

ность термоядерного горения водорода составляет менее процента от энергии покоя вещества ($\sim 0.007c^2$ эрг/г), а гравитационный потенциал на поверхности белого карлика $GM/R \sim 10^{-4}c^2$, то есть гравитационная энергия на грамм вещества почти в сто раз меньше. Это означает, что при взрывном термоядерном горении частицы приобретают скорость намного выше параболической на поверхности белого карлика, поэтому продукты взрыва образуют гравитационно не связанную с ним оболочку, которая постепенно рассеивается в межзвездной среде. Отметим, что существенную роль в расширении оболочки новой звезды играет энергия ($\sim 10^{46}$ эрг), выделяющаяся при бета-распаде радиоактивных изотопов ^{13}N , ^{14}O , ^{15}O и ^{17}F , образующихся в ходе CNO-цикла.

Массы оболочек новых звезд малы, порядка 10^{-7} – $10^{-8} M_{\odot}$; такая масса набирается на аккрецирующем белом карлике за характерное время в 50–100 лет, так что, по сути дела, все новые звезды являются повторными. Спектроскопический анализ оболочек новых звезд показывает присутствие атомов Ne, Na, Mg, Al, что, по видимому, свидетельствует об эрозии самого белого карлика при взрыве. Поэтому не исключено, что увеличения массы белых карликов в новых звездах не происходит. Рост массы до значений, близких к пределу Чандрасекара, возможен только при специфических режимах перманентного горения. Считается, что подобные двойные системы (с ними связывают так называемые сверхмягкие сверхкритические рентгеновские источники) могут быть предшественниками сверхновых звезд типа Ia.

Регулярные вспышки, наблюдаемые у повторных и карликовых новых звезд, не связаны с термоядерным горением вещества на поверхности белого карлика, на который перетекает газ со второй звезды. Они являются результатом неустойчивого перетекания массы в аккреционном диске вокруг компактной звезды (белого карлика в случае катаклизмических переменных). Аккреционные диски в тесных двойных системах обсуждаются в конце этой главы.

10.2. Нейтронные звезды

Первая статья с упоминанием возможности сверхплотного состояния материи была опубликована Л. Д. Ландау в 1932 г. вскоре после открытия нейтрона. На возможность образования сверхплотных нейтронных звезд при коллапсе ядер массивных звезд, сопро-

вождающихся вспышками сверхновых, указывали астрономы В. Бааде (*W. Baade*) и Ф. Цвикки (*F. Zwicky*) в 1934 г. Теоретическая заметка Л. Д. Ландау о нейтронных звездах была опубликована в 1938 г. Одиночные нейтронные звезды были открыты как радиопульсары только в 1967 г. Э. Хьюишем (*A. Hewish*) и Дж. Беллом (*J. Bell*) (к 2006 г. их известно около 2000). Нейтронные звезды, входящие в состав тесных двойных систем, были открыты как компактные рентгеновские источники первым специализированным рентгеновским спутником «Ухуру» в 1972 г. Общее число нейтронных звезд в Галактике оценивается в 10^8 – 10^9 , из них радиопульсаров (молодых нейтронных звезд) — порядка 10^5 . Число известных рентгеновских источников с нейтронными звездами в Галактике составляет несколько сотен и быстро растет с увеличением чувствительности рентгеновских телескопов.

В большинстве случаев нейтронные звезды образуются в результате коллапса ядер массивных звезд с массой на главной последовательности больше 8–10 M_{\odot} . Как обсуждалось выше, коллапс ядра массивной звезды сопровождается вспышкой сверхновой II типа или типа Ib/c. Энергия, освобождаемая при коллапсе, по порядку величины совпадает с гравитационной энергией связи нейтронной звезды,

$$\Delta E_g \approx \frac{GM_{NS}^2}{R_{NS}} \sim 0.1 M_{NS} c^2 \approx 10^{53} (\text{эрг}) \left(\frac{M_{NS}}{M_{\odot}} \right),$$

(в численной оценке мы положили $R_{NS} = 10$ км) и в основном уносится нейтрино (см. предыдущую главу).

Специфическое свойство нейтронных звезд — сверхвысокая плотность, порядка ядерной ($\rho_0 \approx 2.8 \cdot 10^{14}$ г/см³), однако в отличие от атомного ядра, в котором нуклоны удерживаются благодаря сильным взаимодействиям между кварками, в нейтронной звезде нуклоны удерживаются вместе гравитационными силами (этим определяется минимальная масса НЗ). Как уже отмечалось в разделе 9.1, внутри НЗ вырожденные нейтроны не распадаются: из-за высокой плотности β -распад нейтрона запрещен принципом Паули, так как образующемуся электрону нет «места» в фазовом пространстве координат и импульсов из-за сильного вырождения вещества.

Из наблюдений следует, что НЗ обладают сверхсильным магнитным полем. Из-за вмороженности магнитного поля в космическую плазму, при сжатии вещества сохраняется поток магнитного

поля через выделенный контур: $\Phi \sim BR^2 = const$. Так, при сжатии звезды типа Солнца, со средней напряженностью магнитного поля на поверхности $B_0 \sim 1$ Гс, до размеров НЗ 10 км, получаем $B_{ns} = B_0(R_\odot/10\text{км})^2 \sim 5 \cdot 10^{11}$ Гс. Такие огромные и даже более высокие значения действительно подтверждаются наблюдениями радиопульсаров.

Многие НЗ входят в состав двойных систем. В тесных двойных системах с нейтронными звездами возможны уникальные явления. При перетекании вещества на НЗ с сильным магнитным полем ($> 10^{10}$ Гс) наблюдается феномен *рентгеновского пульсара* (см. 10.4). Если магнитное поле НЗ не столь большое, как указано выше, вещество на поверхности нейтронной звезды накапливается (заметим, что оно находится в вырожденном состоянии), и при превышении некоторого критического значения плотности и температуры на поверхности НЗ происходит термоядерный взрыв. Эти взрывы наблюдаются в виде регулярных *рентгеновских барстеров* (или вспыхивающих рентгеновских источников). Подчеркнем, что в отличие от новых звезд (взрыв на поверхности белого карлика), в рентгеновских барстерах продукты вспышки образуют расширяющуюся атмосферу, которая не отделяется от звезды в виде оболочки, а вновь сжимается. Причина тому — в 1000 раз более глубокий гравитационный потенциал на поверхности нейтронной звезды $GM_{NS}/R_{NS} \approx 0.1c^2$, что более чем на порядок больше удельной энергии, выделяемой в термоядерных реакциях синтеза. Более подробно об этом см. в монографиях С. Шапиро, С. Тьюколски «Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды», М.: Мир, 1985, т. 2; В. М. Липунов, «Астрофизика нейтронных звезд», М.: Наука, 1987.

10.2.1. Внутреннее строение НЗ

Массы НЗ с разной степенью точности измеряются в тесных двойных системах, но главный результат состоит в том, что в отличие от белых карликов, разброс масс НЗ, измеренных наиболее точными методами, крайне мал: $\langle M_{NS} \rangle = 1.35 \pm 0.1M_\odot$ (хотя теоретически допустимый диапазон масс НЗ 0.1–3 M_\odot). Этот факт, по видимому, связан с фундаментальными законами коллапса звездных ядер, детали которого до конца не выяснены.

Радиус НЗ измерить гораздо сложнее. Например, его можно оценить по максимальной рентгеновской светимости рентгеновских барстеров, предполагая ее равной эддингтоновскому пределу, и на-

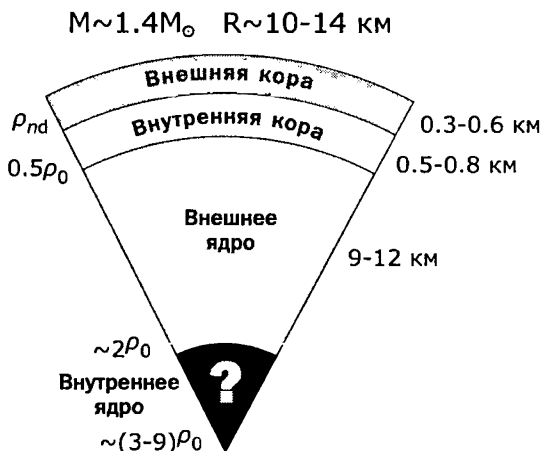


Рис. 10.1. Схема внутреннего строения нейтронной звезды. Обозначения: $\rho_0 = 2.8 \cdot 10^{14}$ г/см³ — ядерная плотность, $\rho_{nd} = 4 \cdot 10^{11}$ г/см³ — плотность образования нейтронных капель.

блюдаемой эффективной температуре ($L_x = 4\pi R^2 \sigma_B T_{eff}^4$); неопределенность в расстоянии до источника не позволяет непосредственно оценить L_x из наблюдений. В принципе её можно вычислить, зная массу НЗ ($L_{Edd} \sim M$), но в маломассивных рентгеновских двойных системах с барстерами массы НЗ определяются не очень надёжно.

Другой способ определения радиуса — по наблюдению гравитационного красного смещения z_g линий излучения вблизи поверхности нейтронной звезды ($1 + z_g = 1/\sqrt{1 - R_g/R}$, $R_g = 2GM/c^2$ — гравитационный радиус НЗ с массой M). И в этом случае требуется знание массы M . Поэтому радиусы НЗ, выводимые из современных наблюдений, измеряются недостаточно точно и лежат в пределах от 10 до 15 км.

В отличие от масс, которые в двойных пульсарах измеряются по релятивистским эффектам с рекордной точностью в доли процентов, внутреннее строение НЗ (особенно ее центральных частей) известно с большой степенью неопределенности из-за отсутствия лабораторных данных о свойствах вещества в сверхплотном состоянии. Внутреннее строение НЗ по модельным расчетам схематически изображено на рис. 10.1. В зависимости от состояния вещества внутри НЗ выделяются четыре основных зоны.

1. **Внешняя кора.** $\Delta R = 300\text{--}600$ м, $\rho < \rho_{nd} \approx 4 \cdot 10^{11}$ г/см³. Величина ρ_{nd} соответствует плотности, при которой газ свободных нейтронов начинает приобретать свойства жидкости. Внешняя кора состоит из сильно вырожденных электронов (представляющих почти идеальный Ферми-газ) и ядер (ионов). Уравнение состояния во внешней коре известно достаточно хорошо.

2. **Внутренняя кора.** $\Delta R = 500\text{--}800$ м, $\rho_{nd} < \rho < 0.5\rho_0$, где ρ_0 — ядерная плотность. Верхняя граница соответствует плотностям, при которых отдельные атомные ядра уже не могут существовать. Во внутренней коре электроны находятся в состоянии ультрарелятивистского вырожденного газа, а ядра обогащены нейтронами и занимают значительный объем. Свободные нейтроны образуют сильно вырожденную Ферми-жидкость, которая может быть сверхтекучей. Вблизи границы с внешним ядром в слое в несколько сотен метров атомные ядра становятся слабо связанными; в некоторых моделях возможны фазовые переходы к несферическим ядрам (т. н. «ядерная паста») в виде цилиндров («макароны»), пластин («лазанья») и т. д. Детали структуры внутренней коры плохо известны.

3. **Внешнее ядро.** $0.5\rho_0 < \rho \lesssim 2\rho_0$. Вещество во внешнем ядре представляет собой однородную материю из сильно вырожденных нейтронов, протонов, электронов и возможно мюонов. Электроны и мюоны образуют почти идеальные ферми-газы, а нуклоны — сильно неидеальные ферми-жидкости, которые могут быть сверхтекучими и сверхпроводящими. Уравнение состояния известно сравнительно неплохо, но точность резко уменьшается с ростом плотности.

4. **Внутреннее ядро.** $2\rho_0 < \rho \lesssim 20\rho_0$. Состав точно не известен из-за плохого знания физики сильных взаимодействий и эффектов взаимного влияния частиц в сверхплотном веществе. Возможный состав — нуклонно-гиперонное вещество, или более экзотические возможности (пионный конденсат, кварковое вещество). Уравнение состояния во внутреннем ядре является фундаментальной физической проблемой.

10.2.2. Оценки масс НЗ

Теоретически возможный нижний предел массы НЗ почти не зависит от уравнения состояния и находится вблизи значения $0.1 M_{\odot}$. Максимальная масса НЗ (т. н. *предел Отпенгеймера–Волкова*) известна лишь приблизительно, и ее точное значение определяется выбранным уравнением состояния. Максимальные массы для разных

уравнений состояния отличаются примерно в 1.5 раза — от $\approx 1.5M_{\odot}$ для «мягких» уравнений состояния до $\approx 2.5M_{\odot}$ — для «жестких». Быстрое вращение (центробежные силы) может увеличить этот предел на 25%. За исключением самых малых масс, теоретические радиусы НЗ лежат в пределах от 10 до 14 км. Компактность НЗ требует учета эффектов ОТО ($\sim R_g/R$) при рассмотрении как внутреннего строения НЗ, так и процессов, происходящих в ее окрестностях. Как и в случаях с БК, если НЗ входит в состав тесной двойной системы с переносом массы, превышение предельной массы Оппенгеймера–Волкова приведет к коллапсу, предположительно с образованием черной дыры.

Массы НЗ в принципе могут быть (иногда достаточно точно!) определены из астрономических наблюдений. Существует несколько методов определения масс НЗ.

1. Массу одиночной НЗ можно оценить только косвенно, измеряя спектр рентгеновского излучения с ее поверхности. Определяя по спектру эффективную температуру T_{eff} , из соотношения $L = 4\pi R^2 \sigma_B T_e^4$ вычисляются радиус (если расстояние до НЗ известно). По соотношению масса–радиус можно оценить массу НЗ. Метод используется для нескольких известных близких НЗ.

2. Если НЗ находится в двойной системе, можно определить ее массу, изучая движение по орбите. Наиболее точные измерения возможны, когда НЗ является пульсаром (радио или рентгеновским). Тогда частота прихода импульсов модулируется орбитальным движением, и по кривой лучевых скоростей, как в случае обычных двойных звезд, можно восстановить параметры кеплеровского движения (период P_b , амплитуду лучевых скоростей пульсара K_p , эксцентриситет орбиты e , большую полуось орбиты пульсара в проекции на картинную плоскость $x_p = a_p \sin i = K_p \sqrt{1 - e^2} (P_b / 2\pi)$), и по ним определить функцию масс второго компонента (см. главу 7):

$$f_c = \frac{(M_c \sin i)^3}{(M_p + M_c)^2} = \frac{x_p^3 4\pi^2}{GP_b^2}.$$

Измерение кривых лучевых скоростей второй звезды дает возможность определить функцию масс пульсара f_p . Таким образом удастся определить отношение масс компонентов $M_c/M_p = (f_c/f_p)^{1/3}$. Когда второй компонент пульсара — оптическая звезда, ее массу можно оценить по спектральному классу. В ряде случаев удастся оценить возможное значение величины угла наклона орбиты i и та-

ким образом получить оценку массы НЗ. Именно так были оценены массы НЗ в рентгеновских двойных системах и радиопульсаров в паре с нормальной звездой или с белым карликом (см. рис. 10.2).

Однако в случае радиопульсаров в паре с другой НЗ (известно несколько таких систем) массы компонентов удалось измерить гораздо точнее. Орбитальные периоды у таких двойных систем порядка нескольких часов или дней (то есть это очень тесные пары!). В этих системах современные радиоастрономические методы регистрации времени прихода отдельных радиоимпульсов (т. н. *тайминг* пульсаров) позволяют измерять релятивистские эффекты в движении компонентов. К ним относятся: 1) угловая скорость поворота линии апсид $\dot{\omega}$ (поворот большой оси орбиты), который происходит из-за отличия силы притяжения между телами от закона обратных квадратов; 2) поперечный эффект Доплера и гравитационное красное смещение в поле второго компонента M_c ; 3) гравитационное запаздывание импульсов пульсара в поле тяжести второй звезды (2 параметра) и 4) темп векового уменьшения орбитального периода из-за излучения гравитационных волн \dot{P}_b .

В тесных двойных радиопульсарах эти релятивистские эффекты намного сильнее, чем в других тесных двойных системах. Например, темп поворота перигелия Меркурия в Солнечной системе составляет около 43 угловых секунд за столетие, а в двойном пульсаре Халса–Тэйлора PSR 1913+16 $\dot{\omega} \simeq 4.23$ градуса в год! Таким образом, измерение пяти дополнительных параметров дополняет (и фактически переопределяет) систему уравнений для определения 7 параметров орбиты (M_p , M_c , a , e , i , ω , T_a , см. главу 7). Это позволяет не только с большой точностью определить массы компонент, но и проверять различные теории гравитации, которые предсказывают несколько различные зависимости релятивистских параметров от элементов орбиты.

Первый двойной пульсар такого типа, PSR 1913+16, обнаруженный в 1975 году, изучается уже более 30 лет, и эффекты ОТО в нем подтверждены с точностью, лучше 0.1%. Надежно установлено вековое уменьшение периода этого пульсара из-за излучения гравитационных волн.

За открытие и высокоточные многолетние наблюдения двойного пульсара PSR 1913+16, которые внесли существенный вклад в фундаментальную физику, астрофизикам Дж. Тэйлору (*J. Taylor*) и Р. Халсу (*R. Hulse*) была присуждена Нобелевская премия по фи-

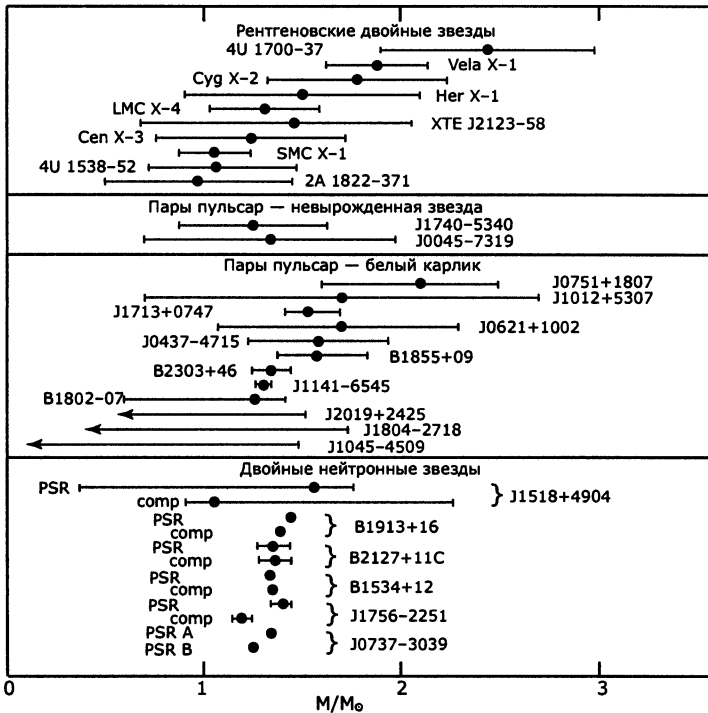


Рис. 10.2. Массы НЗ в двойных системах различных типов. Горизонтальные линии показывают неопределенность оценок.

зике 1993 г. Заметим, что точность измерений масс двойных радиопульсаров со временем возрастает, и есть надежда, что через 5–10 лет с помощью высокоточного тайминга можно будет достаточно аккуратно измерить момент инерции НЗ, пропорциональный MR^2 . Это позволит оценить радиус нейтронной звезды и, таким образом, уточнить уравнение состояния сверхплотной материи.

Сводка динамически измеренных масс НЗ в двойных системах (данные на середину 2005 г.) приведена на рис. 10.2. Минимально известная масса НЗ — у компонента двойного радиопульсара PSR J0737-3039 ($1.250 \pm 0.010 M_{\odot}$). Максимальная (точно измеренная) масса НЗ — у пульсара Халса–Тэйлора $M_p(2\sigma) = 1.4408 \pm 0.0006 M_{\odot}$; это еще и рекордная точность измерения массы звезды в астрономии. Как видно из рисунка, есть много указаний на существование НЗ с массой больше $1.5 M_{\odot}$, однако массы пульсаров (как и нейтронных звезд в целом), по-видимому, никогда не превышают $2.5\text{--}3 M_{\odot}$.