

шихся там нейтрино, внутри звезды формируется нейтринная фотосфера. Нейтринный нагрев падающей оболочки, выгорание в ней оставшегося ядерного горючего во время коллапса, а также отскок падающей оболочки от поверхности образовавшейся нейтронной звезды оказываются недостаточными для того, чтобы выбросить вещество с кинетич. энергией $10^{50} \div 10^{51}$ эрг (характерной для сверхновых). Осн. причины этого заключаются в том, что нейтринный поток тормозит падение оболочки, а образующаяся при отскоке оболочки ударная волна дополнительно ослабляется из-за затраты большей части её энергии на диссоциацию в оболочке атомных ядер железного пика (т. е. ядер с массовыми числами, близкими к 56). Быстрые потери энергии за счёт испускания нейтрино из области нейтринной фотосферы приводят к увеличению градиента темп-ры и развитию конвекции. Это может существенно увеличить энергию каждого вылетающего нейтрино и соответственно сечение его взаимодействия с веществом, что способствует взрыву.

Энергия взрыва сверхновой может черпаться из энергии вращения образующейся нейтронной звезды, к-рая достигает 10^{53} эрг. Важнейшую роль в трансформации энергии вращения в энергию взрыва играет магн. поле. Поэтому такой взрыв носит назв. магниторотационного. В дифференциально вращающейся оболочке вокруг нейтронной звезды происходит линейное по времени усиление азимутального магн. поля за счёт наматывания силовых линий. Когда магн. давление достаточно возрастёт, формируется ударная волна, к-рая усиливается при распространении в среде со спадающей плотностью и за счёт работы магн. поршня. Расчёты показывают, что $\approx 3-5\%$ энергии вращения может быть преобразовано в кинетич. энергию выброса. Этого достаточно для объяснения наблюдаемых сверхновых. В отличие от механизмов взрыва сферически-симметричных звёзд, где энергия выделяется в доли секунды, при магниторотационном взрыве выделение энергии может затянуться на неск. часов; при этом период вращения образующейся нейтронной звезды может превышать 10 миллисекунд (скорость вращения будет $\leq 1/10$ предельной, совместимой с устойчивостью нейтронной звезды).

Последние стадии эволюции звёзд

Звезда, у к-рой отсутствуют источники энергии, светит за счёт остывания, а равновесие в ней поддерживается давлением вырожденных электронов или нейтронов. Фундамент. фактом является наличие предела массы у холодных звёзд, связанного с тем, что с ростом плотности наступает релятивистское вырождение электронов ($\gamma \rightarrow 4/3$), а затем и нейтронов. Поэтому достаточно массивные звёзды теряют устойчивость и переходят в состояние релятивистского коллапса с образованием чёрной дыры. При плотностях $\rho \leq 4 \cdot 10^{11}$ г/см³ вещество состоит из электронов и ядер. Энергия Ферми электронов $\epsilon_{\phi} \gg m_e c^2$ уже при $\rho/\mu_z \gg 10^9$ г/см³ (μ_z — число нуклонов на электрон), поэтому можно использовать ур-ние состояния релятивистского вырожденного электронного газа

$$P = \frac{(3\pi^2)^{1/3}}{4} \frac{\hbar c}{(\mu_z m_p)^{4/3}} \rho^{4/3}. \tag{8}$$

Для баротропного ур-ния состояния $P = P(\rho)$ равновесие звезды определяется ур-ниями (1) и (2). В случае политропы $P = K\rho^\gamma$ из (1) и (2) следует ур-ние равновесия:

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) = -\theta^n, \quad 1 + \frac{1}{n} = \gamma,$$

$$\rho = \rho_c \theta^n, \quad r = \alpha \xi, \quad \alpha = \left[\frac{n+1}{4\pi G} K \rho_c^{\frac{1}{n}-1} \right]^{1/2},$$

масса звезды

$$M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr = 4\pi \left[\frac{(n+1)K}{4\pi G} \right]^{3/2} \rho_c^{\frac{3}{2n}-\frac{1}{2}} M_n, \tag{9}$$

$$M_n = \int_0^{\xi_1} \theta^n \xi^2 d\xi, \quad \theta(\xi_1) = 0.$$

Из ур-ния (9) следует, что при $\gamma = 4/3, n = 3$ масса звезды не зависит от ρ_c . Для ур-ния состояния (8) масса

$$M_n = \sqrt{\frac{3\pi}{2}} \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{3/2} \frac{1}{(\mu_z m_p)^2} M_3 = \frac{5.83}{\mu_z^2} M_{\odot}.$$

Масса звёзд, у к-рых давление определяется вырожденными электронами, не может превысить M_n (Чандрасекара предел). Звёзды, в к-рых преобладает давление вырожденных электронов, наз. белыми карликами за их небольшие размеры и горячую поверхность. На графике $M(\rho_c)$ для холодных звёзд (рис. 6) белые карлики расположены левее

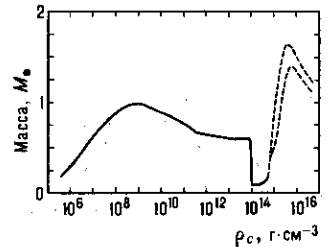


Рис. 6. Зависимость массы от центральной плотности для равновесных холодных звёзд. Верхняя штрихованная линия соответствует уравнению состояния для «чистых» нейтронов, нижняя — с учётом гиперонов.

первого максимума. Для железного состава $\mu_z = A/Z = 28/13$; с учётом нейтронизации и кулоновских поправок к ур-нию состояния макс. масса железного белого карлика равна примерно $1M_{\odot}$, когда центр. плотность $\approx 1.4 \times 10^9$ г/см³. При большей плотности μ_z растёт из-за нейтронизации и равновесная масса падает. При этом равновесные модели неустойчивы, а устойчивость восстанавливается, когда осн. вклад в давление начинают давать нерелятивистские вырожденные нейтроны (минимум на рис. 6, где $M = 0.0925 M_{\odot}, \rho_c = 1.55 \cdot 10^{14}$ г/см³). При столь высоких плотностях важную роль играет ядерное взаимодействие, поэтому в устойчивых нейтронных звёздах (между минимумом и вторым максимумом) нейтронный газ не является идеальным. Релятивистское вырождение нейтронов и эффекты ОТО приводят к потере устойчивости. В результате предельная масса нейтронной звезды (для реалистич. ур-ний состояния) $M_{lim} = 1.6 \div 1.8 M_{\odot}$.

Звёзды с нач. массой $M < 8 M_{\odot}$ теряют вещество в процессе эволюции на АВГ и превращаются в белые карлики. Более массивные звёзды, не успевшие потерять массу и теряющие устойчивость, либо разлетаются в результате взрывного горения углерода, либо превращаются в нейтронные звёзды разл. типов. Если излишек массы не сбрасывается при коллапсе, то происходит релятивистский коллапс ядра с $M_n > M_{lim}$ и образование чёрной дыры. Предшественниками чёрных дыр являются наиб. массивные звёзды с нач. массами $M > (40-50) M_{\odot}$.

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Физические процессы внутри звезд, М., 1959; Шварцшильд М., Строение и эволюция звезд, пер. с англ., М., 1961; Внутреннее строение звезд, под ред. Л. Аллера, Д. М. Мак-Лафина, пер. с англ., М., 1970; Массы и эволюция звезд, Тулуков А. В., Эволюция звезд: теория и наблюдения, М., 1988; Бисноватый В., Коган Г. С., Физические вопросы теории звездной эволюции, М., 1989. Г. С. Бисноватый-Коган.

ЭДДИНГТОНОВСКИЙ ПРЕДЕЛ СВЕТИМОСТИ — то же, что критическая светимость.

ЭЙКОНАЛ (от греч. eikōn — изображение) в геометрической оптике — ф-ция, определяющая оптич. длину пути луча света между двумя произвольными точками, одна из к-рых A принадлежит пространству предметов (объектов), другая A' — пространству изображений (см. Изображение оптическое). В зависимости от выбора параметров различают: точечный Э., или эйконал Гамильтона (гамильтонова характеристич. ф-ция от координат x, y, z, x', y', z' точек A и A'); угл. эйконал Брунса (ф-ция угл. коэф. μ, ν, μ', ν' луча); более сложный эйконал Шварцшильда и ряд др. Применение Э. при расчётах оптич. систем даёт возможность, дифференцируя его по определ. пара-