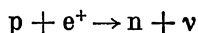


физики — закона сохранения барионного заряда, причем для больших масс критическая плотность, при которой должна происходить аннигиляция, весьма умеренна. Например, при $M = 10^3 M_{\odot}$ по формуле (11.7.4) имеем $\rho_{кр} = 2 \text{ г/см}^3$. Невелики также и температуры, достигаемые при сжатии до критических размеров. При этих ничем не примечательных условиях заведомо не может происходить ничего такого, что не наблюдается в земных лабораториях, ничего фантастического. Необычно большими являются потенциал и поле тяготения, но согласно принципу эквивалентности само поле тяготения локально не меняет законов, управляющих физическими процессами.

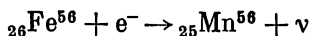
С нашей точки зрения, никакого парадокса для внешнего наблюдателя нет. Для такого наблюдателя коллапс «останавливается» при $R \rightarrow r_g$, и нет необходимости в изобретении фантастических нарушений надежно установленных законов физики. Конечно, есть вопрос о том, что будет с веществом, ушедшим под r_g , но не с точки зрения внешнего, а с точки зрения сопутствующего наблюдателя. Этот вопрос и трудность ответа на него мы подробно обсудили в § 6 гл. 4.

§ 8. Испускание нейтрино при коллапсе остывшей звезды

Вернемся к рассмотрению катастрофического сжатия, которое следует за потерей устойчивости. Звезда с массой, лишь немногим превышающей чандрасекаровский предел, теряет устойчивость и начинает коллапсировать, когда она практически остыла. В ходе гидродинамического сжатия такой звезды вырожденные электроны с ферми-энергией выше определенного порога вступают в обратный β -процесс с ядрами атомов. Происходит нейтронизация вещества. Если сжимать вещество достаточно медленно, то для каждого сорта ядер существует своя критическая плотность вещества, при которой происходит нейтронизация. Эта плотность соответствует ферми-энергии электронов, равной порогу реакции нейтронизации. Напомним (см. § 5 гл. 6), что нейтронизация протонов



происходит при плотности $1,6 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3$ (порог реакции $E - m_e c^2 = 0,78 \text{ Мэв}$); нейтронизация железа



происходит при $6 \cdot 10^8 \text{ г/см}^3$ (порог реакции $3,7 \text{ Мэв}$); см. Кameron (1959с), Сальпетер (1961).

При медленном сжатии близость ферми-энергии электронов к порогу реакции означает, что образующиеся нейтрино уносят мало энергии (впрочем, энергия нейтрино вторичных реакций — см. табл. IV — может и не быть малой).

Реакция нейтронизации связана со слабым взаимодействием и относительно медленная. При быстром сжатии нейтронизация отстает от равновесия при данной плотности. Это значит, что процесс будет происходить в основном при плотности, значительно выше пороговой, при большей ферми-энергии электронов. Избыток энергии электронов будет уноситься нейтрино. Следовательно, это и есть механизм образования нейтрино большой энергии.

В работах Зельдовича и Гусейнова (1965а,б) сделаны грубые оценки энергии нейтрино. Предполагалось, что плотность меняется по тому же закону, что и при свободном падении однородного вещества:

$$\rho = \frac{1}{6\pi G (t_0 - t)^2},$$

$$\left| \frac{d\rho}{dt} \right| = \frac{1}{3\pi G (t_0 - t)^3} = \rho^{3/2} \cdot 2 \cdot \sqrt{6\pi G} = \frac{\rho^{3/2}}{450}. \quad (11.8.1)$$

Ферми-импульс и энергия электронов выражаются через плотность ρ и число нуклонов μ_e на один электрон:

$$P_F = m_e c \left(\frac{\rho}{\mu_e \cdot 10^6} \right)^{1/3},$$

$$E_F = m_e c^2 \sqrt{1 + \left(\frac{P_F}{m_e c} \right)^2} \approx m_e c^2 \left(\frac{\rho}{\mu_e \cdot 10^6} \right)^{1/3}. \quad (11.8.2)$$

Обозначим через x долю ядер, уцелевших к данному моменту.

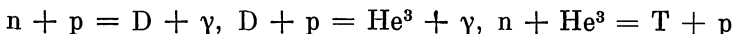
Вероятность нейтронизации зависит от свойств исходного и конечного ядра Z_1 и Z_2 (от матричного элемента M_{12}). В обычных лабораторных условиях (без вырожденных электронов) Z_1 стабильно, Z_2 — бета-радиоактивно. Вероятность распада и позволяет найти M_{21} , а по квантовой механике $|M_{12}| \equiv |M_{21}|$. Удобно выразить вероятность процесса нейтронизации Z_1 вырожденными электронами прямо через τ — время полураспада радиоактивного Z_2 и через известную функцию f энергии распада Q .

При $E_F \gg Q$ получим

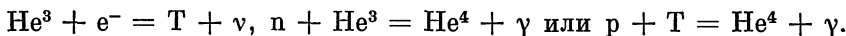
$$\frac{dx}{dt} = -\frac{1}{5} x \frac{\left(\frac{E_F}{m_e c^2} \right)^5 \ln 2}{f\tau}. \quad (11.8.3)$$

Для разрешенных переходов, например, $n \rightarrow p + e^- + \nu$, произведение $f\tau = 800 \text{ сек}$. Выписанных выше уравнений достаточно для полного решения задачи. Простейший пример нейтронизации

холодного водорода *) приводит к выводу, что $x = 0,5$ будет достигнуто при $E_F \approx 7 \div 8 \text{ Мэв}$, что значительно превышает порог ($1,25 \text{ Мэв}$, включая энергию покоя). Значит, в этом процессе нейтрино уносят энергию $5\text{—}7 \text{ Мэв}$. Превращение протона в нейтрон в среде, состоящей из протонов, вызовет цепочку ядерных реакций, заканчивающейся образованием He^4 :



или



Образование одного ядра He^4 из четырех протонов и двух электронов сопровождается выделением 26 Мэв , однако почти половина этой энергии уносится двумя энергичными нейтрино. Нейтронизация водорода в ходе свободного падения происходит в основном при плотности $5 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$, хотя пороговая плотность составляет всего $1,6 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3$.

Более трудную проблему представляет нейтронизация гелия при катастрофическом сжатии (свободном падении). У гелия весьма высок порог реакции $e^- + \text{He}^4 = \text{T} + n + \nu - Q$ ($Q = 21 \text{ Мэв}$). К тому же, поскольку не существует связанного состояния H^4 (т. е. $p + 3n$) [см. обзор: Базь, Гольданский, Зельдович (1965)], то в правой части уравнения реакции стоят три частицы. Вероятность реакции зависит также от энергии, которую уносит нейтрон. Понятно, что экспериментальных данных об обратном процессе $n + \text{T} = \text{He}^4 + e^- + \bar{\nu}$ нет, так как вероятность слабого взаимодействия налету (со свободным нейтроном) ничтожна. Поэтому для оценки матричного элемента в работе Зельдовича и Гусейнова (1965b) использован изученный на опыте захват отрицательного мю-мезона $\mu^-: \mu^- + \text{He}^4 = \text{T} + n + \nu_\mu$. Для μ^- в $1s$ состоянии вероятность захвата 370 сек^{-1} .

Предполагая, что матричный элемент не зависит от энергии нейтрона, найдем

$$\frac{dx}{dt} = -x \cdot 660 \cdot y^2 (y - 1)^{1/2},$$

где

$$y = \frac{E_F}{Q} = \frac{1}{45} \left(\frac{\rho}{\mu_e \cdot 10^6} \right)^{1/3}. \quad (11.8.4)$$

Интегрирование уравнения для x совместно с законом свободного падения приводит к выводу, что реакция проходит при $E_F \sim 45 \text{ Мэв}$ и при плотности $\sim 10^{12} \text{ г/см}^3$.

*) Конечно, коллапсирующая звезда не может состоять из водорода (он выгорел). Расчет носит методический характер и показывает только общую картину процесса.

За трудной реакцией нейтронизации гелия следует гораздо более легкая, с меньшим порогом (~ 10 Мэв) реакция



Таким образом, за счет нейтронизации при коллапсе образуются нейтрино с энергией до 30—40 Мэв. Грубые оценки показывают, что средний космический поток таких нейтрино может достигать 0,01 потока энергичных солнечных нейтрино от распада $B^8 \rightarrow Be^8 + e^- + \nu$ с граничной энергией $14 \frac{1}{2}$ Мэв. Так как вероятность регистрации нейтрино возрастает с увеличением их энергии, то не исключена возможность экспериментального обнаружения космических энергичных нейтрино, происхождение которых связано с коллапсом и нейтронизацией вещества. В этой связи особенно интересны проекты опытов, в которых можно будет определить энергию и направление нейтрино (см. Рейнес и Вуд, 1965).

Остается сделать два замечания. Расчеты сделаны для плотности однородно сжимающегося вещества. Градиент давления замедляет сжатие центрального ядра. С другой стороны, при падении вещества, находящегося в периферической части, плотность нарастает вначале медленно, а затем быстрее, чем по формуле для свободного падения. (При этом мы сравниваем производную $\frac{dp}{dt}$ при данном ρ . Сравнение в одинаковый момент времени не имеет смысла.) Таким образом, закон изменения плотности, лежащий в основе расчетов, нельзя считать завышенным; отклонения возможны в обе стороны.

Не повлияет ли гравитационное самозамыкание звезды на возможность регистрации нейтрино? Мы видели, что самозамыкание происходит при средней плотности $2 \cdot 10^{16} (M/M_\odot)^{-2} \text{ г/см}^3$. В действительности плотность должна определяться вблизи линии «последнего вздоха» (см. § 7 гл. 11). Максимальная плотность в центре звезды на этой линии несколько меньше этой величины. В простом примере сжатия однородной звезды без давления $\rho_c = [2 \cdot 10^{16} (M/M_\odot)^{-2}] / 2,55$. Нейтронизация гелия происходит при $\rho \approx 10^{12} \text{ г/см}^3$. Следовательно, для подавляющего большинства звезд нейтрино будут выходить, испытывая лишь небольшое красное смещение. К тому же у звезд большой массы мы имеем дело с горячей плазмой.

Испускание нейтрино при коллапсе и вспышках сверхновых обсуждалось выше, в § 4.

§ 9. Помешает ли быстрое вращение коллапсу звезды?

В предыдущих параграфах рассматривались звезды с малым угловым моментом. Критерий малости момента звезды дается условием

$$K \ll K_{\text{крит}} = kcMr_g,$$