

Л. Э. ГУРЕВИЧ

ПЛОТНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ЯДРА И ИХ РОЛЬ В ЭВОЛЮЦИИ ЗВЕЗД

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 20 XII 1946)

Ландау⁽¹⁾ впервые поставил вопрос о судьбе звезды, лишенной источников энергии. Он обнаружил, что такая звезда может существовать в стационарном состоянии только в том случае, если ее масса не превосходит некоторой критической величины, равной примерно $1,5\odot$. При большей массе звезда должна неограниченно сжиматься.

Оппенгеймер с сотрудниками^(2,3) исследовал влияние на это сжатие эффектов общей теории относительности, появляющихся при достижении очень значительных плотностей. Оказалось, что эти эффекты не останавливают сжатия.

Далее Ландау⁽⁴⁾ показал, что в очень плотной звезде энергетически выгодно превращение протонов в нейтроны. Цвикки⁽⁵⁾ связал образование нейтронного ядра, а Гамов⁽⁶⁾ — вообще сжатие массивной звезды, исчерпавшей ядерные источники энергии, с вспышками сверхновых.

В этой статье я покажу, что

1. Задолго до релятивистского вырождения ядер, уже при релятивистском вырождении электронов звезда превращается в чисто нейтронную. Так как масса, приходящаяся на частицу, при этом уменьшается, то критическая масса возрастает до $6\odot$.

2. Вращение плотной звезды приостанавливает ее сжатие на разных стадиях в зависимости от ее массы и момента количества движения.

3. В плотных звездах может происходить образование тяжелых элементов. Таким образом, химический состав плотной звезды может зависеть от ее момента количества движения.

4. Образование плотного вращающегося ядра не имеет ничего общего со вспышками сверхновых.

§ 1. При сжатии до релятивистского вырождения электронов последние начнут поглощаться ядрами с испусканием нейтрино. Если энергетический уровень захваченного электрона после удаления части его энергии вместе с нейтрино окажется ниже нулевой энергии электронов, то обратное испускание электрона будет невозможно. Вследствие этого начнется процесс обогащения ядер нейтронами. Захват электронов протонами будет порождать свободные нейтроны, которые в дальнейшем поглотятся ядрами. Атомный вес ядер будет расти, а число их уменьшаться. Мы получаем низкотемпературный процесс образования тяжелых ядер, не связанный с преодолением их кулоновского отталкивания и, таким образом, обходящий трудность современной теории: тяжелые элементы не могли образоваться внутри звезд при их температурах, а температуры порядка миллиардов гра-

2*

дусов невозможны, так как при этом нейтринное излучение мгновенно охладит звезду. Если в недрах звезд есть плотные центральные области, то в них могут образоваться тяжелые элементы даже при $T=0$. Плотность электронного газа будет уменьшаться вследствие захвата электронов до тех пор, пока их нулевая энергия не понизится настолько, что процессы захвата смогут уравновеситься процессами испускания электронов.

Если источником энергии обычных белых карликов с нерелятивистскими вырожденными электронами является, повидимому, гравитационное сжатие вследствие охлаждения, то при релятивистском вырождении, даже при $T=0$, энергию дает, во-первых, сжатие за счет захватов электронов, во-вторых, радиационный захват образующихся нейтронов ядрами и, в-третьих, радиационные переходы электронов (в поле ядер) с верхних уровней распределения Ферми на более низкие, освобождающиеся при захвате находящихся на них электронов ядрами.

При сжатии звезды процессы захвата будут автоматически поддерживать плотность электронов примерно на постоянном уровне, соответствующем началу их релятивистского вырождения. При сжатии звезды до релятивистского вырождения ядер число электронов будет пренебрежимо мало. В крайнем релятивистском случае энергия связи ядер, даже самых тяжелых, мала по сравнению с их нулевой энергией. Поэтому они образуют газ из отдельных нуклонов, точнее, — так как электронов почти нет — из нейтронов. Распад ядер на нейтроны должен сопровождаться ростом нулевого давления, замедляющим этот распад и сжатие звезды.

§ 2. Во вращающейся звезде при сжатии растет энергия вращения $E_{\text{rot}} = K^2/2J$, где K — момент количества движения, а J — момент инерции. Этот рост может приостановить сжатие.

Уравнение равновесия звезды

$$\frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla \varphi - \omega^2 \mathbf{s} = 0,$$

где φ — потенциал тяготения, а \mathbf{s} — вектор с составляющими x и y .
Отсюда

$$\text{div} \left(\frac{1}{\rho} \nabla p \right) + 4\pi\gamma\rho - 2\omega^2 \left(1 + \frac{d \ln \omega}{d \ln s} \right) = 0, \quad (1)$$

где γ — постоянная тяготения.

В случае разреженной или быстро вращающейся звезды сжатие приводит к большим центробежным силам до того, как давление становится существенным. Тогда, пренебрегая первым членом, имеем

$$\frac{\omega^2}{2\pi\gamma\rho} = \frac{1}{1 + (d \ln \omega / d \ln s)} = \frac{1}{\psi}. \quad (2)$$

Если $d\omega/ds \leq 0$, т. е. угловая скорость постоянна или убывает наружу, то $\psi < 1$ и $\omega^2/2\pi\gamma\rho > 1$. По теореме Пуанкаре⁽⁷⁾, равновесие при этом неустойчиво, и с экватора истекает сильно сжатая масса⁽⁸⁾. Ее начальная скорость равна нулю, но она сильно ускоряется (и охлаждается) при расширении. Если эта масса — нейтронная или обогащенная нейтронами, то после уничтожения релятивистского вырождения ядер в результате расширения возникают тяжелые нейтронные ядра, а после уничтожения релятивистского вырождения электронов нейтронные ядра посредством β -распадов превращаются в нейтронно-протонные, которые затем делятся. Наконец, возникают ядерные реакции образовавшихся легких ядер. Очевидно, что эта картина

может иметь космогоническое значение — и в смысле образования звезд из плотных ядер, и в смысле образования планет, но она совершенно не похожа на вспышку сверхновой и имеет отношение не к концу, а к началу эволюции звезды.

Если в (2) $d\omega/ds > 0$, т. е. угловая скорость растет наружу, по крайней мере, как некоторая (не ниже третьей) степень расстояния, то равновесие возможно, но при этом, по (2), и плотность должна быстро расти наружу, что вряд ли когда-либо осуществляется.

Полагая $\omega = K/J$, где $J = \frac{2}{5} MK_0^2$, и считая для простоты $\psi = \text{const}$, мы получаем для „равновесного“ радиуса (если форма звезды близка к сферической)

$$R_0 = \frac{25}{6} \frac{K^2}{\psi \gamma M^4} = \frac{0,7 \cdot 10^8}{\psi} \left(\frac{K}{K_\odot} \right)^2 \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^3, \quad (3)$$

где принято $K_\odot = 10^{50}$, $M = 2 \cdot 10^{33}$.

§ 3. Если равновесие наступает при наличии нерелятивистского вырождения электронов или ядер (которое мы, для простоты, будем считать сильным), то

$$p = \frac{1}{5} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{m^{5/3}} \rho^{5/3} = \alpha \rho^{5/3}, \quad (4)$$

и, по (1),

$$\frac{5}{2} \alpha \Delta \rho^{2/3} + 4\pi \gamma \rho - 2\omega^2 \psi = 0. \quad (5)$$

Введем безразмерные переменные $x = \frac{r}{r_0}$, $\sigma = \frac{\rho}{\rho_0}$, $\frac{4\pi}{3} \rho_0 r_0^3 = M$, где $r_0 = \frac{5}{8\pi} \frac{a}{\gamma} \left(\frac{4\pi}{3M} \right)^{1/3}$, $\rho_0 = \frac{288\pi}{125} \frac{\gamma^3 M^2}{a^3}$, и некоторый характерный момент количества движения $K_0 = \omega J_0 = \frac{2}{5} \omega M r_0^2$, который при $\psi = 1$ и $\rho = \text{const}$ для сферической звезды равен ее действительному моменту количества движения. Тогда, используя (4), имеем

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\pi \gamma \rho} = \frac{200\pi}{3} \left(\frac{2\pi}{3} \right)^{1/3} \left(\frac{m}{M} \right)^{5/3} \left(\frac{K_0}{h} \right)^2, \quad (6)$$

и (5) принимает вид:

$$\Delta \sigma^{2/3} + \sigma - \alpha \psi = 0.$$

При $\alpha \gg 1$, очевидно, $\sigma \gg 1$, так что $\sigma \gg \sigma^{2/3}$, и можно пренебречь давлением. Тогда мы возвращаемся к случаю § 2, т. е. при

$$M \ll M_0 = \left[\frac{200\pi}{3} \left(\frac{2\pi}{3} \right)^{1/3} \left(\frac{K_0}{h} \right)^2 \right]^{3/5} m$$

равновесие неустойчиво и должно наступить центробежное распыление. Наоборот, при $M \gg M_0$ центробежные силы несущественны, и возможно устойчивое равновесие.

Критическая масса $M_0 \approx 10^{34} (K_0/K_\odot)^{3/5}$ для электроноядерной звезды и вдвое меньше для нейтронной. В промежуточном случае, как мы видели в § 1, средний атомный вес, а следовательно и M_0 , значительно больше. Таким образом, звезда, устойчивая при нерелятивистском вырождении, может потерять устойчивость в релятивистской области и наоборот.

§ 4. Сильное релятивистское вырождение, как мы видели, практически осуществимо лишь в нейтронной звезде, благодаря чему критическая масса $M_{cr} = 6 \odot$.

Если $M \gg M_{cr}$, то, как показал Ландау, можно пренебречь нулевым давлением, и потому, согласно § 1, наступит центробежное распыление. В обратном случае малой массы давление преобладает над тяготением, и звезда должна расширяться до слабого релятивистского вырождения. Наконец, при $M \approx M_{cr}$ существует область устойчивого равновесия. Мы установим это качественно, считая плотность звезды постоянной и рассматривая условие минимума полной энергии

$$\frac{d}{dR} \left(\frac{\beta N^{4/3}}{R} - \frac{3}{5} \frac{\gamma M^2}{R} + \frac{5}{4} \frac{K^2}{MR^2} \right) = 0,$$

где первый член — нулевая энергия при релятивистском вырождении. Отсюда

$$R_0 = \frac{25}{6} \frac{K^2}{\gamma M^2 [1 - (M_{cr}/M)^2]}.$$

При $M \rightarrow M_0$ $R_0 \rightarrow \infty$, а „критерий центробежной неустойчивости“

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\pi\gamma\rho} = \frac{K^2}{2\pi\gamma\rho J^2} = \frac{25}{8\pi} \frac{K^2}{\gamma\rho M^2 R_0^4} = \frac{25}{6} \frac{K^2}{\gamma M^3 R_0} = 1 - \left(\frac{M_{cr}}{M} \right)^2 \rightarrow 0,$$

т. е. роль центробежных сил уменьшается, и наше приближение сферической звезды становится законным. Следовательно, центробежное распыление массивной звезды приостановится и она даже несколько расширится, когда ее масса приблизится к M_{cr} .

Согласно (3) потенциал тяготения в сжатом состоянии при $M > M_{cr} = 6M_{\odot}$ — $\frac{\Phi}{c^2} > 2,6 \left(\frac{K_{\odot}}{K} \right)^2$, а окружная скорость $v = \omega R_0 = \frac{5}{2} \frac{K}{MR_0} \cong \cong 1,7 \cdot 10^9 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \frac{K_{\odot}}{K}$. Следовательно, массивные и медленно вращающиеся

звезды требуют релятивистского рассмотрения. Большинство звезд, однако, по Фесенкову⁽⁹⁾, обладает $K \gg K_{\odot}$.

§ 5. Существует косвенное подтверждение космогонической гипотезы, высказанной в § 2. Белые карлики, имеющие много водорода снаружи и высокую температуру внутри, излучают ничтожно мало энергии. Единственное возможное объяснение заключается в том, что они состоят в основном из тяжелых ядер, не реагирующих при имеющихся температурах, и излучают за счет гравитационного сжатия (и деления тяжелых ядер), а водород имеется лишь снаружи. Но так и должно быть, если белый карлик есть остаток от центробежного распыления нейтронной звезды. В быстро расширявшихся наружных частях отдельные нейтроны разлетались и уже после этого превратились в протоны посредством β -распада (Спонтанно или при столкновениях? Может быть, для β -распада нейтрона существует энергия активации?). Внутри же β -распады успели превратить нейтронные комплексы в более устойчивые протонно-нейтронные ядра до их распада, обусловленного расширением звезды.

Ленинградский государственный университет

Поступило
20 XII 1946

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ L. D. Landau, Sow. Phys., 1, 285 (1932). ² Oppenheimer and Volkov, Phys. Rev., 55, 374 (1939). ³ Oppenheimer and Snyder, Phys. Rev., 56, 455 (1939). ⁴ L. D. Landau, Nature, 141, 333 (1938). ⁵ Zwicky, Phys. Rev., 55, 727 (1939). ⁶ G. Gamov, Phys. Rev., 55, 718 (1939). ⁷ H. Poincaré, Leçons sur les hypothèses cosmogoniques, p. 22. ⁸ J. Jeans, Astronomy and Cosmogony. ⁹ В. Г. Фесенков, сб. Усп. астр. наук, 2.