

Таблица 2

Предел Оппенгеймера–Волкова для различных уравнений состояния

Уравнение состояния	Обозначение	$M_{OV}/M_{\odot}$ без вращения	$M_{OV}/M_{\odot}$ с учетом вращения
Пионный конденсат	$\pi$	1,5	?
Уравнение Рейда	R	1,6	?
Уравнение Бете– Джонсона	BJ	1,9	2,16
Приближение трехнук- лонного взаимодействия	TNI	2,0	?
Приближение тензорного взаимодействия	TI	2,0	?
Приближение среднего поля	MF	2,7	3,18

ядер и электронов при малых плотностях ( $\rho \lesssim 4 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>) и при больших плотностях (внутренняя кора:  $4,3 \cdot 10^{11} < \rho < 2 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>) переходит в смесь решетки из ядер и сверхтекучей нейтронной жидкости. Подавляющая часть вещества (по массе и моменту инерции) представляет собой сверхтекучую жидкость из протонов и нейтронов ( $\rho \gtrsim (2 - 6) \times 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>).

Свойства самых центральных областей изучены хуже всего ( $\pi$  – конденсат? Твердое нейтронное ядро? Кварковое ядро?).

Все приведенные расчеты касаются только невращающихся нейтронных звезд.

### § 5. Массы нейтронных звезд

Часть наблюдаемых нейтронных звезд входит в состав двойных систем. Это счастливое обстоятельство позволяет их "взвешивать".

Делается это в отдельных случаях с рекордной для астрономии точностью! Парадоксально, но наиболее точно измерены массы именно нейтронных звезд (погрешность ~4%).

Прежде чем приступить к изложению наблюдательных данных, давайте подумаем, а какие, собственно, массы могут быть у реальных нейтронных звезд? Наивный ответ мог бы звучать так. Массы нейтронных звезд должны лежать в интервале между пределами Чандрасекара и Оппенгеймера – Волкова:  $M_{Ch} < M_x < M_{OV}$ . Но это неправильно. Даже если предположить, что нейтронная звезда минимальной массы получается при полном коллапсе вырожденного ядра, имеющего предельную массу  $M_{Ch}$ , масса нейтронной звезды, измеренная удаленным наблюдателем, будет меньше  $M_{Ch}$  из-за гравитационного дефекта массы.

Масса нейтронной звезды, которая может быть измерена с помощью достаточно удаленных пробных тел, называется толменовской массой. Звезда – устойчивый объект. При образовании ее из бесконечно удаленных друг от друга частиц энергия выделяется. Следовательно, и масса такой

звезды будет меньше массы покоя частиц, ее составляющих. Разность этих масс называется дефектом массы. Очевидно, для нейтронных звезд дефект массы обусловлен как ядерным взаимодействием, так и гравитационным.

"Текущая" масса  $M_r$ , входящая в уравнение Толмена – Оппенгеймера – Волкова (26.I) и определяемая уравнением (27.I), включает в себя не только локальную энергию, обусловленную движением и взаимодействием частиц, но и гравитационную энергию. Она, конечно, отличается от обычной ньютоновской массы, так как локальный объем в метрике Шварцшильда отличается от классического выражения:

$$dV = \left( 1 - \frac{2GM_r}{r} \right)^{-1/2} 4\pi r^2 dr. \quad (36.I)$$

Для нейтронных звезд дефект массы может составлять 10 – 20%. Следовательно, нейтронная звезда, образованная из предельного белого карлика, будет менее массивной. Кроме этого эффекта, нельзя пренебрегать и сбросом вещества. Расчеты коллапса белых карликов показывают, что звезда может сбросить достаточно большую массу и даже полностью распаться (см. Имшенник и Надежин, 1982). Поэтому ожидаемые значения масс нейтронных звезд правильней записывать в виде

$$0,03M_{\odot} \approx M_{\min} < M_x < M_{OV} \approx 2 - 3M_{\odot}. \quad (37.I)$$

Следует, однако, подчеркнуть, что "легкие" нейтронные звезды, по-видимому, могут образовываться только в результате эволюции маломассивных двойных (см. гл. X). В массивных же двойных минимальные массы звезд должны быть близки к чандрасекаровскому пределу (с учетом дефекта массы). Ожидаемый диапазон масс оказывается в отличном согласии с наблюдениями. Рекордным по точности явилось измерение массы у радиопульсара PSR 1913+16 (часто именуемого Тейлоровским или Хальс – Тейлоровским пульсаром), который является членом двойной системы. Благодаря высокой стабильности периода в этой системе удается наблюдать релятивистские эффекты (движение периастра). Это позволяет определить

массу обоих компонентов:

$$M(\text{пульсара}) = 1,41 \pm 0,06M_{\odot},$$

$$M(\text{спутника}) = 1,41 \pm 0,06M_{\odot}.$$

Как уже отмечалось во введении, сейчас известны еще два радиопульсара в двойных системах, но для них массу пока так точно определить не удалось. В то же время сейчас известно около 20 рентгеновских пульсаров в двойных системах. Стабильность формы импульсов и периодов рентгеновских пульсаров гораздо хуже, однако возможность наблюдения оптических спутников позволяет получать

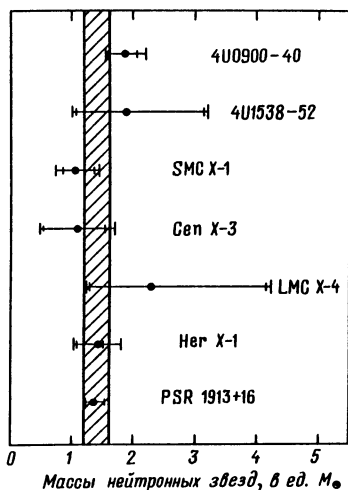


Рис. 19. Массы нейтронных звезд (Раппапорт и Джосс, 1983)

достаточно надежные оценки масс нейтронных звезд в этих системах. Очевидно, для определения масс рентгеновских пульсаров нужны спектральные наблюдения именно их оптических спутников, поскольку скорость движения оптического компонента вокруг центра масс определяется силой притяжения нейтронной звезды.

Пусть большая полуось двойной системы  $a = a_0 + a_x$ , где  $a_0, a_x$  — соответственно расстояния оптической и нейтронной звезд до центра масс. В случае круговых орбит полуамплитуда колебаний скорости оптической звезды, определенная по спектру,  $v_0$ , есть проекция орбитальной скорости на луч зрения:  $v_0 = 2\pi a_0 T^{-1} \sin i$ . Добавим к этим соотношениям третий закон Кеплера; получим систему уравнений

$$\begin{aligned} a &= a_0 + a_x, \\ M_0 a_0 &= M_x a_x, \\ \frac{G(M_0 + M_x)}{a^3} &= \left(\frac{2\pi}{T}\right)^3 \end{aligned} \quad (38.1)$$

Отсюда видно, что существует алгебраическая комбинация из значений масс компонентов и угла наклона орбиты двойной системы  $i$ , которая выражается только через наблюдаемые величины:

$$f_0(M) \equiv \frac{(M_x \sin i)^3}{(M_x + M_0)^2} = \frac{T v_0^3}{2\pi G}. \quad (39.1)$$

Функция  $f(M)$  называется функцией масс. Из соображений симметрии совершенно ясно, что, измерив полуамплитуду колебаний лучевой скорости нейтронной звезды, можно получить функцию масс для рентгеновского пульсара:

$$f_x(M) = \frac{(M_0 \sin i)^3}{(M_x + M_0)^2} = \frac{T v_x^3}{2\pi G}. \quad (40.1)$$

Измерив скорости  $v_0$  и  $v_x$  и имея дополнительную информацию об угле наклона  $i$ , можно найти массы компонентов. На рис. 19 представлены результаты таких измерений для семи рентгеновских пульсаров (Раппапорт и Джосс, 1983).

## § 6. Эффекты вращения

После открытия миллисекундного пульсара (Бекер и др., 1982) стало ясно, что в Галактике есть нейтронные звезды, в равновесии которых существенную роль играют эффекты вращения. Подробные численные расчеты внутреннего строения вращающихся нейтронных звезд были проведены недавно Фридманом и др. (1985). Изменение внутренней структуры вращающейся звезды по сравнению с неподвижной звездой связано не только с появлением центробежной силы, но и с возникновением чисто релятивистского эффекта "увлечения систем отсчета", характерного, например, для метрики Керра.

Наибольший интерес представляют следующие эффекты, вызванные вращением: а) изменение предела Оппенгеймера — Волкова; б) возникно-