

Возникновение неустойчивости при коллапсе ядер массивных звезд

И. Калашников, А. Баранов, П. Шардонне,
В. Чечеткин, А. Филина

HEA-2021

Парно-нестабильные сверхновые

Малометаллические звезды с массами $150M_{\odot} < M < 260M_{\odot}$ заканчивают свое существование как парно-нестабильные сверхновые [Fowler, 1964]; [Barkat, 1967].

При температуре в ядре $T_c \sim 10^9 \text{K}$ начинается интенсивное образование e^-e^+ пар.



Увеличиваются потери энергии за счет процесса $e^- + e^+ \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$.



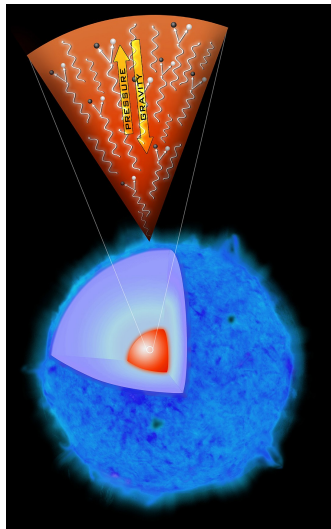
Падение давления приводит к ускорению сжатия и, как следствие, к увеличению температуры в ядре.



Благодаря повышению температуры создаются новые e^-e^+ пары, что еще больше уменьшает давление.



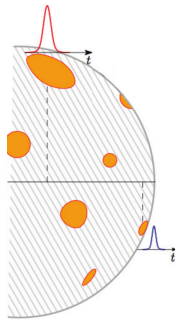
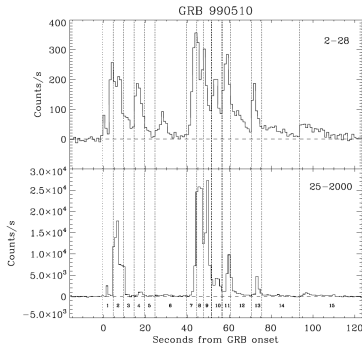
Ядро звезды теряет равновесие и начинается коллапс, приводящий к взрыву звезды как сверхновой.



[NASA/CXC/M.Weiss]

Возможная связь с гамма-всплесками

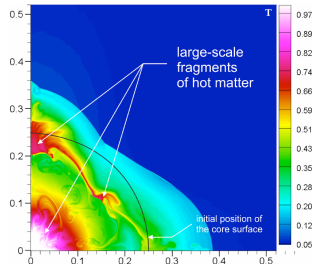
[Frontera, 2012]



[Chardonnet, 2015]: Из-за неоднородностей температуры и плотности возникают пятна воспламенения в ядре звезды. Это приводит к фрагментации ядра и сложным кривым блеска.

Цель

Выяснить возможность развития неустойчивости на этапе коллапса и изучить ее характерные особенности.



Модель Надёжина (1969) и эмиссия нейтрино

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = 0,$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v}(\nabla \cdot \vec{v}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \frac{GM}{r^2} \vec{e}_r,$$

$$M = 4\pi \int_0^r \rho r^2 dr,$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \varepsilon - \frac{p}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \rho \right) + Q_\nu = 0,$$

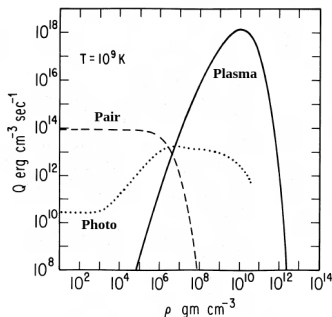
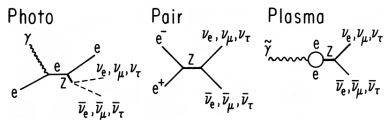
где $Q_\nu = a\rho^s T^n$ скорость потери энергии из-за нейтринной эмиссии, $p = b\rho^\sigma T^\eta$ уравнение состояния и $\varepsilon = (\gamma - 1)^{-1} p \rho^{-1}$ внутренняя энергия. s, n, σ, η - произвольные.

Задается автомодельная переменная $x = r/R(t) = r/A(-t)^\alpha$. Коллапс начинается при $t = -\infty$ и заканчивается при $t = 0$. Решение одномерной задачи ищется в виде:

$$\rho(r, t) = \rho_{\text{in}}(t) g(x), \quad p(r, t) = \rho_{\text{in}}(t) \dot{R}^2(t) h(x),$$

$$\vec{v}(r, t) = \dot{R}(t) f(x) \vec{e}_r, \quad M(r, t) = 4\pi \rho_{\text{in}}(t) R^3(t) m(x),$$

$$\rho_{\text{in}} = \alpha^2 / 4\pi G t^2.$$



[Schneider, 1987]

Для массивных звезд ($\rho_c \simeq 2 \cdot 10^5 \text{ г/см}^3$, $T_c \simeq 2 \cdot 10^9 \text{ К}$) наиболее важны процессы фото- и парной эмиссии нейтрино.

Найденные решения

- Решение Надёжина для УРКА процесса:

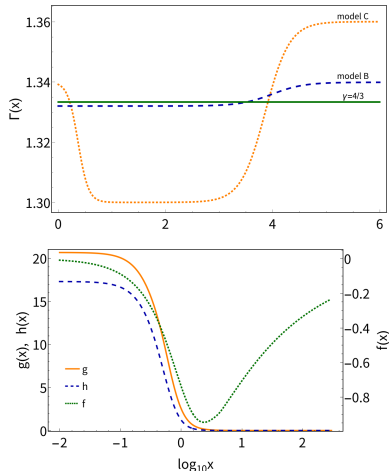
$$Q_\nu \simeq [8 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2 \text{ с}^{-3} \text{ К}^{-6}] T^6,$$

- Согласно [Schinder, 1987] для типичных параметров в ядре массивной звезды ($\rho_c \simeq 2 \cdot 10^5 \text{ г/см}^3$, $T \simeq 2 \cdot 10^9 \text{ К}$) работает парная эмиссия нейтрино:

$$Q_\nu \simeq [9 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 \text{ с}^{-3} \text{ К}^{-3}] T^3,$$

- В модели Надёжина можно ввести изменяющийся показатель адиабаты $\gamma = \Gamma(x)$.

Устойчивость коллапса парно-нестабильных звезд в рамках аналитического рассмотрения изучается впервые.



Поведение $\Gamma(x)$ для рассмотренных моделей (сверху), полученное решение для модели C (снизу).

Исследование на устойчивость

- ▶ Рассматриваются малые возмущения, остаются лишь линейные слагаемые.
- ▶ Угловые переменные отделяются с помощью сферических функций $Y_l^m(\theta, \varphi)$.
- ▶ Снова вводится автомодельная переменная $x = r/A(-t)^\alpha$ и осуществляется переход к автомодельным функциям.
- ▶ За неустойчивость отвечает множитель $(t/\tau)^{\lambda_{lm}}$, где $\tau < 0$ произвольное число - не входит в уравнения.
- ▶ Например: $\rho_1(\vec{r}, t) = \rho_{in}(t) \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{t}{\tau}\right)^{\lambda_{lm}} \Phi_{lm}(x) Y_l^m(\theta, \varphi)$.
- ▶ В результате получается система ОДУ, не зависящая от числа m .
- ▶ Локальное исследование устойчивости: $\Phi(x) = \Phi_0 x^k$ Получается однородная СЛАУ.
- ▶ Тогда пространственно-временное поведение возмущений $f(\vec{r}, t) \sim t^{\lambda - \alpha k} r^k$. Поэтому если $Re \mu = Re(\lambda - \alpha k) < 0$ то течение неустойчиво.
- ▶ Решим $D_l(\mu + \alpha k, k, x) = 0$ для всевозможных k, l и x ; D_l - детерминант.

Результаты исследования на устойчивость

- Не существует параметров, при которых коллапс был бы устойчив. Наиболее устойчивая точка $x = 1$, т.е. потеря устойчивости на расстоянии r происходит за $\tau_{\text{inst}} = (r/x_w A)^{1/\alpha}$ до взрыва.

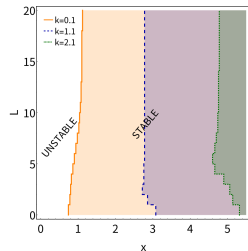
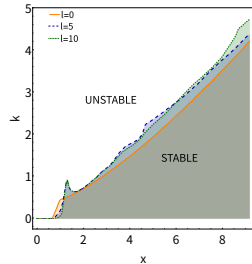
- Сравним со временем свободного падения $\tau_{\text{ff}} = (G\rho)^{-1}$ для массивных ($M \simeq 200M_\odot$; $\rho_c \sim 10^5 \text{ г/см}^3$, $r_c \sim 0.1R_\odot$) и маломассивных ($M \simeq 10M_\odot$; $\rho_c \sim 10^9 \text{ г/см}^3$, $r_c \sim 10^{-3}R_\odot$) звезд:

	Массивная	Маломассивная
УРКА	$\tau_{\text{ff}} \sim 10\text{с} \gg \tau_{\text{inst}} \sim 1\text{с}$	$\tau_{\text{ff}} \sim \tau_{\text{inst}} \sim 10^{-2}\text{с}$
Парная	$\tau_{\text{ff}} \sim 10\text{с} \gg \tau_{\text{inst}} \sim 1\text{с}$	$\tau_{\text{ff}} \sim \tau_{\text{inst}} \sim 10^{-2}\text{с}$

- Из энергетических оценок следует, что наиболее опасная мода $l \simeq 10$, поэтому можно выделить $l_w \sim 10$ «точек зажигания». l_w по порядку совпадает с количеством пиков на кривых блеска и «точек зажигания» при моделировании.

Основной результат

Коллапс ядер массивных звезд является нецентральный, он разбивается на несколько пятен воспламенения. Количество пятен воспламенения, в которых начальные малые возмущения продолжают развиваться, порядка десяти.



Диаграммы устойчивости для модели C.

Подробнее: <https://arxiv.org/abs/2112.00675>