

учетом возросшей вероятности соударения с электронами в недрах звезды благодаря зигзагообразному пути нейтрино) равна¹⁾

$$\lambda_{\text{eff}} \sim (\lambda_n \lambda_e)^{1/2} \quad (11.7.9)$$

$$\sim 2 \times 10^5 \left(\frac{\rho_{\text{нuc}}}{\rho} \right)^{7/6} \left(\frac{100 \text{ кэВ}}{E_\nu} \right)^{5/2} \text{ км}, \quad (11.7.10)$$

где мы использовали ВСГ-значение σ_e . Итак, хотя эффективная длина λ_{eff} значительно меньше λ_e , она все же гораздо больше радиуса нейтронной звезды. Следовательно, «старый» вывод о прозрачности нейтронной звезды для нейтрино малых энергий ($T \lesssim 10^9 \text{ К}$, $kT \lesssim 100 \text{ кэВ}$) все еще верен.

11.8. КРИВЫЕ ОСТЫВАНИЯ

Теперь можно подсчитать температуру нейтронной звезды как функцию времени. Тепловая энергия звезды заключена почти полностью в вырожденных фермионах (нейтронах или кварках). Если пренебречь взаимодействиями, то теплоемкость N таких частиц с массой m и параметром релятивизма $x = p_f/mc$ равна [114]

$$C_v = Nc_v \equiv \frac{dU}{dT} \Big|_{N, V} = \frac{\pi^2(x^2 + 1)^{1/2}}{x^2} Nk \left(\frac{kT}{mc^2} \right), \quad (11.8.1)$$

где c_v — удельная теплоемкость (на частицу).

Упражнение 11.5.

- Проинтегрируйте уравнение (11.8.1) и найдите полную тепловую энергию U (в первом приближении величина x остается постоянной).
- Каково значение U для нормальной нейтронной звезды с массой M , плотностью ρ и температурой T ?

Указание: Предположите, что $x \ll 1$ и воспользуйтесь результатами упражнения 11.1.

Ответ:

$$U_n \approx 6 \cdot 10^{47} (M/M_\odot) (\rho/\rho_{\text{нuc}})^{-2/3} T_9^2 \text{ эрг}. \quad (11.8.2)$$

- Каково значение U для релятивистского кваркового вещества с $n_u = n_d = n_s = n$?

¹⁾ Уравнение (11.7.9) случайного блуждания фактически выводится в разд. 14.5 для аналогичного случая диффузии фотонов через горячую плазму. В этом примере представляющий интерес процесс поглощения энергии — это обратное тормозное излучение, а процесс упругого рассеяния — томсоновское рассеяние на свободных электронах.

Указание: Воспользуйтесь уравнением (11.6.9).

Ответ:

$$U_q \approx 9 \cdot 10^{47} (M/M_\odot)(n/n_{\text{нuc}})^{-1/3} T_9^2 \text{ эрг.} \quad (11.8.3)$$

Появляющаяся в уравнениях (11.8.1)—(11.8.3) температура T — это температура недр. Недра нейтронных звезд в хорошем приближении являются изотермическими благодаря высокой теплопроводности вырожденного электронного газа¹⁾. Как и для горячих белых карликов (см. гл. 4), заметный градиент температуры имеется только в самом наружном невырожденном слое с малой плотностью²⁾.

Уравнение остывания имеет вид

$$\frac{dU}{dt} = C_v \frac{dT}{dt} = - (L_\nu + L_\gamma), \quad (11.8.4)$$

где L_ν — полная нейтринная светимость, а L_γ — фотонная светимость. Предполагая, что излучение фотонов с поверхности подобно излучению черного тела с эффективной температурой T_e , получим

$$L_\gamma = 4\pi R^2 \sigma T_e^4 = 7 \cdot 10^{36} \left(\frac{R}{10 \text{ км}} \right)^2 T_{e,7}^4 \text{ эрг/с,} \quad (11.8.5)$$

где σ — постоянная Стефана-Больцмана, а $T_{e,7}$ температура в единицах 10^7 К.

Подставляя соответствующие светимости в уравнение (11.8.4) и интегрируя, получим время, необходимое звезде, чтобы охладиться от начальной температуры $T(i)$ до конечной температуры $T(f)$.

Упражнение 11.6.

а) Рассчитайте время остывания, предполагая, что в нем главную роль играет модифицированный урка-процесс. Используйте уравнения (11.5.24) и (11.8.2).

Ответ:

$$\Delta t(\text{URCA}) \approx \left(\frac{\rho}{\rho_{\text{нuc}}} \right)^{-1/3} T_9^{-6}(f) \left\{ 1 - \left[\frac{T_9(f)}{T_9(i)} \right]^6 \right\} \text{ лет.} \quad (11.8.6)$$

¹⁾ Фактически при тепловом равновесии постоянна величина $T(-g_{00})^{1/2}$; для тепловой энергии необходимо учитывать гравитационное красное смещение. См. [366], задача 14.2.

²⁾ Но в [420] найдено, что для нейтронных звезд с жестким (TI) уравнением состояния отклонения от изотермичности в недрах звезды могут продолжаться существовать по крайней мере несколько тысяч лет после ее образования.

6) Повторите поочередно вычисления для пионной конденсации [уравнение (11.6.7)], кварков [уравнение (11.6.15)] и тормозного излучения нейтрино в коре [уравнение (11.6.3)].

Ответ:

$$\Delta t (\text{пион}) \approx 20 \theta^{-2} \left(\frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}} \right)^{1/3} T_9^{-4}(f) \left\{ 1 - \left[\frac{T_9(f)}{T_9(i)} \right]^4 \right\} \text{с}, \quad (11.8.7)$$

$$\Delta t (\text{кварк}) \approx \left(\frac{n}{n_{\text{nuc}}} \right)^{-1/3} T_9^{-4}(f) \left\{ 1 - \left[\frac{T_9(f)}{T_9(i)} \right]^4 \right\} \text{ч}, \quad (11.8.8)$$

$$\Delta t (\text{т. и.}) \approx 2 \left(\frac{M}{M_{\text{cr}}} \right) \left(\frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}} \right)^{-2/3} T_9^{-4}(f) \left\{ 1 - \left[\frac{T_9(f)}{T_9(i)} \right]^4 \right\} \text{лет}. \quad (11.8.9)$$

Детальные вычисления [379, 575, 576] указывают, что в общем случае поверхностная температура и температура недр связаны соотношением

$$T_e/T \sim 10^{-2} \alpha, \quad 0,1 \leq \alpha \leq 1. \quad (11.8.10)$$

Этот результат можно понять достаточно просто, если применить анализ области перехода от невырожденного к вырожденному состоянию, выполненный в разд. 4.1 для белых карликов, к соответствующей области нейтронной звезды. Как можно заметить, это та область, где электроны становятся невырожденными, что в данном случае немаловажно; по отношению к этой области все внутренние части нейтронной звезды, грубо говоря, изотермичны. Предположим снова, что непрозрачность определяется главным образом связанно-свободными и свободно-свободными процессами и поэтому соотношения (4.1.1)—(4.1.11) остаются справедливыми. (В действительности непрозрачность в основном определяется томсоновским рассеянием при $T \geq 2 \cdot 10^8$ К [127]). Принимая, что поверхность состоит

из чистого железа (${}^{56}_{26}\text{Fe}$), имеем: $X = 0$, $Z = 1$, $\mu_e = \frac{56}{26}$ и $\mu = \frac{56}{27}$. Прирав-

нявая соотношение (4.1.11) для L в единицах T выражению (11.8.5) для L в единицах T_e , получим

$$\frac{T_e}{T} \approx 1 \cdot 10^{-2} T_9^{-1/8} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{10 \text{ км}} \right)^{-1/2}. \quad (11.8.11)$$

Уравнение (11.8.11) согласуется с более детальным численным рассмотрением и показывает относительную нечувствительность к температуре коэффициента α из соотношения (11.8.10).

Упражнение 11.7. Выполните заново анализ, приведший к уравнению (11.8.11), для $T \geq 2 \cdot 10^8$ К. Замените (4.1.3) на $\kappa = \kappa_T = 0,40/\mu_e \text{ см}^2/\text{г}$.

Ответ:

$$L \approx 1,6 \cdot 10^{23} \mu \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) T^{3/2} \text{ эрг/с,}$$

$$\frac{T_e}{T} \approx 1 \cdot 10^{-2} T_9^{-5/8} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{10 \text{ км}} \right)^{-1/2}.$$

Если же теперь доминирующим механизмом потерь энергии станет излучение фотонов, уравнения (11.8.2), (11.8.5) и (11.8.10) дают

$$\Delta t (\text{фотон}) = 2 \cdot 10^3 \alpha^2 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/3} T_{e,7}^{-2}(f) \left\{ 1 - \left[\frac{T_{e,7}(f)}{T_{e,7}(i)} \right]^2 \right\} \text{ лет,} \quad (11.8.12)$$

где для исключения R использовано соотношение $M = 4\pi\rho R^3/3$ и предполагается, что для коротких промежутков времени $\alpha = \text{const}$.

Упражнение 11.8. Приблизительное согласие с расчетами Цуруты [576] обеспечивается при

$$T_e \approx (10T)^{2/3}, \quad (11.8.13)$$

где T и T_e измерены в кельвинах. Получите заново Δt (фотон), используя это соотношение.

Ответ:

$$\Delta t (\text{фотон}) = 6 \cdot 10^4 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/3} T_{e,7}^{-1}(f) \left\{ 1 - \left[\frac{T_{e,7}(f)}{T_{e,7}(i)} \right] \right\} \text{ лет.}$$

Полученные выше результаты представлены на рис. 11.2, где относительная важность различных процессов охлаждения показана как функция времени для нейтронной звезды с массой $M = M_{\odot}$, $\rho = \rho_{\text{нuc}}$ и $\theta^2 = 0,1$. Каждая кривая на рис. 11.2 дает $T(t)$ для каждого процесса в отдельности в предположении, что все остальные процессы отсутствуют. Наиболее эффективным процессом охлаждения в данный момент времени будет тот, для которого значение $T(t)$ наименьшее; температура недр в этот период будет приблизительно равна T .

Эти характерные времена охлаждения были определены в предположении, что нейтроны и протоны образуют нормальную жидкость. Сверхтекучесть изменяет эти результаты посредством двух разных механизмов. Во-первых, удельная теплоемкость скачкообразно возрастает при падении температуры ниже точки перехода, а затем экспоненциально уменьшается при более низких температурах. Поэтому непосредственно над температурой перехода характерное время охлаждения увеличивается, а при

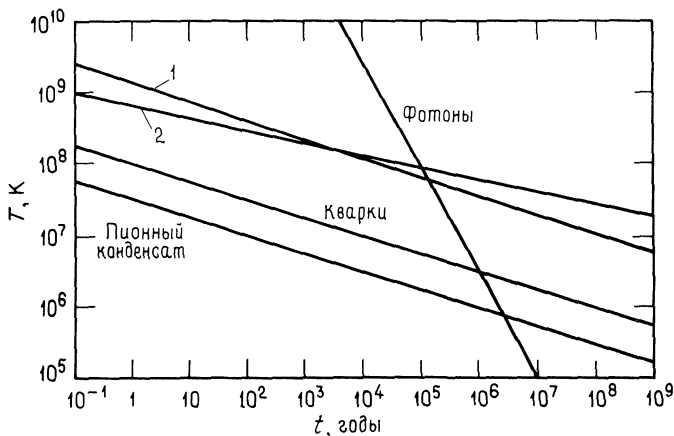


Рис. 11.2. Схематические кривые остывания нейтронной звезды. Температура недр представлена как функция времени для различных процессов в предположении, что они действуют в одиночку: 1 — тормозное излучение коры; 2 — модифицированные урка-реакции [52].

более низких температурах оно уменьшается. Во-вторых, в сверхтекучей жидкости подавлены процессы образования нейтрино, что увеличивает характерное время охлаждения.

Мы пренебрегли также ролью магнитного поля в уменьшении фотонной непрозрачности нейтронной звезды вблизи поверхности. Для данного значения T уменьшение непрозрачности увеличивает T_e и, следовательно, фотонную светимость.

11.9. СРАВНЕНИЕ С НАБЛЮДЕНИЯМИ

Подробные кривые остывания нейтронной звезды были построены некоторыми авторами (см., например, [226, 420, 590] и помещенные в них ссылки на более ранние вычисления). Кроме того, недавно были получены результаты рентгеновских наблюдений со спутников около 50 остатков сверхновых, включая семь отмеченных в исторических хрониках [271, 272]. Так называемая «стандартная» модель вычислений без учета пионной конденсации и кваркового вещества предполагает поверхностную температуру T_e у объекта возрастом около 300 лет, равную по крайней мере $(1 \div 2) \cdot 10^6$ К, а минимальные температуры остаются в диапазоне $(0,5 \div 1,5) \cdot 10^6$ К в течение по крайней мере 10^4 лет [см. рис. 11.2 и уравнение (11.8.12)].

Верхний предел $\sim 3 \cdot 10^6$ К для пульсара в Крабовидной туманности, выведенный по наблюдениям покрытия пульсара Луной [571, 622], полностью совместим с этими обычными расчетами. Недавно наблюдения обсерватории «Эйнштейн» (спутник НЕАО-2) снизили верхний предел до $\sim 2 \cdot 10^6$ К. Этот результат и полученные из наблюдений верхние пределы