ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Равновесие холодного самогравитирующего вещества может поддерживаться только за счет существенно квантовых эффектов *). Так, например, если плотность вещества меньше $\sim 10^{11}$ г/см^3, равновесие может обеспечиваться силами отталкивания вырожденных электронов (Фаулер, 1926). Но, как впервые показал Френкель (1928), а затем Чандрасекар (1931) и Ландау (1932), если "взять" достаточно большое количество вещества, то конфигурация становится неустойчивой. Физическая причина этого заключается в том, что электроны становятся релятивистскими и уравнение состояния вырожденного газа становится близким к уравнению релятивистского газа: $P \sim \rho^{4/3}$. Это уравнение политропы с индексом $n = 3$, которое, как известно еще из теории политропных звезд Лейна – Эмдена (см., например, Шварцшильд, 1961; Зельдович и Новиков, 1971), является критическим. При $n = 3$ конфигурация становится неустойчивой.

Таким образом, максимальная масса вырожденного карлика (чандрасекаровский предел) определяется из условия, что электроны становятся релятивистскими (см. дальше).

Максимальная масса оказалась близкой к массе Солнца – рядовой звезды. Есть звезды в десятки раз массивнее (ведь когда звезда рождается, она еще ничего "не знает" о пределе Чандрасекара!). Что будет с этой звездой, когда в ней исчерпаются источники энергии?

Ландау (1932) предположил, что в природе могут существовать сверхплотные звезды, равновесие которых поддерживается ядерными силами. Вслед за ним Бааде и Цвикки (1934) назвали такие звезды нейтронными и связали их образование со вспышками сверхновых звезд.

Размер нейтронной звезды $R_x \approx 10$ км и гравитационный потенциал $GM/R_x \approx 0{,}1\ c^2$. Это означает, что изучение строения нейтронной звезды должно проводиться с учетом эффектов общей теории относительности (Эддингтон, 1935). Первые такие работы были выполнены Оппенгеймером и Волковым (1939).

В этой главе мы рассмотрим некоторые внутренние свойства нейтронных звезд, отдав предпочтение наблюдаемым в принципе (т.е. тем, которые важны в их внешних проявлениях). Мы ограничимся лишь кратким, но по

*) Мы пока пренебрегаем эффектами вращения.

возможности ясным изложением этих вопросов. Более детально теорию внутреннего строения нейтронных звезд можно найти у Зельдовича и Новикова (1971), и в современной монографии Шапиро и Тьюколски (1985).

§ 1. Равновесие звезд

Равновесие звезд обеспечивается равенством силы тяжести и градиента давления. Всякое равновесное состояние соответствует экстремуму полной энергии звезды. Полная энергия звезды складывается из гравитационной энергии E_g и кинетической энергии движения частиц E_k:

$$E = E_g + E_k. \tag{1.I}$$

Если звезда состоит из идеального газа, то кинетическая энергия E_k есть тепловая энергия звезды. При данной массе M и средней плотности ρ полная энергия звезды равна

$$E = \epsilon_k M - C_1 M^{5/3} \rho^{1/3}, \tag{2.I}$$

где C_1 – некоторая константа, зависящая от распределения вещества в звезде, ϵ_k – средняя энергия кинетического движения одного грамма вещества. Для обычного газа политропное уравнение состояния

$$P = A\rho^{\gamma}, \tag{3.I}$$

а энергия ϵ_k равна

$$\epsilon_k = C_2 \rho^{\gamma - 1} + C_3, \tag{4.I}$$

где C_2 – константа, зависящая от энтропии, C_3 – константа, зависящая от химического состава. Подставляя ϵ_k в (2.I), получаем

$$E = -C_1 M^{5/3} \rho^{1/3} + C_2 M \rho^{\gamma - 1} + C_3 M. \tag{5.I}$$

Минимальная полная энергия E соответствует устойчивому равновесию

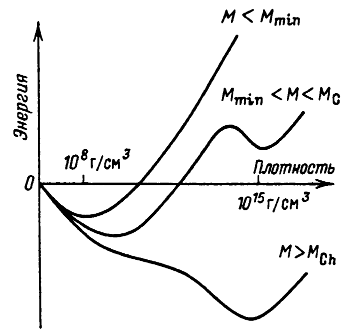

Рис. 16. Качественная зависимость полной энергии звезды $E(\rho)$ от ее средней плотности

звезды, а максимальная – неустойчивому равновесию. В равновесном состоянии кинетическая и гравитационная энергия звезды одного порядка.

Из последнего выражения видно, что при $\gamma < 4/3$ кривая $E(\rho)$ не имеет минимума вообще, и следовательно, устойчивое равновесие звезды, состоящей из такого газа, невозможно (мала упругость вещества). На рис. 16 показано качественно поведение $E(\rho)$.

В вырожденных звездах роль ϵ_k играет кинетическая энергия движения вырожденных электронов. Переход к уравнению состояния с $\gamma = 4/3$ происходит в тот "момент", когда электроны становятся релятивистскими. Это позволяет определить максимальную массу вырожденной конфигурации.

Предположим, что тепловая энергия вещества равна нулю (холодная звезда). Оценим полную кинетическую энергию вырожденного ферми-газа. Вырождение газа наступает, когда в одну ячейку фазового (шестимерного) пространства координат и импульсов формально попадает более одной частицы. Фермионы – частицы с полуцелым спином. Для них существует запрет Паули: два фермиона не могут находиться в одном состоянии – в одной ячейке, объем которой равен $\sim h^3$. Ясно, что, упаковывая частицы, мы не можем сделать так, чтобы произведение их импульса Δp на расстояние между ними Δx было меньше ограничения, накладываемого неопределенностью Гейзенберга:

$$\Delta p \cdot \Delta x \approx \hbar. \tag{6.I}$$

Возводя в куб это соотношение, мы и получим объем, занимаемый одной частицей вырожденного электронного газа.

Рассмотрим звезду радиуса R и массы M, равновесие которой обеспечивается давлением релятивистского газа. Расстояние между соседними частицами оценивается как

$$\Delta x \approx \mu^{1/3} R/(M/m_b)^{1/3}, \tag{7.I}$$

где $\mu = N_b/N_f$ – отношение числа барионов к числу вырожденных фермионов, m_b – масса бариона. Из соотношения неопределенности (6.I) находим импульс частицы:

$$\Delta p \approx \hbar (M/m_b)^{1/3} \mu^{-1/3} R^{-1}. \tag{8.I}$$

Поскольку энергия одной релятивистской частицы $\sim \Delta p \cdot c$, получим, что полная кинетическая энергия фермионов в звезде примерно равна

$$E \approx E_F \approx \frac{\hbar c}{R} \left(\frac{M}{m_b} \right)^{4/3} \mu^{-4/3}, \tag{9.I}$$

E_F – так называемая энергия Ферми. Отсюда, кстати, следует, что $\epsilon_k = E_k/M \sim M^{1/3} R^{-1} \sim \rho^{1/3}$, т.е. сравнивая с (4.I), видим, что релятивистский ферми-газ имеет уравнение состояния $\gamma = 4/3$. Но в равновесии кинетическая и гравитационная энергия одного порядка. Значит,

$$\mu^{-4/3} \frac{\hbar c}{R} \left(\frac{M}{m_b} \right)^{4/3} \approx \frac{GM^2}{R}. \tag{10.I}$$

Отсюда примерно получается критическая масса звезды, при которой вырожденный газ становится релятивистским и звезда коллапсирует:

$$M_{\text{Ch}} \approx \mu^{-2} \left(\frac{\hbar c}{G m_b^2} \right)^{3/2} m_b. \tag{11.I}$$

Для вырожденного вещества, состоящего из тяжелых ядер, $\mu = 2$, и мы вслед за Ландау (1932) получаем, что $M_{\text{Ch}} \approx 1{,}5\, M_\odot$.

Заметьте, что при выводе (11.I) мы нигде не конкретизировали природу ферми-частиц. Это показывает, что критическая масса вырожденного электронного и вырожденного нейтронного газа должна быть одного порядка. Однако совершенно разными оказываются радиусы вырожденных конфигураций. Минимальное значение радиуса находится из условия релятивистского вырождения, когда энергия Ферми для одной частицы становится порядка энергии покоя $m_f c^2$.

Подставляя (9.I) в соотношение

$$\frac{E_k}{N_f} \approx m_f c^2, \tag{12.I}$$

получим радиус вырожденной звезды на границе устойчивости (см. Шапиро и Тьюколски, 1985):

$$R_{\min} \approx \frac{\hbar}{m_f c}\left(\frac{\hbar c}{G m_b}\right)^{1/2} \approx \begin{cases} 5 \cdot 10^8 \text{ см}, & m_f = m_e, \\ 3 \cdot 10^5 \text{ см}, & m_f = m_n. \end{cases}$$

Представленные качественные соображения показывают, что звезда, имеющая массу M_{Ch}, неминуемо сжимается до размеров, когда атомы разрушаются и ядра приходят в соприкосновение. Влияние эффектов ОТО приводит к тому, что на кривой $E(\rho)$ (рис. 16) появляется вторичный минимум вблизи $\rho \gtrsim 10^6$ г/см^3. Наряду с эффектами ОТО важнейшим является процесс нейтронизации вещества, который заключается в том, что ядра захватывают электроны и один из протонов ядра превращается в нейтрон:

$$(z, A) + e^- \to (z-1, A) + \nu,$$

где z – заряд ядра, A – атомная масса. Нейтронизация вещества в центре звезды наступает при плотностях $\sim 10^9 \div 10^{10}$ г/см^3.

Оценим минимальную массу нейтронной звезды, следуя работе Ландау (1937). Чтобы пошла реакция нейтронизации, необходимо затратить некоторую работу. Например, при превращении

$$^{16}\mathrm{O} + 8e^- \to 16_1\, n^0$$

на 1 г вещества нужно затратить $7 \cdot 10^{18}$ эрг. Следовательно, чтобы превратить все вещество звезды массы M в нейтронную смесь, необходимо затратить $7 \cdot 10^{18}\ M^{5/3}$ эрг. С другой стороны, при сжатии до размеров нейтронной звезды ($R \approx 10$ км) выделяется гравитационная энергия $\sim 10^{53}\ M^{5/3}$ эрг. Очевидно, что для превращения всего вещества в нейтронное нужна достаточно большая масса "образца", а еще

$$M_{\min} \approx 6 \cdot 10^{31} \text{ г} \approx 0{,}03\, M_\odot.$$

Эта оценка показывает, что в принципе нейтронные звезды могут быть очень "легкими". Однако нужно помнить, что пока масса звезды меньше чандрасекаровского предела, энергетически более выгодным является состояние вырожденного карлика. Следовательно, образование "легких" нейтронных звезд требует дополнительных затрат энергии.