

# ЗАДАЧА

## Эволюция тесных двойных систем: численное моделирование при помощи «Машины сценариев»

### Введение

Одним из важнейших достижений естествознания XX века является открытие ядерной эволюции вещества. Поскольку почти все светящееся вещество Вселенной сосредоточено в звездах, то речь идет в первую очередь о звездной эволюции. Нормальные звезды, ближайшие из которых видны на ночном небосклоне, светят благодаря термоядерному синтезу, протекающему в их недрах, и, следовательно, продолжительность их жизни определяется и ограничивается запасами водорода, гелия и более тяжелых элементов вплоть до железа. Жизнь звезды малой или средней массы ( $\lesssim 10M_{\odot}$ ) завершается сжатием в компактное, размером с Землю, плотное образование – белый карлик (WD). Гравитационное поле массивных ( $10M_{\odot} \lesssim M \lesssim 20-30M_{\odot}$ ) звезд делает смерть звезды исключительно быстрым явлением, сопровождающимся коллапсом центральной ее части в нейтронную звезду (NS). Наружная часть «умирающей» звезды сбрасывается в межзвездное пространство в виде остатка сверхновой. Наконец, если масса звезды выше некоторого критического значения ( $\gtrsim 20-30M_{\odot}$ ), то в конце ее эволюции образуется черная дыра (BH).

Приблизительно половина звезд входит в состав двойных систем. За счет гравитационных сил они могут обмениваться друг с другом массой, делая возможным невозможное: те из них, которые, будучи одиночными, могли произвести лишь белые карлики, теперь в двойной системе могут рождать NS и даже BH. Обменом масс объясняется один из краеугольных парадоксов классической астрономии – парадокс Алголя, открытый советскими исследователями А.Г. Масевич и П.П. Паренаго еще в сороковые годы прошлого века. Он состоит в том, что менее массивная звезда в двойных системах может опережать в эволюции свою массивную соседку.

Картина эволюции двойных звезд неизмеримо сложнее, чем одиночных, и до конца еще не выяснена, поэтому приходится говорить не о законах их эволюции, а об эволюционных сценариях – последовательности эволюционных стадий, проходимых звездами в зависимости от начальных параметров: масс, большой полуоси двойной системы, магнитных полей и других параметров. К началу восьмидесятых годов XX века был сконструирован общий эволюционный сценарий, который успешно объяснял происхождение хорошо изученных нормальных звезд и предлагал потенциальное объяснение рентгеновских источников, открытых космическими аппаратами. Было понято, что эволюция похожа на ветвящееся генеалогическое древо, узлы которого – важные физические процессы, такие, как обмен масс между компонентами двойной, стадия с общей оболочкой (CE), потеря орбитального углового момента излучением гравитационных волн и т.д.



Рис 1: Схема расчета эволюции звезд в «Машине сценариев».

С другой стороны, стало ясно, что новые открытые катастрофические процессы должны происходить после образования компактной звезды (WD, NS или BH) в двойной системе. Очень важно принимать во внимание описанные в предыдущем абзаце процессы в случае белых карликов и нейтронных звезд, так как они имеют сильные магнитные поля и быстро вращаются. Был открыт новый феномен в звездной эволюции – эволюция гравимагнитных ротаторов. Астрофизические проявления замагниченных компактных звезд определены в основном их взаимодействием с окружающей плазмой посредством двух видов физических полей: электромагнитного и гравитационного, их собственная эволюция представляет собой постепенное изменение характера этого взаимодействия. Универсальность такого подхода не только в его способности дать очевидное объяснение таким различающимися объектам, как радиопульсары, рентгеновские пульсары, рентгеновские барстеры, катаклизмические переменные, полярны, транзиентные рентгеновские источники и многие другие (см. таб. 1), но и в возможности предсказать совершенно новые, пока не открытые объекты.

Поэтому реалистичный сценарий эволюции двойных звезд должен включать оба типа эволюции: ядерную эволюцию нормальной звезды, а также эволюцию замагниченного компактного объекта. Это усложняет древо сценария до такой степени, что еще около двадцати лет назад стала очевидной необходимость создания специального инструмента для численного исследования эволюции двойных. Так появилась «Машинa сценариев». В настоящее время это сложный программный комплекс для проведения популяционного синтеза двойных звезд, учитывающий множество физических процессов, влияющих на эволюцию и наблюдательные проявления самых разнообразных объектов.

В «Машинe сценариев» использован прямой метод статистического моделирования (метод Монте-Карло), в котором начальные параметры звезд (массы, большие полуоси орбит, магнитные поля и т.д.) выбираются случайным образом в соответствии с принятыми модельными распределениями (рис. 1). Расчет ведется следующим образом: в начальный момент компьютерного времени рождается двойная звезда со случайной массой первичного (более массивного) компонента, соответствующей экспериментально открытому закону Солпитера. Масса вторичного компонента определяется также случайно (по функции распределения по отношению масс компонент

Таблица 1: Примеры наблюдательных проявлений компактных звезд в двойных системах.

Название	Тип компоненты		$P_{\text{orb}}$	Спектр
	Первая	Вторая		
Рентгеновские пульсары	NS	OB-сверхгигант	$1^{\text{d}}-500^{\text{d}}$	10–20 кэВ,
	NS	Be-звезда	$15^{\text{d}}-500^{\text{d}}$	тепловой
	NS	Маломассивная с заполнением RL	$1^{\text{d}}?$	—//—
Рентгеновские барстеры Cyg X-3	NS	Маломассивная	$10^{\text{m}}-10^{\text{h}}$	мягкий тепловой
	BH?	WR	$4.8^{\text{h}}$	нетепловой
Кандидаты в черные дыры	BH	OB-сверхгигант	дни	тормозное излучение
				+ жесткий хвост
Рентгеновские новые	BH	Маломассивная	$6^{\text{h}}-6^{\text{d}}$	—//—
Катаклизмические переменные	WD	Маломассивная	$80^{\text{m}}-1.5^{\text{d}}$	УФ избыток
Промежуточные полярны	WD	Маломассивная с заполнением RL	$1^{\text{h}}-6^{\text{h}}$	—//—
Полярны	WD	Маломассивная с заполнением RL	$1^{\text{h}}-3^{\text{h}}$	20–30 % поляризации
Симбиотические двойные	WD	Красные сверхгиганты	годы	УФ избыток
Двойные радиопульсары	NS	NS		Радио

системы). Большая полуось двойной системы – еще один параметр системы, определяемый случайным образом – имеет плоское распределение в логарифмическом масштабе. Далее включается блок законов, описывающий ядерную эволюцию и процессы обмена масс звездами. После рождения компактной звезды подключается блок, рассчитывающий эволюцию замагниченных вращающихся компактных звезд. Когда проходит заданный промежуток времени (обычно он принимается равным возрасту Вселенной), расчет эволюции данной системы прекращается. По ходу вычислений в память компьютера могут записываться все необходимые физические параметры рассчитываемых объектов. Для проведения популяционного синтеза «Машина сценариев» рассчитывает значительное количество двойных звезд (как правило, один миллион, но, если в решаемой задаче требуется выявить очень редкие события или типы систем, это число увеличивают), затем, если требуется узнать число объектов или событий определенного типа в Галактике, результат нормируется на истинное число звезд в Млечном Пути.

Принципы работы «Машины сценариев» описаны в большом количестве работ, основные из которых приведены в списке литературы. На астрофизическом практикуме предлагается выполнить расчеты при помощи демонстрационной версии программы, которая рассчитывает один трек (последовательность эволюционных стадий), используя начальные параметры двойной системы, вводимые вручную.

## Эволюционные сценарии двойных систем

Для того, чтобы избежать излишних численных расчетов, эволюция каждой компоненты двойной системы представлена в «Машине сценариев» как последовательность конечного числа основных эволюционных стадий (главная последовательность, красный гигант, белый карлик и т.д.), для которых параметры звезд значительно отличаются. Предполагается, что на каждой такой стадии звезда не изменяет своих физических параметров (массу, радиус, светимость, темп потери вещества звездным ветром и др.), которые влияют на эволюцию компаньона. Каждый раз, когда звезда, эволюционирующая быстрее, переходит в следующую стадию своей эволюции, параметры обеих компонент системы пересчитываются. В зависимости от эволюционной стадии состояние звезды, эволюционирующей медленнее, изменяется или остается тем же самым. За некоторым исключением (общая оболочка и взрыв сверхновой) никаких мгновенных изменений состояния каждой звезды не происходит.

Эволюция в двойной системе, в отличие от эволюции одиночной звезды, определяется не только начальной массой и химическим составом. Это происходит благодаря тому, что более массивная первичная звезда может заполнить свою полость Роша, находясь на главной последовательности (MS), либо когда она уже имеет хорошо проэволюционировавшее (вырожденное) ядро, содержащее гелий, углерод или другие более тяжелые элементы.

В нашей задаче мы рассматриваем двойные с  $M_1 \geq 0.8M_\odot$  и одинаковым (солнечным) химическим составом. Процесс переноса масс между компонентами рассматривается, когда это приемлемо, как консервативный, т.е. полный угловой момент двойной системы сохраняется. Если темп аккреции вещества с одной звезды на другую достаточно высок (например, перенос массы имеет место на временном масштабе в несколько раз меньшем, чем тепловое время Кельвина-Гельмгольца для нормального компаньона) или компактный объект поглощается протяженной атмосферой компаньона, может начаться стадия общей оболочки (CE) эволюции двойной системы.

Другие случаи неконсервативной эволюции системы (например, стадии с сильным звездным ветром или стадии, когда потеря углового момента двойной системы происходит благодаря излучению гравитационных волн или магнитного звездного ветра) рассматриваются согласно некоторым широко известным допущениям.

Эволюция нормальной звезды подразделяется на четыре основных стадии:

- I звезда главной последовательности внутри своей полости Роша;
- II звезда после главной последовательности внутри своей полости Роша;
- III звезда главной последовательности или после нее, заполнившая свою полость Роша (идет перенос массы на второй компаньон);
- IV гелиевая звезда, оставшаяся после обмена масс; может быть в виде горячего белого карлика (для  $M \leq 2.5M_\odot$ ) или невырожденной гелиевой звезды (звезды Вольфа-Райе, если ее начальная масса на главной последовательности  $> 10M_\odot$ ).

Обычно эволюцию одиночной звезды схематично можно представить так: I  $\rightarrow$  II  $\rightarrow$  компактный остаток. В случае очень массивных звезд и в сценариях с большим темпом потери массы звездным ветром: I  $\rightarrow$  II  $\rightarrow$  IV  $\rightarrow$  компактный остаток. А эволюция звезды в двойной системе может идти следующим образом: I  $\rightarrow$  II  $\rightarrow$  III  $\rightarrow$  IV  $\rightarrow$  компактный остаток.

Формирование NS во время взрыва сверхновой обычно сопровождается катастрофической потерей массы, которая в большинстве случаев приводит к разрушению двойной системы (это называется механизмом Блау). Таким образом, молодая нейтронная звезда способна запомнить орбитальную скорость своего предшественника (порядка нескольких сотен километров в секунду до коллапса). Однако, диапазон звездных параметров (массы, радиусы, большие полуоси и т.д.) настолько широк, что некоторые системы должны оставаться двойными после коллапса одной из звезд. Стандартный сценарий эволюции двойной системы воспроизводит различные виды пульсаров и объясняет скорости радиопульсаров (порядка  $100\text{--}200\text{ км с}^{-1}$ ), измеренные вскоре после их открытия.

Недавно полученные новые измерения собственных движений радиопульсаров и расположение молодых пульсаров внутри остатков сверхновых наводят на мысль о больших скоростях, получаемых нейтронными звездами при рождении ( $\sim 500\text{--}900\text{ км с}^{-1}$ ), по сравнению со стандартным сценарием. Это вновь оживляет идею об асимметричном коллапсе сверхновой, впервые предложенную Озерным в 60-х годах прошлого века. Энергия, высвобождаемая в процессе коллапса, сравнима с энергией массы покоя всей звезды,  $\approx Mc^2$ . Поэтому даже небольшой анизотропии  $\alpha \simeq 10^{-6}$  было бы достаточно, для того чтобы остаток сверхновой покинул Галактику со скоростью  $w = \sqrt{2\alpha}c$ , где  $c$  — скорость света. Было предложено много механизмов анизотропии, среди них, например, асимметричное излучение нейтрино в сильном магнитном поле в течение коллапса и формирование двойной нейтронной звезды в течение коллапса ядра. Следует отметить, что реальная причина такой анизотропии остается невыясненной, также остается не вполне доказанной и реальность самого толчка во время коллапса ядер звезд.

В «Машине Сценариев» сверхновые определены следующим образом:

- SN Ia(wd) – слияние двух белых карликов с  $M_{\text{tot}} = M_1 + M_2 \geq M_{\text{Ch}}$ .
- SN Ia(aic) – коллапс белого карлика, вызванный аккрецией вещества со второго компонента системы.
- SN II – коллапс ядра звезды с начальной массой  $M > 10M_{\odot}$ , сохранившей свою водородную оболочку.
- SN Ib – то же, что и в случае SN II, но в таких двойных системах водородная оболочка первичной более массивной звезды в теряется из-за приливного взаимодействия между компонентами, либо к потере водородной оболочки приводит сильный звездный ветер.

## «Экология» магнитных ротаторов

Мы будем называть любой гравитационно связанный объект, имеющий угловой момент и собственное магнитное поле, «гравимагнитным ротатором» или просто ротатором. Для того чтобы определить свойства, присущие ротатору, достаточно трех параметров — массы  $M$ , полного углового момента  $J = I\omega$  ( $I$  — момент инерции,  $\omega$  — угловая скорость) и магнитного дипольного момента  $\mu$ .

В зависимости от соотношения таких параметров ротатора и окружающей его плазмы, как радиус останковки ( $R_{\text{stop}}$ ), радиус коротации ( $R_c$ ), радиус светового цилиндра ( $R_l$ ), радиусы Альвена ( $R_A$ ) и Шварцмана ( $R_{Sh}$ ), радиус гравитационного

захвата ( $R_G$ ), темп аккреции вещества ( $\dot{M}$ ) на ротатор последний может находиться на одной из следующих стадий (см. также таблицу 2):

Таблица 2: Классификация гравимагнитных ротаторов.

Краткое обозначение	Тип	Соотношения характерных радиусов	Темп аккреции	Наблюдательные проявления
E	Эжектор	$R_{st} > R_G$ $R_{st} > R_l$	$\dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}$	Радиопульсары
P	Пропеллер	$R_c < R_{st}$ $R_{st} \leq R_G$ $R_{st} \leq R_l$	$\dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}$	?
A	Аккректор	$R_{st} \leq R_G$ $R_{st} \leq R_l$	$\dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}$	Рентгеновские пульсары
G	Георотатор	$R_G < R_{st}$ $R_{st} \leq R_c$	$\dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}$	Земля, Юпитер
M	Магнетор	$R_{st} > a$ $R_c > a$ ?	$\dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}$	Поляры, аномальные рентгеновские пульсары, мягкие гамма повторители
SE	Супер-эжектор	$R_{st} > R_l$	$\dot{M}_c > \dot{M}_{cr}$	?
SP	Супер-пропеллер	$R_c < R_{st}$ $R_{st} \leq R_l$ $R_{st} \leq R_l$	$\dot{M}_c > \dot{M}_{cr}$	?
SA	Супер-аккректор	$R_{st} \leq R_c$ $R_{st} \leq R_G$	$\dot{M}_c > \dot{M}_{cr}$	?

**Эжекторы (E).** Будем называть эжектирующей нейтронной звездой (или проще — эжектором (E)) такую нейтронную звезду, у которой давление электромагнитного излучения и эжектируемых релятивистских частиц настолько велико, что окружающее вещество «выметается» за радиус захвата или за радиус светового цилиндра.

**Пропеллеры (P).** После окончания стадии эжекции при достаточно общих условиях наступает стадия «пропеллера», на которой аккреции вещества на поверхность замагниченной звезды мешает быстро вращающееся магнитное поле. За счет конечной магнитной вязкости момент вращения передается аккрецируемому веществу — нейтронная звезда тормозится. Стадия пропеллера до сих пор остается одной из наименее исследованных. Но ясно, что рано или поздно нейтронная звезда замедляется настолько, что вращательные эффекты станут не важны и наступит стадия аккреции.

**Аккректоры (A).** На стадии аккреции радиус остановки должен быть меньше радиуса коротации  $R_A < R_c$ . Это наиболее полно исследованный режим взаимодействия нейтронной звезды с аккрецируемой плазмой. Наблюдательные примеры — рентгеновские пульсары и рентгеновские барстеры.

**Георотаторы (G).** Предположим, что вращение звезды стало настолько медленным, что не препятствует аккреции плазмы, т.е. выполняются все условия предыдущего пункта. Однако, вещество не сможет попасть на поверхность нейтронной звезды, если альвеновский радиус окажется больше радиуса захвата. Это означает, что сила притяжения звезды на альвеновской поверхности несущественна. Аналогичная ситуация реализуется при взаимодействии солнечного ветра с магнитным полем Земли. Плазма в основном обтекает магнитосферу Земли, уходя на «бесконечность». Эта аналогия объясняет название стадии — георотатор. Ясно, что георотатор либо обязан обладать большим магнитным полем, либо должен быть помещен в особенно разреженную среду.

**Магнеторы<sup>1</sup> (M).** Когда ротатор входит в состав двойной системы может получиться так, что радиус Альвена превысит размер большой полуоси  $a$ :  $R_a > a$ . Нормальная звезда-соседка окажется внутри альвеновской поверхности замагниченной звезды. Такой тип замагниченных звезд в своеобразных магнитных двойных системах будем называть магнеторами.

**Сверхкритические режимы взаимодействия.** До сих пор мы считали, что энерговыделение на поверхности остановки меньше эддингтоновского предела. Это вполне оправдано для таких режимов, как G и M, т.к. гравитация для них не важна. Однако для типов E, P и A это не всегда так. Критический темп аккреции, при котором достигается эддингтоновский предел, ничем не выделен.

В динамической модели сверхкритической аккреции большая часть вещества образует оттекающий поток, окутывая нейтронную звезду совершенно непрозрачной оболочкой. В зависимости от соотношения между характерными размерами выделяются три дополнительных типа: суперэжектор (SE), суперпропеллер (SP) и супераккретор (SA).

## Эволюционные треки

Эволюция нейтронных звезд в двойных системах может быть изучена совместно с эволюцией нормальных звезд. Как правило, нейтронная звезда в двойной системе рождается, когда вторая звезда принадлежит главной последовательности. В течение первых  $10^5$ – $10^7$  лет нейтронная звезда находится в стадии эжектора, обычно она не наблюдается как радиопульсар, так как пульсарное излучение поглощается в звездном ветре нормального компаньона. Период нейтронной звезды увеличивается в соответствии с магнитодипольными<sup>2</sup> потерями. После этого вещество проникает под радиус светового цилиндра, и нейтронная звезда переходит сначала в стадию пропеллера, а затем в стадию аккретора. Тем временем нормальная звезда покидает главную последовательность, и ее звездный ветер сильно возрастает. Вспыхивает яркий рентгеновский пульсар. Период нейтронной звезды застывает вблизи равновесного значения. Наконец, нормальная звезда заполняет свою полость Роша и темп аккреции резко возрастает. Нейтронная звезда переходит на стадию супераккреции SA.

После обмена масс от нормальной звезды остается гелиевое ядро (WR звезда

---

<sup>1</sup>В настоящее время известно несколько классов сильно замагниченных нейтронных звезд, которые правильно было бы называть «магнитарами». В настоящем описании задачи практикума сохранены названия, введенные в книге В.М. Липунова «Астрофизика нейтронных звезд».

<sup>2</sup>В действительности, магнитодипольного излучения нейтронной звезды не существует, но формулы, описывающие его, удовлетворительны в данном случае.

в случае массивных звезд), образуется разделенная система, и нейтронная звезда возвращается в состояние пропеллера или эжектора. Быстрое вращение мешает аккреции. Возможно именно этим объясняется отсутствие рентгеновских пульсаров в паре со звездами Вольфа-Райе. Так как гелиевая звезда живет недолго ( $\approx 10^5$  лет), то нейтронная звезда не успевает существенно замедлиться: после взрыва нормальной звезды система распадается, а нейтронная звезда становится эжектирующей звездой — радиопульсаром.

Этот трек можно изобразить как:

$$\begin{aligned} \text{I+E} \rightarrow \text{I+P} \rightarrow \text{II+P} \rightarrow \text{II+A} \rightarrow \text{III+SA} \rightarrow \\ \text{IV+P} \rightarrow \text{E+E (recycled pulsar)} \rightarrow \dots \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \text{I+E} \rightarrow \text{I+P} \rightarrow \text{II+A} \rightarrow \text{III+SA} \rightarrow \text{IV+E(recycled ejector)} \rightarrow \\ \text{IV+P} \rightarrow \text{E+E(recycled pulsar)} \rightarrow \dots \end{aligned} \quad (2)$$

Другая версия эволюционного трека нейтронной звезды, сформированной в ходе обмена масс в двойной системе:

$$\text{III+SE} \rightarrow \text{III+SP} \rightarrow \text{IV+P} \rightarrow \text{E+E} \rightarrow \dots \quad (3)$$

Полное время жизни NS в двойной системе зависит от времени жизни нормальной звезды и от параметров двойной системы. Число переходов из одной стадии в другую за время жизни NS в двойной системе пропорционально величине магнитного поля нейтронной звезды.

## Интерфейс демонстрационной версии программы «Машина сценариев»

Демонстрационная web-версия «Машины сценариев» находится по адресу:  
[http://xray.sai.msu.ru/cgi-bin/scenario.4.0/main\\_form.4.0.5.cgi](http://xray.sai.msu.ru/cgi-bin/scenario.4.0/main_form.4.0.5.cgi)

На этой странице вам предлагается ввести начальные параметры двойной системы, параметры эволюционного сценария и параметры вывода информации программой. Переход к соответствующей группе параметров осуществляется нажатием мышкой на соответствующую кнопку, для возврата к предыдущей странице при задании параметров нажимайте кнопку «Тор». Для запуска расчета нажмите кнопку «Start».

Остановимся подробнее на вводимых параметрах.

### Basic parameters.

**A** — это большая полуось двойной системы в момент ее рождения (то есть, в начале расчета). Большая полуось задается в радиусах Солнца или в сантиметрах. Вместо начальной большой полуоси орбиты можно задавать начальный орбитальный период системы (в секундах, часах, днях и годах).

**$M_1$  и  $M_2$**  — начальные массы первой (более массивной) и второй (менее массивной) звезды, они задаются в массах Солнца. Также можно задавать массу первой звезды и отношение масс  $q = M_2/M_1$ ,  $0 < q \leq 1$ .

**E** — начальный эксцентриситет орбиты двойной. Хотя в некоторых случаях эта величина может отличаться от нуля, для целей практикума подходит величина 0 (это значение выставлено по умолчанию).

$T$  — возраст Галактики в годах. Менять этот параметр не следует: результаты расчетов от него не зависят (или зависят очень слабо в задачах о слиянии компактных объектов под действием гравитационных волн).

$B_1$  и  $B_2$  — магнитные поля нейтронных звезд в момент их образования в гауссах (соответственно для первой и для второй звезды). Вместо напряженности магнитного поля  $B$  можно задать магнитные моменты  $\mu_1$  и  $\mu_2$ .

#### **Kick velocity.**

Kick velocity — дополнительные скорости, которые получают компактные остатки (нейтронная звезда или черная дыра, при условии, что они образуются) первой и второй звезды соответственно в момент взрыва сверхновой.

Далее можно выбрать направление отдачи: либо случайное, равновероятное в любую сторону (uniform random direction), либо параметры направления задаются пользователем. В последнем случае пользователь должен задать два угла, характеризующие направление толчка и, если орбита двойной в момент взрыва имеет эксцентриситет больше нуля, также должен задать точку на орбите, в которой происходит рождение компактного остатка (NS или BH).

#### **Scenario branches.**

В этом разделе задаются параметры эволюционного сценария.

Все невырожденные звезды в процессе своей эволюции теряют вещество, которое истекает в виде звездного ветра. Однако, на сегодняшний день нет какой-то одной общепринятой теории, которая бы описывала бы звездный ветер. Вам предлагается выбрать между сценариями со слабым (low), очень сильным (high) и умеренно сильным (new high) звездным ветром. Параметр high в настоящее время считается устаревшим и его не следует использовать в расчетах.

Магнитные поля гравимагнитных ротаторов могут затухать (в зависимости от модели, описывающий его эволюцию). Вторым параметром в разделе «Scenario branches» определяет, затухает ли магнитное поле белого карлика, или нет (здесь всегда надо ставить «no», так как магнитные поля белых карликов если и затухают, то лишь за промежуток времени порядка миллиардов лет). Третий параметр определяет, затухает ли магнитное поле нейтронной звезды. Рекомендуется ставить «yes». Четвертый параметр определяет, затухает ли магнитное поле нейтронной звезды в результате выпадения вещества на ее поверхность.

Пятый параметр — максимальный темп аккреции вещества на компактный объект на стадии с общей оболочкой. Здесь есть два варианта: темп аккреции ограничен пределом Эддингтона и темп аккреции ничем не ограничен. Следует выбирать второй вариант, так как при определенных условиях большая часть энергии уносится нейтрино, а фотонная светимость не превышает предел Эддингтона.

Последний параметр определяет тип обмена веществом между звездами. Обмен может быть всегда консервативным (conservative), всегда неконсервативным (fully nonconservative) или выбираться в зависимости от дополнительных условий (partially nonconservative). Расчеты следует проводить для случая «partially nonconservative» (это значение выбрано по умолчанию).

#### **Additional parameters.**

Common envelope efficiency — эффективность стадии с общей оболочкой. Чем она меньше, тем уже становится орбита двойной системы по окончании стадии с общей оболочкой. Этот параметр можно менять в диапазоне от 0.1 до 1.

Следующий параметр — минимальная масса звезды, эволюция которой может закончиться рождением черной дыры. Есть возможность выбрать из двух вариантов: либо вы задаете начальную массу такой звезды (initial mass for BH formation), либо

массу, которая звезда должна иметь в момент взрыва (pre-SN mass for BH formation). Все массы задаются в массах Солнца. Для целей практикума имеет смысл использовать следующее значения этого параметра: начальная масса звезды, которая способна дать черную дыру (initial mass for BH formation) должна быть равна 25 масс Солнца.

Collapse mass fraction — доля массы звезды, которая в момент взрыва сверхновой попадает под горизонт событий (и становится черной дырой), остальное вещество звезды становится остатком сверхновой. Эта величина очень важна во всех случаях, когда одна из звезд становится черной дырой.

Oppenheimer-Volkoff limit — предел Оппенгеймера-Волкова. Это максимальная возможная масса нейтронной звезды. Значение, выставленное по умолчанию (2.5 массы Солнца), подходит для выполнения практикума.

Последние два параметра раздела определяют период нейтронных звезд и белых карликов в момент рождения. Также можно задать, будет ли программа сама вычислять начальные периоды данных объектов, или же их будет задавать пользователь. Эти величины можно не менять и пользоваться установками по умолчанию.

#### **Output parameters.**

Здесь задаются параметры вывода результатов расчетов. Можно выбрать либо картинку (по умолчанию), либо таблицу.

## Список литературы

### Основная литература

- Липунов В.М., В мире двойных звезд, М.: Наука, 1986.
- Липунов В.М., Астрофизика нейтронных звезд, М.: Наука, 1987.
- The Scenario Machine: Binary Star Population Synthesis, книга доступна по адресу  
<http://xray.sai.msu.ru/mystery/articles/review/node1.html>
- Физика космоса, маленькая энциклопедия, М.: Советская энциклопедия, 1986.

### Дополнительная литература

- Прохоров М.Е., Популяционный синтез релятивистских звезд, диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук.
- Масевич А.Г., Тутуков А.В., Эволюция звезд: теория и наблюдения, М.: Наука, 1988.
- Бескин В.С., Осесимметричные стационарные течения в астрофизике, М.: Физматлит, 2005.
- Зельдович Я.Б., Блинников С.И., Шакура Н.И., Физические основы строения и эволюции звезд, исправленная и сокращенная версия, книга доступна по адресу  
<http://www.astronet.ru/db/msg/1175488>

## Список заданий и контрольных вопросов

При помощи «Машины сценариев» вы должны **получить следующие системы** (они могут быть как конечным результатом эволюции двойной, так и одной из промежуточных стадий):

1. Двойной радиопульсар. Следует получить по возможности меньший орбитальный период системы. Например, двойной радиопульсар J0737-3039 имеет период около 2.4 часа, а радиопульсар в паре с нейтронной звездой B1913+16 — 7.6 часа.
2. Система типа Суг X-3: черная дыра в паре со звездой Вольфа-Райе (ВН+WR). Орбитальный период этой системы равен 4.8 часа. При выполнении данной задачи следует стараться сделать период по возможности меньше (порядка часов).
3. Суг X-1: черная дыра в паре со звездой, сошедшей с главной последовательности, которая почти заполняет свою полость Роша. В задаче следует получить черную дыру в паре со звездой главной последовательности или сверхгигантом (не заполняющими полость Роша), масса оптической звезды должна быть больше  $10M_{\odot}$ . Орбитальный период системы должен составлять 5-6 дней.
4. Радиопульсар в паре с черной дырой. Любые параметры системы.
5. Слияние двух черных дыр под действием гравитационных волн.

В качестве ответа вы должны представить значения параметров, при которых получены данные системы (начальные большая полуось, массы компонент, эффективность стадии с общей оболочкой, какой тип звездного ветра выбран и т.д.).

### Теоретические вопросы:

1. В чем состоит парадокс Алголя?
2. Что такое консервативный и неконсервативный перенос вещества в двойной системе?
3. Третий закон Кеплера в общем виде<sup>3</sup>.
4. Классификация нейтронных звезд. Основные радиусы и их соотношение.
5. Эволюция нейтронных звезд. Типичный трек одиночной NS и NS в двойной системе.

При подготовке к ответу на последние два вопроса формулы можно не запоминать и не выводить. Но требуется четкое понимание физического смысла основных радиусов и классификации и эволюции нейтронных звезд в зависимости от различных параметров.

---

<sup>3</sup>Есть только двойная звезда, известны массы компонент системы и большая полуось.