

методом характеристик, после режима спонтанного горения происходит формирование ударной волны и выход на режим детонации. При выходе детонационного фронта в области с достаточно низкой плотностью происходит уширение фронта горения, возможен срыв детонации и переход к дефлаграционному режиму. В [68] отмечено, что многочисленные расчеты теплового взрыва, связанные с методом искусственной вязкости являются слишком грубыми и не способны разрешить картину гидродинамического течения при углеродном взрыве. Появление детонации или дефлаграции в подобных расчетах отражает свойства численной схемы и может не совпадать с реальностью. Дальнейший прогресс в этой области возможен, по-видимому, после перехода к другим численным схемам типа метода характеристик, где не производится искусственная размазка ударного фронта.

§ 36. Коллапс звездных ядер малой массы

В звездах с начальной массой $8 \div 10 M_{\odot}$ после спокойного горения ^{12}C образуется вырожденное $\text{O} + \text{Ne} + \text{Mg}$ ядро, которое теряет устойчивость из-за нейтронизации ^{24}Mg и ^{20}Ne . Расчеты показали, что роль ядерного горючего состоит в некотором замедлении сжатия, по сравнению с коллапсом железного ядра, но какого-либо выброса не происходит [508]. *

Нейтронизация может стать причиной начала коллапса аккрецирующего железного белого карлика в двойной системе, когда масса его превысит $M_{\text{сн}} = 1,18 M_{\odot}$ (см. § 34).

Если одиночная звезда с начальной массой $M > 10 M_{\odot}$ быстро потеряет оболочку после образования железного ядра и масса остатка немного превысит $M_{\text{сн}}$, то после остывания, когда плотность ρ_c достигнет $1,15 \cdot 10^9$ ($1,24 \cdot 10^9$) $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$, начнется потеря устойчивости за счет нейтронизации ^{56}Fe . При $M - M_{\text{сн}} \ll M_{\text{сн}}$ время остывания может быть достаточно большим, что соответствует наблюдаемым взрывам сверхновых I типа в эллиптических галактиках, где мало или совсем отсутствуют массивные звезды [55]. Медленная аккреция в двойной системе может дать аналогичную задержку момента потери устойчивости. Отметим, что тот же качественный вывод останется справедливым для остывающего или аккрецирующего белого карлика, состоящего из ^{24}Mg , ^{40}Ca или какого-либо другого достаточно тяжелого элемента. Выделение энергии при образовании ^{56}Fe после начала коллапса будет здесь еще менее существенным, чем при коллапсе $\text{O} + \text{Ne} + \text{Mg}$ ядра.

Если пренебречь членами $\sim T^2$ и зффектами ОТО, то зависимость $M(\rho_c, T)$ после подстановки (34.21) без третьего члена в скобках в (34.18) без последнего члена имеет вид [56]

$$M = \frac{5,83}{\mu_Z^2} \left(1 - 5,4 \cdot 10^4 \frac{\mu_Z^{2/3}}{\rho_c^{2/3}} + 1,7 \cdot \frac{10^{-7}}{A} \mu_Z^{4/3} \frac{T}{\rho_c^{1/3}} \right). \quad (36.1)$$

При температуре T и той же центральной плотности масса звезды больше массы холодной звезды на величину ΔM :

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{1,7 \cdot 10^{-3}}{A} \mu_Z^{4/3} \frac{T_7}{\rho_{c9}^{1/3}}, \quad T_7 = \frac{T}{10^7 \text{ К}}, \quad (36.2)$$

$$\rho_9 = \rho / 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}.$$

Потеря устойчивости произойдет при конечном ядре новой фазы, когда ρ_c на малую, но конечную величину превысит плотность нейтронизации ρ_n [56], см. § 39, 45. Для оценки ΔM достаточно подставить в (36.2) плотность начала нейтронизации из табл. 44. В сочетании с кривой остывания белых карликов (§ 39), формула (36.2) дает зависимость $\tau(\Delta M)$, т.е. время задержки коллапса в зависимости от избытка массы ΔM^*

$$\tau = 2,18 \cdot 10^8 \frac{(\mu_Z/2)^{16/3} (M/10^3 \Delta M)}{(\mu/2) (A/12)^{7/2} \rho_c^{5/6}} \text{ лет} \quad (36.3)$$

для $x_Z = 1$; $\mu_Z = A/Z$, $\mu = A/(Z + 1)$.

Качественная картина развития неустойчивости вследствие нейтронизации дана в [56]. «Когда центральная плотность превысит плотность начала нейтронизации ρ_n , звезда оказывается неустойчивой для равновесного состава, т.е. при условии очень большой скорости нейтронизации. В то же время она устойчива относительно замороженного состава, т.е. в отсутствие нейтронизации при постоянном μ_Z . При малом $\rho_c - \rho_n$ скорость нейтронизации (бета-процесса) мала и именно она определяет начальный темп сжатия звезды. С ростом плотности

- растет скорость бета-процессов,
- увеличивается роль эффектов ОТО,
- происходит нагрев звезды из-за адиабатического сжатия и из-за неравновесности бета-реакций (см. § 20), что в итоге ведет к диссоциации железа и уменьшению $\gamma < 4/3$ при замороженных бета-процессах.

Все это приводит к гидродинамическому коллапсу со скоростью, близкой к скорости свободного падения. Расчет сжатия, обусловленного нейтронизацией, требует совместно с гидродинамическими уравнениями (35.1)–(35.3) решения уравнений кинетики нейтронизации типа (3.6) со скоростями реакций из (19.31), которые определяют скорость сжатия на этой стадии. Неравновесный нагрев приводит к существенному росту температуры и делает невозможным «холодный» коллапс.

Расчеты коллапса маломассивных звездных ядер в приближении гомологического сжатия при заданном профиле плотности [26] проводились в [19, 20]. Решение уравнений газодинамики (35.1)–(35.3) совместно с уравнениями кинетики типа (3.6) для проблемы коллапса маломассивного железного ядра получено в [66]. В качестве начальной модели рассматривалась гидростатически равновесная звезда из ${}^{56}\text{Fe}$ с $M = 1,2 M_\odot$, $\rho_c = 1,78 \cdot 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $T_c = 10^8 \text{ К}$ и распределением температуры $T = T_c (\rho/\rho_c)^{0,1}$. В уравнении состояния учитывались вырождение и релятивизм электронов и идеальный ядерный газ (§ 2). Масса звезды превышает предельную (§ 34), соответственно, начальная плотность в центре на конечную величину превышает плотность нейтронизации $\rho_n = 1,15 \cdot 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Разность $\rho_c - \rho_n$ определяет начальные скорости нейтронизации и сжатия звезды. Для сквозного счета медленных начальных и быстрых гидродина-

* Формула (36.3) справедлива при $\frac{\Delta M}{M} > 6 \cdot 10^{-5} \frac{\rho_c^{1/6} \mu_Z^{1/3}}{A}$, когда температура

в точке потери устойчивости $T_{\text{ст}}$ выше $0,1 \theta < T_{\text{ст}}$, где θ из (4.38) – дебаевская температура вырождения кристалла (см § 39).

мических стадий в [66] был разработан подход, основанный на решении неявным методом обыкновенных дифференциальных временных уравнений, получающихся после разбиения звезды на лагранжевы зоны. Использовалась искусственная вязкость и учитывалось в полном объеме нейтринное охлаждение (см. § 19), конвекцией и теплопроводностью пренебрегалось. В качестве граничных условий принималось, что скорость $v = 0$ в центре и давление $P = 0$ на внешней границе. При $T < 3 \cdot 10^9$ К решались уравнения кинетики нейтронизации для каждой из реакций цепочки $^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{56}\text{Mn} \rightarrow ^{56}\text{Cr} \rightarrow ^{56}\text{V} \rightarrow ^{56}\text{Ti}$. При $T > 3 \cdot 10^9$ К включался переход к ядерному статистическому равновесию. Для плавного описания такого перехода вводилось кинетическое уравнение для величины f – весовой доли вещества, перешедшего в статистическое равновесие. Скорость изменения f выбиралась в соответствии с реакцией (γ, p) на железе, экспоненциально зависящей от T . Доля $(1-f)$ по-прежнему описывалась системой уравнений кинетики нейтронизации. При $f > 0,99$ осуществлялся переход к равновесной концентрации ядер с одним кинетическим уравнением (3.6).

Распределение параметров в начальной модели дано на рис. 94. На рис. 95 представлены значения температуры T_9 , энтропии S и μ_Z в центре звезды в зависимости от центральной плотности ρ_c . Пунктиром приведены результаты расчетов с более точным учетом нейтринного излучения, включающим захваты электронов через гигантский гамов-теллеровский резонанс по работам [367–370]. При этом возрастает эффективность неравновесного нагрева, которая частично связана с высокой энергией возбуждения ядра при гамов-теллеровских переходах (см. § 18, п. д). Зависимость от времени ρ_c и нейтринной светимости J_ν даны на рис. 96. От начала сжатия до $\rho_c = 10^{10}$ г · см⁻³, $T = 3 \cdot 10^9$ К температура росла главным образом за счет неравновесного нагрева бета процессами (см. § 20). Как видно из рис. 95 переход к статистическому равновесию при $T_9 > 3$, $\rho_c \approx 10^{10}$ г · см⁻³ сопровождается сильным разогревом – тепловой вспышкой. Энергия для

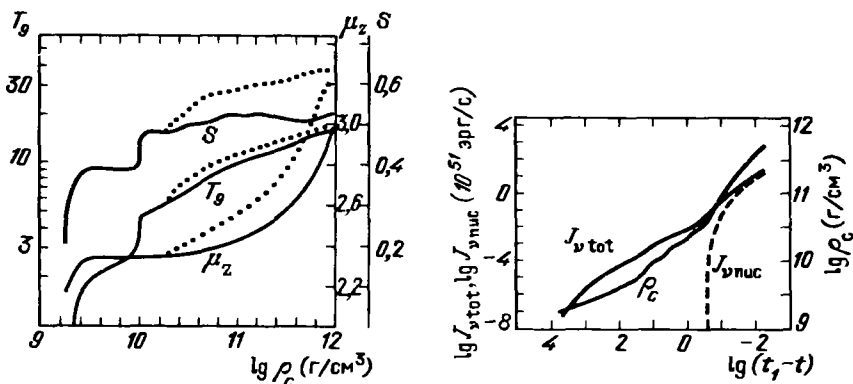


Рис. 95. Зависимости T_9 , S (в единицах $\frac{k}{m_u}$), и μ_Z из (2,17) от центральной плотности ρ_c . Сплошные линии – без учета, пунктирные – с учетом гамов-теллеровского резонанса. В области $10 \leq \lg \rho_c \leq 10,3$ приведены кривые, сглаженные по пульсациям (из [66])

Рис. 96. Полная нейтринная светимость $J_{\nu, \text{tot}}$, светимость за счет бета-процессов на нуклонах $J_{\nu, \text{nuc}}$ и ρ_c в зависимости от времени t . Момент $t = t_1 = 5098$ с соответствует $\lg \rho_c = 11,96$ (из [66])

этой вспышки накопилась во время предшествующей нейтронизации, когда ядерный состав все больше отклонялся от равновесного, аналогично холодной нейтронизации, рассмотренной в § 4, п. д для образования неравновесного слоя в оболочке нейтронной звезды.

Удельная энергия связи в результате нейтронизации стала равной $8,72 \text{ МэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$ (для ${}^6\text{Сг}$), а в статистически равновесном состоянии при той же плотности $\rho_c = 10^{10} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ имеет место $E_b = 8,74 \text{ МэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$. Избыток энергии связи $0,02 \text{ МэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$ превращается в тепло при переходе к равновесию и увеличивает температуру

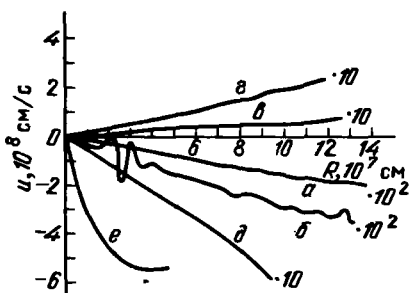


Рис. 97. Профили скорости u в зависимости от радиуса R при $\lg \rho_c = 9,96$ (а), $10,00$ (б), $10,07$ (в), $10,18$ (г), $10,52$ (д), $11,96$ (е), из [66]. Реальные значения скорости умножены на величины, указанные около кривых

в центре T_c с $3 \cdot 10^9$ до $4,7 \cdot 10^9$ К. Распределение скорости по радиусу для различных значений центральной плотности приведено на рис. 97. Тепловая вспышка порождает звуковую волну (кривая (б) на рис. 97), которая переходит в почти гомологическое колебание звезды в целом. После нескольких десятков колебаний они прекращаются при $\rho_c \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ из-за демпфирования потоком нейтринного излучения. При $\rho_c \geq 10^{12} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ коллапс становится негомологическим, а центральная часть звезды непрозрачной относительно излучения нейтрино. Дальнейшие расчеты в [66] велись в адиабатическом приближении и привели к формированию гомологического ядра с массой $1,1 M_\odot$, от которого происходит отражение ударной волны — отскок (bounce). Корректный учет нейтринных процессов может существенно уменьшить мощность отраженной ударной волны, как в случае коллапса более массивных звезд, рассмотренного ниже в § 37. Взрыв с энергией $\epsilon = 2 \cdot 10^{51}$ эрг в результате отскока, получившийся в расчетах нейтронизации и коллапса $O + Ne + Mg$ ядра, оставшегося после эволюции звезды с начальной массой $8-10 M_\odot$ [398], требует дополнительной проверки из-за отсутствия ясности в способе учета в этой работе нейтринного переноса.

§ 37. Гидродинамический коллапс ядер звезд

Железные ядра с массой $M_{Fe} \geq 1,4 M_\odot$ теряют устойчивость за счет диссоциации железа, которая сразу приводит к быстрому коллапсу. С уменьшением массы возрастает роль нейтронизации и временной интервал, на котором сжатие идет со скоростью бета-процессов. Как отмечалось в § 34, п. б, железное ядро образуется у звезд с начальной массой $M_i \geq 10 M_\odot$, причем при $M_i > 13 M_\odot$ все стадии ядерного горения проходят спокойно. Так как эволюционные расчеты дают заметную неопределенность