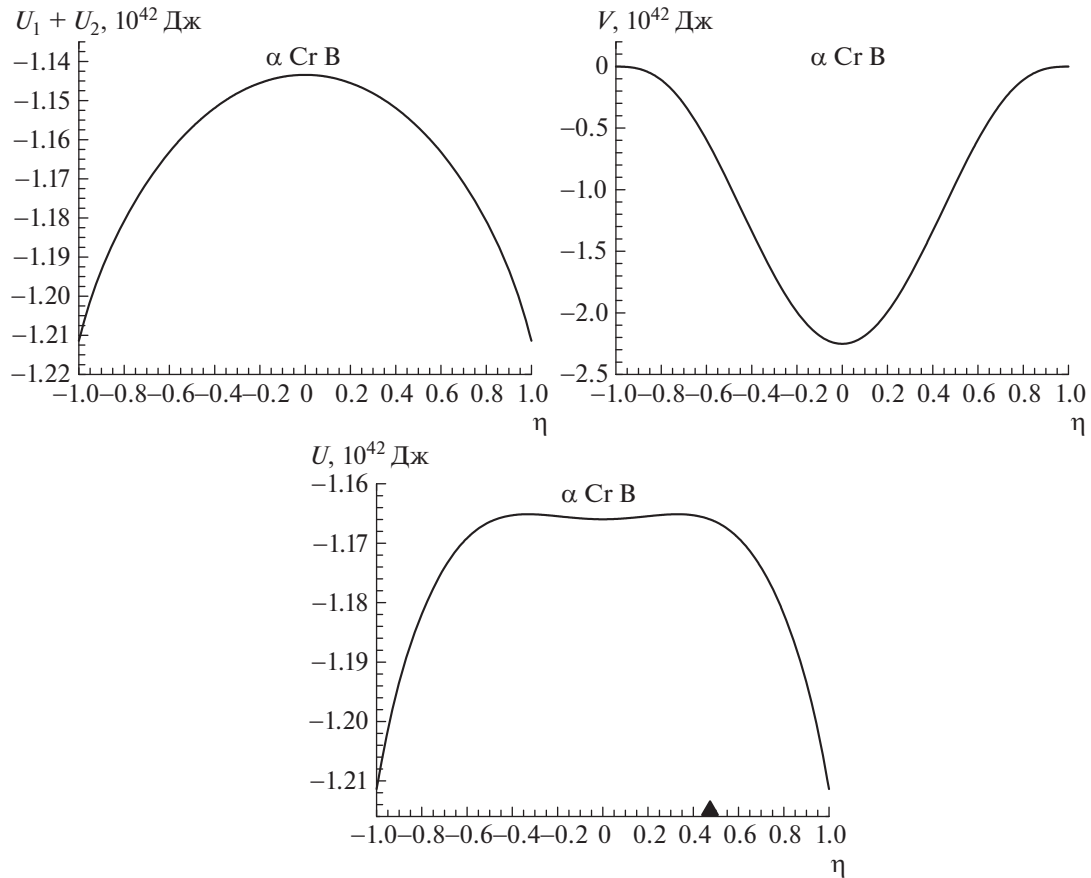
Видно, что экстремальные точки потенциала зависят только от  $R_{mi}$  и  $R_{1i,2i}$ . Следует отметить, что для касательных двойных систем ( $R_{mi} \approx R_{1i} + R_{2i}$ ) симметричный минимум существует, поскольку условие  $\alpha < \frac{25}{8}\beta$  или  $\frac{25 \left( R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2} \right)^{22/5}}{16 \left( 4R_{1i}^{5/2} R_{2i}^{5/2} \right)^{11/5}} > 1$  всегда выполняется.

Разлагая уравнение  $\frac{\partial U}{\partial \eta} = 0$  до третьей степени по  $\eta$  и решая его, находим положения

$$\eta = \pm\eta_b = \pm 2^{-1/2} \left( \frac{1875\beta - 600\alpha}{1875\beta + 28\alpha} \right)^{1/2} \approx \quad (13)$$

$$\approx \pm 2^{-1/2} \left[ 1 - \frac{2^{37/5} R_{mi} R_{1i}^5 R_{2i}^5}{25 \left( R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2} \right)^{22/5}} \right]^{1/2}$$

барьеров ( $\alpha < \alpha_{cr}$ ). Отсюда видно, что  $\eta_b < 2^{-1/2} \approx 0.71$ . Данное условие означает, что в сильно асимметричной бинарной системе с отношением масс  $M_{1i}/M_{2i} > (1 + 2^{1/2})^2 \approx 6$  галактики



**Рис. 1.** Рассчитанные управляющие потенциалы  $U(\eta)$  для указанных тесных двойных звезд. Стрелки на оси абсцисс указывают значения  $\eta_i$  для соответствующих начальных двойных систем.

должны удаляться друг от друга. Действительно, двойные галактики с большим отношением масс являются редкими объектами [5].

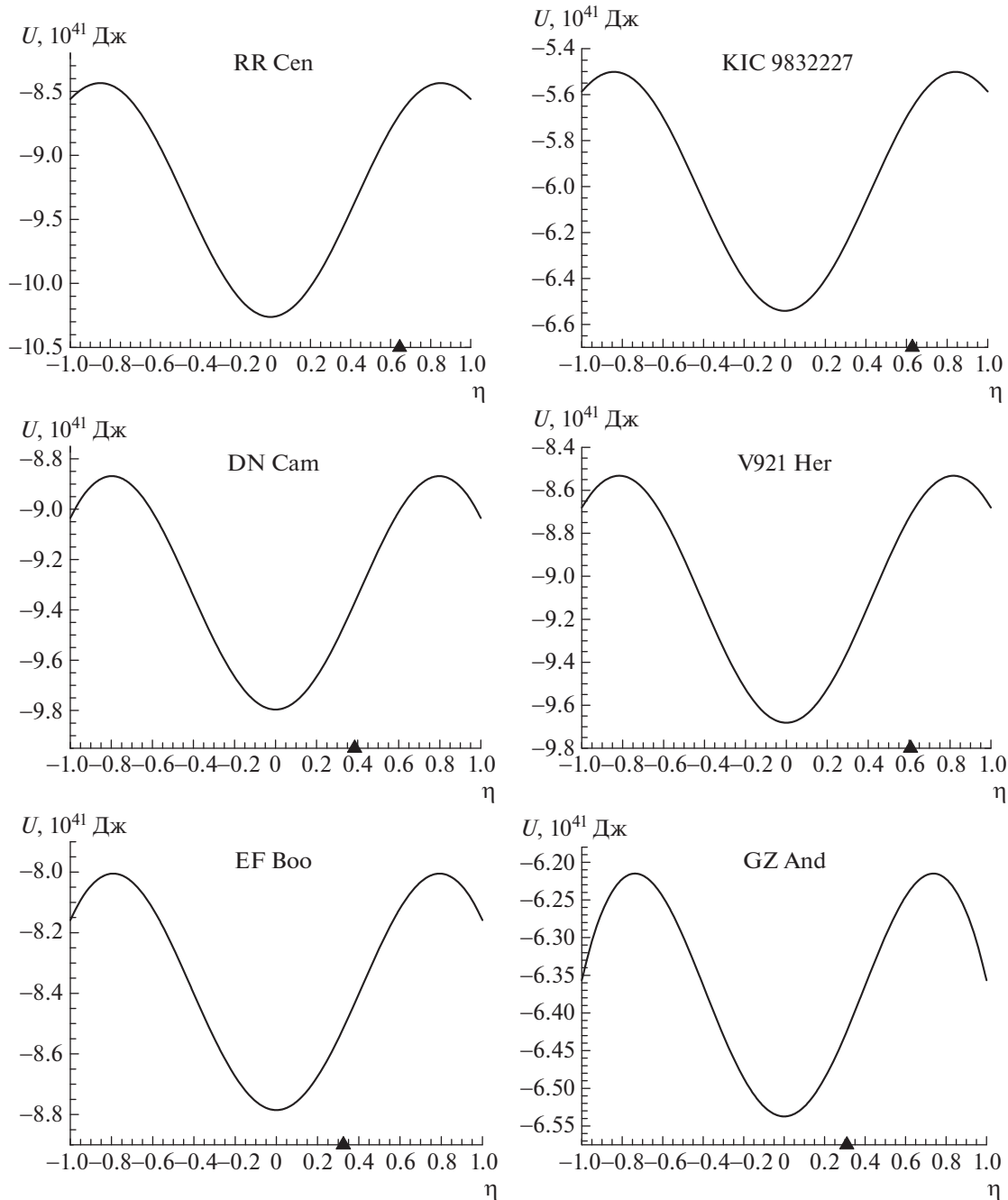
### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

#### 3.1. Приложение к тесным двойным звездам

В наших расчетах предполагается, что при эволюции двойной звезды по  $\eta$  орбитальный момент импульса  $L_i$  и полная масса  $M$  сохраняются. Орбитальный момент импульса  $L_i$  рассчитывается с использованием наблюдаемых масс звезд  $M_{1i,2i}$  и периода  $P_{\text{orb},i}$  орбитального вращения начальной двойной звезды. Различные двойные звезды имеют разные значения  $M$  и  $L_i$  и соответственно разные формы потенциальной энергии. На рис. 1 и 2 представлены зависимости потенциальных энергий (управляющие потенциалы)  $U(\eta)$  тесных двойных звездных систем от  $\eta$ . Для всех приведенных систем  $\alpha < \alpha_{cr}$  или

$$L_i < [10.1GR_{\odot}M_{\odot}^3]^{1/2} \left( \frac{M}{2M_{\odot}} \right)^{47/24}$$

и соответственно потенциальные энергии имеют симметричные барьеры при  $\eta = \pm\eta_b$  и минимум при  $\eta = \eta_m = 0$ . Как видно на рис. 1, барьер по  $\eta$  возникает в результате конкуренции полной гравитационной энергии звезд  $U_1 + U_2$  и потенциала взаимодействия между звездами  $V$ , поскольку  $U_1 + U_2$  уменьшается, а  $V$  увеличивается с изменением  $\eta$  от 0 до  $\pm 1$ . Следует подчеркнуть, что управляющие потенциалы  $U(\eta)$  для двойных звездных систем выглядят также, как управляющие потенциалы для микроскопических двойных ядерных систем [6–8]. Эволюция двойной звездной системы зависит от начальной массовой асимметрии  $\eta = \eta_i$  при ее формировании. Если исходная двойная звезда асимметрична, но  $|\eta_i| < \eta_b$ , то энергетически выгодно эволюционировать по  $\eta$  к конфигурации с глобальным минимумом при  $\eta = 0$ , т.е. в сторону образования симметричной двойной звезды. Вещество из более тяжелой звезды может передаться в соседнюю легкую звезду, обеспечивая симметризацию двойной звезды без дополнительной затраты энергии. Симметризация асимметричной двойной звезды приводит к уменьшению потенциальной энергии  $U$  или преобразованию потенци-



**Рис. 2.** Рассчитанные управляющие потенциалы  $U(\eta)$  для указанных тесных двойных звезд. Стрелки на оси абсцисс указывают значения  $\eta_i$  для соответствующих начальных двойных систем.

альной энергии во внутреннюю энергию звезд. В результате образуется двойная звезда с большой энергией возбуждения. Например, в двойных системах RR Cen ( $\eta_i = 0.65$ ), V402 Aur ( $\eta_i = 0.66$ ) и V921 Her ( $\eta_i = 0.61$ ) при симметризации внутренние энергии звезд увеличиваются на величину  $\Delta U = U(\eta_i) - U(\eta = 0) = 2 \times 10^{41}, 10^{41}$  и  $10^{41}$  Дж соответственно. Поскольку большинство тесных двойных звезд являются асимметричными, процесс

симметризации приводит к выделению большого количества энергии в этих системах и может быть важным источником энергии во Вселенной (см. табл. 1). Заметим, что учет потери углового момента приведет к увеличению значения  $\Delta U$ . Из табл. 1 видно, что барьеры  $B_\eta = U(\eta_b) - U(\eta_i)$  по  $\eta$  достаточно высоки для систем с  $|\eta_i| < \eta_b$ , следовательно, образование сильно асимметричных конфигураций посредством тепловых флуктуаций  $\eta$

**Таблица 1.** Рассчитанные величины  $\omega_1, \omega_2, \beta/\alpha, \Delta U = U(\eta_i) - U(\eta = 0), B_\eta = U(\eta_b) - U(\eta_i)$  и данные наблюдений  $M_1/M_\odot, M_2/M_\odot$  [9, 10] для указанных тесных двойных звезд

Системы	$M_1/M_\odot$	$M_2/M_\odot$	$\omega_1$	$\omega_2$	$\beta/\alpha$	$\Delta U$ , Дж	$B_\eta$ , Дж
AB And	1.01	0.49	1.64	1.96	0.261	$2 \times 10^{40}$	$3 \times 10^{40}$
GZ And	1.12	0.59	1.60	1.88	0.283	$2 \times 10^{40}$	$4 \times 10^{40}$
V417 Aql	1.40	0.50	1.51	1.96	0.359	$5 \times 10^{40}$	$3 \times 10^{40}$
SS Ari	1.31	0.40	1.54	2.07	0.372	$6 \times 10^{40}$	$2 \times 10^{40}$
V402 Aur	1.64	0.33	1.45	2.17	0.512	$10^{41}$	$10^{40}$
TY Boo	0.93	0.40	1.67	2.07	0.275	$2 \times 10^{40}$	$2 \times 10^{40}$
EF Boo	1.61	0.82	1.46	1.73	0.282	$3 \times 10^{40}$	$5 \times 10^{40}$
AO Cam	1.12	0.49	1.60	1.97	0.295	$3 \times 10^{40}$	$3 \times 10^{40}$
DN Cam	1.85	0.82	1.41	1.73	0.298	$4 \times 10^{40}$	$5 \times 10^{40}$
TX Cnc	0.91	0.50	1.68	1.96	0.212	$9 \times 10^{39}$	$2 \times 10^{40}$
RR Cen	2.09	0.45	1.37	2.01	0.542	$2 \times 10^{41}$	$2 \times 10^{40}$
V752 Cen	1.30	0.40	1.54	2.07	0.391	$6 \times 10^{40}$	$2 \times 10^{40}$
V757 Cen	0.88	0.59	1.70	1.88	0.212	$5 \times 10^{39}$	$3 \times 10^{40}$
VW Cep	0.93	0.40	1.67	2.07	0.300	$2 \times 10^{40}$	$2 \times 10^{40}$
TW Cet	1.06	0.61	1.62	1.86	0.258	$10^{40}$	$4 \times 10^{40}$
RW Com	0.56	0.20	1.90	2.46	0.283	$10^{40}$	$8 \times 10^{39}$
RZ Com	1.23	0.55	1.56	1.91	0.303	$3 \times 10^{40}$	$3 \times 10^{40}$
V921 Her	2.07	0.51	1.37	1.95	0.364	$10^{41}$	$2 \times 10^{40}$

сильно подавлено. С уменьшением отношения  $\alpha/\beta$  значение барьера  $B_\eta$  увеличивается.

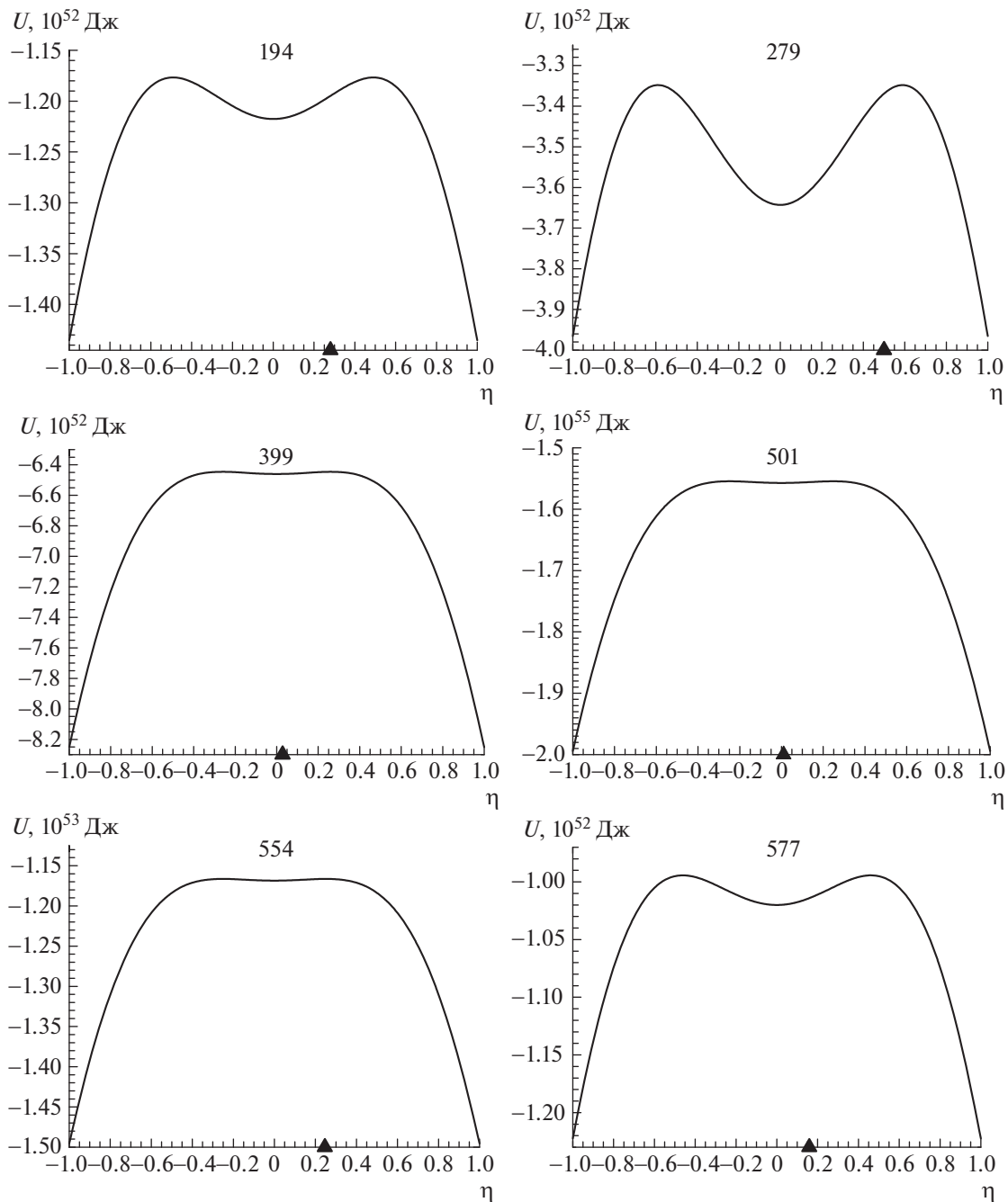
Если  $|\eta_i| > \eta_b$  или  $\eta_b = 0$ , то двойная звезда нестабильна и эволюционирует в противоположную сторону, становясь более асимметричной. Вещество передается из легкой звезды в тяжелую звезду без дополнительной внешней энергии. Мы нашли в данных только одну единственную тесную двойную звезду,  $\alpha$  Cr B ( $M_1 = 2.58M_\odot, M_2 = 0.92M_\odot, \omega_1 = 1.30, \omega_2 = 1.68, \beta/\alpha = 0.039$ ), для которой  $|\eta_i| = 0.47 > \eta_b = 0.33$  (рис. 1).

Особый интерес представляет двойная система KIC 9832227, звезды которой, как предсказано в работе [10], должны сливаться в 2022 г., освещая небо как светящаяся красная новая. Согласно нашим предсказаниям слияние звезд в KIC 9832227 ( $\eta_i = 0.63, \eta_b = 0.84$ ) исключено (см. рис. 2). Для этой асимметричной системы мы предсказываем эволюцию к симметричной конфигурации с  $\eta = 0$ . Вещество должно передаваться от тяжелой звезды к легкой, а относительное расстояние между двумя звездами и период орбитального вращения уменьшаться. При том должно выделяться огромное количество энергии  $\Delta U \approx 10^{41}$  Дж. Как видно из

рис. 1, двойные звезды KIC 9832227 и RR Cen ( $\eta_i = 0.65, \eta_b = 0.85$ ) имеют практически одинаковые  $\eta_i, \eta_b$  и управляющие потенциалы, поэтому желательно также наблюдение и за двойной звездой RR Cen. Следует заметить, что данные наблюдения [11] также опровергают предсказания работы [10].

### 3.2. Приложение к тесным двойным галактикам

В расчетах мы используем следующие данные наблюдений из каталога изолированных пар галактик [5]: линейные диаметры галактик  $A_{25}(1i, 2i) = 2R_{1i,2i}$ , проекцию линейного расстояния  $X$  между компонентами двойной галактики и полную орбитальную массу  $M$  пары. В рассматриваемых тесных двойных галактиках среднее относительное расстояние  $R_{mi} = \frac{4}{\pi}X$  между галактиками сопоставимо с суммой радиусов этих галактик [5]. Передача массы между галактиками в двойной системе тесно связана с их радиусами и относительным расстоянием. Поскольку  $M_{1i,2i} = MR_{1i,2i}^{5/2} / (R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2})$ , начальная



**Рис. 3.** Рассчитанные гравитационная энергия  $U_1 + U_2$  звезд, энергия взаимодействия между звездами  $V$  и полная потенциальная энергия  $U$  как функции  $\eta$  для тесной двойной звезды  $\alpha$  Сг В. Стрелка на оси абсцисс указывает значение  $\eta_i$  для начальной двойной системы.

массовая асимметрия  $\eta = \eta_i$  зависит от  $n$ :  $\eta_i = (R_{1i}^{5/2} - R_{2i}^{5/2}) / (R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2})$ . Ниже рассмотрим тесные двойные эллиптические галактики. Поскольку двойные галактики имеют разные  $R_{mi}$ ,  $R_{1i,2i}$ , то формы управляющих потенциалов  $U(\eta)$  различаются (рис. 3). Для всех представленных систем [5]  $\alpha < \alpha_{cr} = \frac{25}{8}\beta$  и, следовательно, потенциальная энергия имеет симметричный барьер

при  $\eta = \pm\eta_b$  и минимум при  $\eta = \eta_m = 0$ . Следует подчеркнуть подобие между управляющими потенциалами  $U(\eta)$  для макроскопических двойных галактик и звезд и микроскопических двойных ядерных систем [6–8]. Результаты расчетов показывают, что все двойные системы эволюционируют к симметричной конфигурации с  $\eta = 0$ . Заметим, что траектория эволюции тесной двойной галактики зависит от начальной массовой асимметрии

**Таблица 2.** Рассчитанные ( $n = 2/5$ ) величины  $|\eta_i|$ ,  $\eta_b$ ,  $\Delta U = U(\eta_i) - U(\eta = 0)$ ,  $B_\eta = U(\eta_b) - U(\eta_i)$  и данные наблюдений (порядковый номер и морфологический тип  $Ty$  галактики по классификации Хаббла, суммарная орбитальная масса пары  $M/M_\odot$  в единицах массы Солнца, проекция линейного расстояния  $X$  между компонентами, линейные диаметры  $A_{25}(1i) = 2R_{1i}$  и  $A_{25}(2i) = 2R_{2i}$  компонент) тесных двойных эллиптических галактик из каталога изолированных пар галактик [5]

Система	$Ty$	$M/M_\odot$	$X$ , кпк	$A_{25}(1i)$ , кпк	$A_{25}(2i)$ , кпк	$ \eta_i $	$\eta_b$	$\Delta U$ , Дж	$B_\eta$ , Дж
194	Е-Е	$2.72 \times 10^{11}$	27.0	36.9	29.3	0.28	0.42	$2 \times 10^{50}$	$2 \times 10^{50}$
279	Е-Е	$3.76 \times 10^{11}$	20.6	27.2	17.5	0.50	0.59	$3 \times 10^{51}$	$2 \times 10^{50}$
399	Е-Е	$5.84 \times 10^{11}$	28.2	27.1	26.5	0.03	0.27	$3 \times 10^{48}$	$2 \times 10^{50}$
501	Е-Е	$1.05 \times 10^{13}$	38.3	36.0	35.7	0.01	0.25	$1 \times 10^{50}$	$3 \times 10^{52}$
554	Е-Е	$1.05 \times 10^{12}$	57.6	52.2	42.7	0.25	0.26	$2 \times 10^{50}$	$2 \times 10^{48}$
577	Е-Е	$2.27 \times 10^{11}$	21.3	29.0	25.5	0.16	0.46	$6 \times 10^{49}$	$2 \times 10^{50}$

$\eta = \eta_i$  при ее формировании. Если исходная двойная галактика асимметрична, но  $|\eta_i| < \eta_b$ , то энергетически выгодно эволюционировать по  $\eta$  в сторону глобального минимума при  $\eta = 0$ , т.е. сформировать симметричную двойную систему. Материя из более тяжелого партнера может свободно переноситься в соседнюю более легкую галактику, обеспечивая симметризацию двойной галактики без дополнительной внешней энергии. Симметризация начальной асимметричной двойной галактики приводит к уменьшению потенциальной энергии  $U$ , превращая потенциальную энергию во внутреннюю кинетическую энергию. Например, для тесных эллиптических двойных галактик 194 ( $\eta_i = 0.28$ ), 279 ( $\eta_i = 0.50$ ) и 554 ( $\eta_i = 0.25$ ) [5], при симметризации внутренние энергии галактик будут увеличиваться на величину  $\Delta U = U(\eta_i) - U(\eta = 0) = 2 \times 10^{50}$ ,  $3 \times 10^{51}$  и  $2 \times 10^{50}$  Дж соответственно (рис. 3 и табл. 2). Поскольку большинство тесных двойных галактик являются асимметричными, процесс симметризации приводит к выделению большого количества энергии в этих системах (табл. 2).

Барьеры  $B_\eta$  по  $\eta$  в системах ( $|\eta_i| < \eta_b$ ) из табл. 2 достаточно велики, и, как следствие, асимметризация двойных галактик по массовой координате посредством тепловых флуктуаций  $\eta$  сильно подавлена. Если  $|\eta_i| > \eta_b$  или  $\eta_b = 0$ , то двойная галактика нестабильна и эволюционирует в сторону более асимметричных конфигураций без затрат энергии. Асимметризация может начаться как процесс слияния (одна галактика “поглощает” другую галактику), но как только достигается критическая массовая асимметрия, система начинает эволюционировать в сторону быстрого разделения компонент с образованием двух изолированных галактик с большим отношением масс. Этот сценарий соответствует неполному слиянию галактик. Таким образом, источником расширения двойной

галактики является передача массы из более легкой компоненты в тяжелую. Необходимым и достаточным условием для этого является выполнение неравенства

$$R_{mi} > \frac{0.15 \left( R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2} \right)^{22/5}}{R_{1i}^5 R_{2i}^5}.$$

Этот механизм можно обобщить на случаи нескольких галактик, групп галактик и ассоциаций галактик.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами показано, что коллективная координата массовой асимметрии (передача массы) играет сопоставимо важную роль как в макроскопических двойных звездах и галактиках, так и в микроскопических двойных ядерных системах. В тесных двойных системах координата массовой асимметрии управляет асимметризацией (передача массы от более легкого партнера к более тяжелому) и симметризацией (передача массы от более тяжелого партнера к более легкому) системы. Симметризация двойных галактик приводит к выделению большого количества энергии, около  $10^{49-51}$  Дж, достигая значения энергии, которая выделяется при взрыве новых или даже близкого к взрывам сверхновых. Таким образом, симметризация тесной двойной галактики за счет передачи массы является одним из важных источников преобразования гравитационной энергии в другие виды энергии, например в энергию излучения, во Вселенной. Симметризация двойной системы приведет к  $M_1/M_2 \rightarrow 1$ ,  $L_1/L_2 \rightarrow 1$  ( $L_i$  — светимость),  $R_1/R_2 \rightarrow 1$ , которые являются наблюдаемыми величинами. Асимметризация эквивалентна неполному слиянию компонент двойной системы. Асимметризация является также источником расширения двойной галактики. Разделение компонент



двойной галактики друг от друга можно представить как аналог расширения Вселенной в рамках двойной системы. Были определены и исследованы условия, при которых реализуются процессы асимметризации или симметризации. Эти условия главным образом зависят от относительного расстояния между начальными галактиками и их линейных размеров. Получено ограничение существования двойной системы при массовых отношениях  $M_{1i}/M_{2i} > 6$ .

В. В. С. благодарен фонду Александра фон Гумбольда (Бонн) за частичную поддержку. Данная работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (No. 17-52-12015) и DFG (Le439/16).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. A. Boyarchuk, D. V. Bisikalo, O. A. Kuznetsov, and V. M. Chechetkin, *Mass Transfer in Close Binary Stars* (Teylor and Francis, London, New York, 2002).
2. P. P. Eggleton, *Evolutionary Processes in Binary and Multiple Stars* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2006).
3. Б. В. Васильев, *Астрофизика и астрономические измерения* (Физматлит, Москва, 2012); Univ. J. Phys. Applic. **2**, 257, 284, 328 (2014); <http://astro07.narod.ru>
4. А. М. Черепашук, *Тесные двойные звезды* (Физматлит, Москва, 2013), ч. 1, 2.
5. И. Д. Караченцев, *Двойные галактики* (Наука, Москва, 1987).
6. G. G. Adamian, N. V. Antonenko, and W. Scheid, Lect. Notes Phys. **848**, *Clusters in Nuclei*, Vol. 2, Ed. by Ch. Beck (Springer-Verlag, Berlin, 2012), p. 165.
7. Г. Г. Адамян, Н. В. Антоненко, А. С. Зубов, ЭЧАЯ **45**, 1532 (2014) [Phys. Part. Nucl. **45**, 848 (2014)].
8. V. V. Sargsyan, H. Lenske, G. G. Adamian, and N. V. Antonenko, Int. J. Mod. Phys. E **27**, 1850063, 1850093 (2018).
9. K. Yakut and P. P. Eggleton, Astrophys. J. **629**, 1055 (2005); K. Gazeas and K. Stępień, MNRAS **390**, 1577 (2008).
10. L. A. Molnar, D. M. Van Noord, K. Kinemuchi, J. P. Smolinski, C. E. Alexander, E. M. Cook, B. Jang, H. A. Kobulnicky, C. J. Spedden, and S. D. Steenyk, arXiv: 1704.05502 (2017).
11. Q. J. Socia, W. F. Welsh, D. R. Short, J. A. Orosz, P. J. Angione, G. Windmiller, D. A. Caldwell, and N. M. Batalha, ApJL **864**, L32 (2018).

## FROM DINUCLEAR SYSTEM TO CLOSE BINARY STARS AND GALAXIES

V. V. Sargsyan<sup>1),2)</sup>, H. Lenske<sup>2)</sup>, G. G. Adamian<sup>1)</sup>, N. V. Antonenko<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

<sup>2)</sup> Justus Liebig University, Giessen, Germany

The evolution of compact binary space objects is considered in mass-asymmetry coordinate. The conditions for the formation of stable symmetric binary stars and galaxies are analyzed. The role of symmetrization of binary systems in the transformation of potential energy into internal energy and the release of a large amount of energy is revealed.