

ных источников рентг. излучения (см. *Рентгеновская астрономия*).

Обмен веществом возможен в двойных звёздных системах, в к-рых первонач. расстояние между компонентами не превышает 2000—3000  $R_{\odot}$  ( $R_{\odot}$  — радиус Солнца). Ок. 40% всех двойных звёзд являются Т. д. з. К Т. д. з. относятся переменные звёзды типа W UMa, типа Алголя, катаклизмы, переменные, мощные источники рентг. излучения, по крайней мере, часть *Вольфа — Райе звёзд* и голубых субкарликов, а также др. объекты. *Сверхновые звёзды* типа I a, нек-рые др. сверхновые типа I, часть быстро вращающихся звёзд и радиопульсаров, по-видимому, являются продуктами эволюции Т. д. з.

**Образование Т. д. з.** Наблюдательное исследование процесса образования Т. д. з. (так же, как и остальных звёзд) затруднено поглощением оптич. излучения пылью в областях звездообразования. Численное же моделирование этого процесса, к-рое требует трёхмерных газодинамич. расчётов с учётом вращения и магн. поля, ограничено возможностями современных ЭВМ. Упрощённые расчёты, в согласии с аналитич. оценками, показывают, что Т. д. з. образуются при коллапсе и фрагментации газопылевых облаков с уд. моментом импульса  $l \sim (10^{19} - 10^{20}) \cdot (M_0/M_{\odot})^{2/3} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  ( $M_0$  — масса облака,  $M_{\odot}$  — масса Солнца). При больших значениях  $l$ , вероятно, образуются кратные звёздные системы, а при меньших — одиночные звёзды.

Изолированные Т. д. з. могут возникать при распаде динамически неустойчивых тройных систем, состоящих из Т. д. з. и одиночной звезды. Образование Т. д. з. возможно также в ходе эволюции молодых рассеянных звёздных скоплений, при обменных взаимодействиях двойных звёзд с одиночными, неупругих столкновениях одиночных звёзд (когда часть энергии орбитального движения диссипирует в пульсациях). Последние два процесса являются эфф. каналом образования в шаровых скоплениях и ядрах *галактик* очень тесных систем, в к-рых спутником непроэволюционировавшей маломассивной (масса  $\leq 1 M_{\odot}$ ) звезды оказывается далеко проэволюционировавший объект (нейтронная звезда, чёрная дыра или белый карлик). Предшественником такого объекта должна быть давно окончившая эволюцию, существенно более массивная звезда (см. *Эволюция звёзд*). Формирование подобных систем в ходе обычного эволюц. процесса маловероятно, т. к. в плотных звёздных агрегатах тесные двойные системы из обычных звёзд распадаются под воздействием столкновений и приливных сил.

**Эволюция Т. д. з.** Особенностью эволюции Т. д. з. является возможность перетекания вещества компонента (донора) практически без затрат энергии в *полость Роша* (ПР) спутника (аккретора) через окрестности первой точки Лагранжа  $L_1$ , вблизи к-рой градиент давления не уравновешен силой тяготения. При достижении фотосферой донора своей ПР его вещество начинает стекать вдоль поверхностей равного давления от полюсов к экватору и достигает скорости звука вблизи  $L_1$ , где образует струю с характерным поперечным размером  $\epsilon a$  ( $\epsilon$  — отношение изотермич. скорости звука к орбитальной скорости звезды,  $a$  — расстояние между компонентами). Струя может приблизиться к аккретору на расстоянии  $r_{\text{мин}} \approx 0,05q^{0,37}a$ , где  $q$  — отношение масс донора  $M_d$  и аккретора  $M_a$ . Если радиус аккретора  $r_a$  превышает  $r_{\text{мин}}$ , струя непосредственно соударяется со звездой. При  $r_a < r_{\text{мин}}$  образуется кольцо со ср. внеш. радиусом (1,6—1,7)  $r_{\text{мин}}$ . Наличие вязкости (природа к-рой пока не вполне ясна) приводит к тому, что кольцо расплывается в диск. В месте соударения струи с диском образуется т. н. горячее пятно, излучение к-рого зачастую доминирует в наблюдаемом спектре системы. Радиус внеш. края диска  $r_{\text{макс}}$  определяется способностью приливных сил переносить момент импульса наружу и передавать его орбитальному движению. Величина  $r_{\text{макс}}$  близка к  $1/2$  радиуса ПР аккретора. Внутр. край диска соприкасается с поверхностью аккретора.

Практически все расчёты эволюции Т. д. з. выполнены в предположении о круговых орбитах компонентов и син-

хронности осевого и орбитального вращений. Показано, что отказ от этих предположений не влияет существенно на результаты расчётов. Др. важное предположение — сферич. симметрия звезды. В этом случае скорость потери массы донором определяется радиусом звезды  $r_d$  и т. н. радиусом ПР  $r_{cr}$  — радиусом сферы с объёмом, равным объёму ПР при данных  $a$  и  $q$ . Величина  $r_{cr}$  может быть аппроксимирована след. выражением (П. Эглтон, P. Eggleton, 1983):

$$r_{cr} = a \frac{0,49q^{2/3}}{0,6q^{2/3} + \ln(1+q^{1/3})}, \quad 0 < q < \infty.$$

Скорость потери вещества  $\dot{M}_d$  определяется на основе интегрирования потока массы в слоях, лежащих выше поверхности ПР, вблизи  $L_1$  по сечению потока. В политропном приближении для атмосферы звезды

$$\dot{M}_d \sim [(r_d - r_{cr})/r_d]^{1,5+n},$$

где  $n$  — показатель политропы. Потеря звездой небольшого кол-ва вещества при заполнении ПР приводит к нарушению гидростатич. и теплового равновесия оболочки. Гидростатич. равновесие адиабатически восстанавливается за характерное гидродинамич. время  $t_g = (r_d^3/GM_d)^{1/2}$ , радиус звезды при этом несколько уменьшается. После восстановления теплового равновесия радиус звезды должен быть близок к её радиусу до потери вещества. Но если величина  $r_{cr}$  уменьшилась в результате потери вещества, то звезда до полного восстановления теплового равновесия будет продолжать терять массу в течение характерного кельвиновского (теплового) времени

$$t_K \approx 3 \cdot 10^7 (M_d/M_{\odot})^2 (R_d/R_{\odot})^{-1} (L/L_{\odot})^{-1} \text{ лет}$$

( $L$  и  $L_{\odot}$  — светимости звезды и Солнца). Если радиусы термически равновесных звёзд и  $r_{cr}$  уравниваются, дальнейшая потеря вещества возможна вследствие эволюц. расширения звезды. При этом  $\dot{M}_d$  определяется характерным временем выгорания ядерного топлива. Продолжение потери вещества возможно и тогда, когда  $r_{cr}$  уменьшается из-за потери системой момента импульса. При наличии адиабатич. конвективной оболочки (см. *Конвективная зона*) звезда не в состоянии высветить энергию, к-рая должна выделяться при уменьшении  $r_d$  до  $r_{cr}$ , радиус звезды практически не уменьшается с уменьшением массы, и потеря вещества происходит за время, близкое к гидродинамическому. Если донор обладает глубокой конвективной оболочкой, устойчивый обмен веществом возможен лишь при  $q \leq 0,6$ .

Специфич. характер может иметь обмен веществом в Т. д. з., состоящих из *белых карликов*. Поскольку у объектов из вырожденного вещества радиус увеличивается с уменьшением массы, первым заполняет ПР менее массивный компонент системы. С потерей массы радиус карлика может только увеличиваться. Если при этом  $r_{cr}$  уменьшается или растёт медленнее, чем радиус карлика, последний может разрушиться за время, сравнимое с гидродинамическим (неск. минут). При этом должна выделяться энергия  $\sim 10^{50}$  эрг, сравнимая с энергией взрыва сверхновой. Поскольку скорость аккреции ограничена, а вещество донора обладает моментом импульса, оно может образовывать «тяжёлый» диск или гало (масса к-рых сравнима с  $M_d$ ) вокруг аккретора.

Исход эволюции донора зависит в осн. от его массы и от радиуса в момент заполнения ПР. На рис. 1 и 2, построенных по результатам численных расчётов разл. авторов, указаны природа продуктов эволюции Т. д. з. и их масса в зависимости от исходной массы и  $a$ . Отметим, что ниж. граница масс предшественников чёрных дыр оценивается весьма неуверенно ( $\approx 30 M_{\odot}$ ). Подобным же образом положение предшественников белых карликов, состоящих из смеси O, Ne и Mg, и их массы определяются ориентировочно, т. к. их существование предсказывается, но непосредственно в расчётах эволюции от стадии гл. последовательности (см. *Герцшпрунга — Расселла диаграмма*) они пока не получены.