

излучения фотонов в мягком рентгеновском диапазоне (0,2—3 кэВ). Действительно, еще до открытия пульсаров считалось, что среди первых обнаруженных дискретных рентгеновских источников могут быть молодые нейтронные звезды (см., например [126, 127]). Поэтому в ожидании таких наблюдений были составлены детальные кривые остывания [577] и подробно вычислены скорости остывания [44].

Источники рентгеновского излучения, связанные с нейтронными звездами, стали наблюдаться только после открытия пульсаров. Однако эти источники были не изолированными нейтронными звездами, остывающими после образования, а нейтронными звездами в двойных системах, аккрецирующими газ от своих компаньонов (сравните с гл. 13). В таких системах именно падающий газ служит источником рентгеновского излучения. Многие годы единственным наблюдательным ограничением, касающимся процесса охлаждения изолированной нейтронной звезды посредством рентгеновского излучения, был верхний предел порядка  $3 \cdot 10^6$  К для поверхностной температуры пульсара в Крабовидной туманности, полученный при измерениях, которые проводились во время покрытия пульсара Луной (пульсар в Крабовидной туманности излучает рентгеновские импульсы с той же частотой, что и радиоимпульсы, но они не имеют ничего общего с тепловыми свойствами пульсара).

Недавно появилась возможность значительно расширить пределы наблюдений благодаря тысячекратному увеличению чувствительности и отличному угловому разрешению, обеспеченными выводом на орбиту обсерватории «Эйнштейн» (спутник HEAO-2). Характеристики такого спутника позволяют при изучении близлежащих остатков сверхновых либо обнаружить точечные источники, либо получить верхние пределы поверхностных температур почти на порядок величины ниже, чем при прежних измерениях [271]. В результате данные, поступающие от обсерватории «Эйнштейн» и от ее приемников, возможно, позволят определить, существуют ли действительно в недрах нейтронных звезд пионные конденсаты или свободные кварки. (Как мы увидим, эти состояния заметно ускоряют остывание.) Вдохновленные этой перспективой и накопленными к настоящему времени данными, мы обсудим ниже физику остывания нейтронной звезды.

## 11.2. РЕАКЦИИ С ИЗЛУЧЕНИЕМ НЕЙТРИНО В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ ( $T \lesssim 10^9$ К)

Здесь нас интересует история тепловой эволюции нейтронной звезды *после* того, как она уже остыла до температуры недр ниже нескольких миллиардов кельвинов. Относительно короткую эпоху, в течение которой температура падает от  $\sim 10^{11}$  К до  $\sim 10^9$  К, мы обсудим в гл. 18. Эта более ранняя эпоха, начинающаяся коллапсом звездного ядра и взрывом сверхновой, значительно короче, чем длительный период остывания при температурах ниже  $10^9$  К.

При температуре недр ниже нескольких миллиардов кельвинов любые нейтрино, излученные в процессе остывания, свободно покидают нейтронную звезду без взаимодействия с ее веществом, что подтверждается в разд. 11.7. Этот процесс, отличающий низкотемпературную эпоху остывания нейтронной звезды от предыдущей высокотемпературной эпохи ее образования, значительно упрощает изучение поздней тепловой эволюции.

При очень высоких температурах ( $T \geq 10^9$  К), существующих в ядрах проэволюционировавших массивных звезд, основные потери энергии через посредство нейтрино связаны с так называемыми урка-реакциями<sup>1)</sup>:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad e^- + p \rightarrow n + \nu_e. \quad (11.2.1)$$

Эти реакции преобладают также во время коллапса ядра. В обоих случаях нуклоны в горячих недрах не вырождены. Однако, когда нуклоны станут вырожденными, как например, в нейтронной звезде, остывшей ниже  $10^9$  К, эти реакции сильно подавляются. Ниже мы проиллюстрируем этот важный результат.

Вспомним приведенное в разд. 2.5 обсуждение: вещество в вырожденных недрах звезды удовлетворяет условию бета-равновесия

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e, \quad (11.2.2)$$

где с хорошим приближением [ $(kT/\mu_n)^2 \ll 1$ ] химические потенциалы равны энергиям Ферми. Поэтому

$$E_F(n) = E_F(p) + E_F(e), \quad (11.2.3)$$

где при ядерных плотностях

$$\begin{aligned} E_F(n) &\approx m_n c^2 + \frac{p_F^2(n)}{2m_n}, \\ E_F(p) &\approx m_p c^2 + \frac{p_F^2(p)}{2m_p}, \\ E_F(e) &\approx p_F(e)c. \end{aligned} \quad (11.2.4)$$

Зарядовая нейтральность требует, чтобы [сравните с уравнением (2.5.7)]

$$p_F(p) = p_F(e), \quad (11.2.5)$$

так что уравнение (11.2.3) принимает вид

$$\frac{p_F^2(n)}{2m_n} \approx p_F(e)c \left( 1 + \frac{p_F(p)}{2m_p c} \right) - Q, \quad (11.2.6)$$

где  $Q = (m_n - m_p) c^2 = 1,293$  МэВ, что мало по сравнению с остальными членами в уравнении (11.2.6) (сравните с упражнением 11.1). Уравнение

<sup>1)</sup> Подобно тому, как казино УРКА в Рио-де-Жанейро является идеальным стоком для денег, эти реакции служат идеальным стоком для звездной энергии.

(11.2.6) показывает, что энергия Ферми нейтронов (минус масса покоя) почти равна энергии Ферми электронов

$$E'_F(n) \equiv \frac{p_F^2(n)}{2m_n} \approx p_F(e)c = E_F(e), \quad (11.2.7)$$

и поэтому

$$p_F(e) = p_F(p) \ll p_F(n), \quad (11.2.8)$$

$$E'_F(p) \ll E'_F(n). \quad (11.2.9)$$

Рассмотрим теперь возможность такой реакции, как распад нейтрона [уравнение (11.2.1)] Распасться могут лишь те нейтроны, которые лежат в пределах  $\sim kT$  от поверхности Ферми. Следовательно, по закону сохранения энергии появляющиеся протон и электрон также должны находиться в пределах  $\sim kT$  от своих поверхностей Ферми; энергия высвобождающегося нейтрино также должна быть порядка  $kT$ . В соответствии с неравенством (11.2.8) протон и электрон должны иметь меньшие импульсы по сравнению с нейтроном. Однако это невозможно: при распаде не может сохраняться импульс, если сохраняется энергия.

Чтобы процесс осуществлялся, должна присутствовать посторонняя частица, уносящая импульс. Поэтому в работе [127] было высказано предположение, что в охлаждении нейтронной звезды важную роль играют «модифицированные» урка-реакции

$$n + n \rightarrow n + p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (11.2.10)$$

$$n + p + e^- \rightarrow n + n + \nu_e. \quad (11.2.11)$$

Этим реакциям сопутствуют реакции с излучением мюонного нейтрино

$$n + n \rightarrow n + p + \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (11.2.12)$$

$$n + p + \mu^- \rightarrow n + n + \nu_\mu, \quad (11.2.13)$$

которые протекают, если  $\mu_e > m_\mu c^2$ ,  $\rho \geq 8 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> (сравните с разд. 8.10). Соответствующие реакции с  $\tau$ -нейтрино не осуществляется при типичных плотностях недр нейтронной звезды, поскольку  $m_\tau c^2 = 1784$  МэВ  $\gg \mu_e$ .

В последующих разделах мы вычислим скорость охлаждения, обусловленного этими модифицированными урка-реакциями. Читатель, интересующийся только результатами, может перейти прямо к уравнению (11.5.22).

**Упражнение 11.1.** Покажите, что в приближении идеального газа Ферми (см. разд. 2.5) приблизительно сохраняют силу следующие соотношения при  $\rho \lesssim 2\rho_{\text{нuc}}$  (т.е. для нерелятивистских нуклонов):

$$n_n = 1,7 \times 10^{38} \left( \frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}} \right) \text{ см}^{-3},$$

$$n_e = n_p = 9,6 \times 10^{35} \left( \frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}} \right)^2 \text{ см}^{-3},$$

$$E'_F(n) = E'_F(e) = 60 \left( \frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}} \right)^{2/3} \text{ МэВ},$$

$$E'_F(p) = 1,9 \left( \frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}} \right)^{4/3} \text{ МэВ/с},$$

$$p'_F(n) = 340 \left( \frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}} \right)^{1/3} \text{ МэВ/с},$$

$$p'_F(e) = p'_F(p) = 60 \left( \frac{\rho}{\rho_{\text{nuc}}} \right)^{2/3} \text{ МэВ/с}.$$

Здесь  $\rho_{\text{nuc}} = 2,8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ .

### 11.3. ТЕОРИЯ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Наше современное понимание слабых взаимодействий, например  $\beta$ -распада, представлено теорией Вейнберга — Салама — Глэшоу (ВСГ)<sup>1)</sup>. Согласно этой теории, слабые силы, действующие между фермионами, обусловлены обменом массивными векторными бозонами во многом так же, как электромагнитное взаимодействие обусловлено обменом фотонами (безмассовыми векторными бозонами; см. приложение Г).

В стандартной модели ВСГ существуют два заряженных «промежуточных» бозона  $W^+$  и  $W^-$ , а также один нейтральный промежуточный бозон  $Z^0$ . Как предсказывается теорией, они должны обладать следующими массами:

$$m_W c^2 = \frac{37,3 \text{ ГэВ}}{\sin \theta_w} = 78,1 \pm 1,7 \text{ ГэВ},$$

$$m_Z c^2 = \frac{m_W c^2}{\cos \theta_w} = 88,9 \pm 1,4 \text{ ГэВ},^{2)} \quad (11.3.1)$$

<sup>1)</sup> Отличное историческое введение в теорию слабого взаимодействия дано в работе [141].

<sup>2)</sup> В экспериментах на протон-антипротонном коллайдере Европейского центра ядерных исследований (ЦЕРН) удалось наблюдать рождение промежуточных бозонов и определить их массы, значения которых находятся в отличном согласии с предсказаниями теории. — *Прим. перев.*