закончиться равновесным состоянием. Таких состояний нет. Через время порядка $t_н = 1/\sqrt{6\pi G\rho}$ звезда сожмется настолько, что гравитационный потенциал у ее поверхности станет порядка c^2, и начнут проявляться эффекты общей теории относительности. Начиная с этого момента, звезда вступает в фазу релятивистского сжатия — коллапса. Можно предвидеть возможность двухступенчатого сжатия. Как показано выше, максимум Оппенгеймера — Волкова для холодных нейтронных звезд ($M \sim 2M_\odot$) расположен в области устойчивости горячих нейтронных звезд. Поэтому потеря устойчивости и результирующее сжатие горячей звезды с $M > 2M_\odot$ и начальной плотностью $\sim 10^7$ *г/см*^{3} (сравни обсуждение γ и γ_r в § 1 гл. 11)) может привести к состоянию горячей нейтронной звезды, и только позже, после достаточной потери энергии, наступает релятивистское сжатие.

Важно проанализировать наблюдаемые свойства такого двухступенчатого коллапса. Конечно, такой анализ потребует детальных гидродинамических расчетов с учетом общей теории относительности и физики элементарных частиц.

Следует напомнить, что рассуждение, которое привело нас к релятивистскому коллапсу как конечной судьбе звезды с массой больше ОВ-предела, основано на упрощенной картине гомологичного сжатия с однородным составом и без потери массы. Возможно, эта картина будет справедлива для звезды, перемешанной конвекцией, или с самого начала состоящей из железа. В действительности, однако, во внешних слоях любой звезды имеется много несгоревшего ядерного горючего даже после того, как в центре звезды ядерные реакции закончились.

Камерон (1969) в обзоре, озаглавленном «Как рождаются нейтронные звезды», предположил, что массивные звезды не «умирают» в результате релятивистского коллапса, а разрушаются ядерными взрывами. Он доказывает, что, возможно, только звезды с массами, лишь слегка превышающими чандрасекаровский предел для белого карлика ($\sim 1{,}2\ M_\odot$), имеют достаточно времени, чтобы полностью израсходовать свое ядерное горючее и перейти в состояние нейтронной звезды. В этой гипотезе нет звезд в состоянии релятивистского коллапса, хотя не отрицается возможность образования нейтронных звезд, что необходимо, так как, в конце концов, существуют пульсары!

§ 7. Релятивистский коллапс и «застывшие» звезды («черные дыры»)

Коллапс протекает практически со скоростью свободного падения, так как силы тяготения на конечную (не малую) величину превышают силы давления. Вблизи сферы Шварцшильда, как показано в § 2 гл. 3, сила тяготения стремится к бесконечности в то время как давление остается конечным. Таким образом, при анализе сближения поверхности звезды с поверхностью Шварцшильда в первом приближении давлением можно пренебречь. Эти соображения подтверждаются конкретным численным расчетом релятивистского сжатия звезды, выполненным Подурцом (1964a).

Будем рассматривать поверхность коллапсирующей звезды. В процессе сжатия масса M не меняется, и поэтому (считая $P = 0$) частица на поверхности просто падает под действием тяготения массы M. Следовательно, чтобы выяснить характер коллапса, достаточно рассмотреть свободное падение пробной частицы в поле массы M. Как было показано в § 4 гл. 3, внешний наблюдатель видит, что падающая частица приближается к гравитационному радиусу по закону:

$$r = r_g + (r_1 - r_g)\, e^{-\frac{c\left(t_* - t_*^1\right)}{2r_g}}, \tag{11.7.1}$$

а яркость падающего источника ослабевает по закону

$$I = \operatorname{const} e^{-\frac{2c}{r_g}\left(t_* - t_*^1\right)}. \tag{11.7.2}$$

Следовательно, поверхность коллапсирующей звезды приближается к r_g по закону (11.7.1) в течение бесконечно долгого времени для внешнего наблюдателя, поэтому мы будем пользоваться выражением «застывшая» вместо «коллапсировавшая» *).

Формула (11.7.2) изменения яркости непосредственно применима только к центральной точке видимого диска сжимающейся звезды. Для всего диска выводы сделать гораздо сложнее, так как необходимо рассматривать лучи, движущиеся под большим углом к радиусу, а пути таких лучей вблизи звезды весьма сложны. Анализ этого вопроса показывает [Подурец (1964b), Аймс и Торн (1967)], что для светимости всей звезды L имеет место формула, аналогичная (11.7.2), но с несколько иным показателем экспоненты

$$L = \operatorname{const} e^{-\frac{2c}{3\sqrt{3}\, r_g}\left(t_* - t_*^1\right)}, \tag{11.7.3}$$

где r_g — гравитационный радиус звезды. Любое излучение может покинуть звезду и уйти на бесконечность только в случае, если оно пересекает поверхность звезды до момента достижения ею сферы Шварцшильда (гравитационное самозамыкание).

Для каждой точки с лагранжевой координатой r_* существует момент собственного времени $\tau(r_*)$, в который из этой точки выходит излучение, покидающее звезду последним. Кривую

*) В последнее время в употребление входит термин «черная дыра».

$\tau(r_*)$ можно назвать линией «последнего вздоха». Очевидно, это есть нулевая мировая геодезическая, пересекающая поверхность звезды в тот момент, когда последняя пересекает сферу Шварцшильда.

Рассмотрим простейший случай сжатия однородного пылевого шара массы M с параболической скоростью. Этот случай замечателен тем, что однородное вещество в ходе сжатия остается однородным, а сама плотность зависит от времени по закону $\rho = 1/6\pi G(\tau_0 - \tau)^2$, где τ_0 — момент, когда весь шар сжимается в точку. Выражение $\rho(\tau)$ не зависит от массы и начального радиуса шара. В этом случае уравнение линии «последнего вздоха» есть

$$\tau = \frac{1}{12} r_g (R_* - 3)^3,$$

где $r_0 = 0$, $c = 1$; R_* — безразмерная лагранжева координата, выбранная так, что в момент пересечения r_g поверхностью шара площади сфер с радиальной координатой R_* есть $4\pi(R_* r_g)^2$; для поверхности шара $R_* = 1$.

Выше, при анализе изменения яркости сжимающейся звезды рассматривались источники, расположенные на поверхности. Ясно, что источники нейтрино будут в центре сжимающейся звезды. Мощность источников нейтрино нетрудно рассчитать, зная закон сжатия; затем можно определить закон затухания нейтринного излучения [он оказывается аналогичным (11.7.3)], и общую потерю массы звезды в ходе сжатия за счет нейтринного излучения [Зельдович (1963d); Зельдович и Подурец (1964); Фаулер (1964b)]. В этих расчетах, очевидно, существенно понятие линии «последнего вздоха». Подробно эти вопросы разбираются в § 8. Здесь отметим, что эти потери оказываются малыми.

Самозамыкание приводит к тому, что масса коллапсирующей звезды не может сильно уменьшаться за счет излучения энергии, и большая часть гравитационной энергии не излучается в виде света или нейтрино, а превращается в кинетическую энергию сжимающегося тела. Итак, мы можем сделать следующие выводы. Далекий наблюдатель видит, что катастрофически коллапсирующая звезда, когда ее размеры еще много больше r_g, сжимается с гидродинамической скоростью, т. е. очень быстро. При $(R - r_g) \sim r_g$ звезда продолжает стремительно сжиматься, за конечное собственное время достигает r_g и продолжает сжиматься дальше; но для внешнего наблюдателя благодаря указанным эффектам, ее видимое сжатие резко замедляется, причем радиус стремится к r_g по закону (11.7.1). Средняя плотность звезды стремится при этом к

$$\rho_{max} = 2\cdot 10^{16} \left(\frac{M_\odot}{M}\right)^2 \ г \cdot см^{-3}. \qquad (11.7.4)$$

Светимость звезды резко падает, несмотря на то, что фотоны продолжают рождаться в звезде почти в одном и том же темпе (в действительности даже в возрастающем темпе). Благодаря гравитационному красному смещению и другим указанным в § 5 гл. 3 эффектам светимость падает по закону (11.7.3). Характерное время затухания порядка r_g/c и равно $2 \cdot 10^{-5}$ *сек* для $M = 2M_{\odot}$. Звезда превращается в «застывшую» для внешнего наблюдателя звезду. Как показано в § 5 гл. 4, коллапс вращающегося шара для далекого наблюдателя качественно протекает так же, как и невращающегося. Учет давления вещества не меняет вывода. Здесь также характерно гравитационное самозамыкание и стремление к предельной картине «застывшей» звезды, как это описано выше. Подчеркнем, что в пределе, при $t \to \infty$, наблюдатель видит застывшую звезду невращающейся, но во внешнем поле гравитации члены, обязанные моменту $\boldsymbol{K}$, сохраняются и неизменно проявляются.

Итак, несмотря на то, что гравитационное поле вращающейся звезды отличается от поля Шварцшильда, ее коллапс качественно протекает так же, как и у невращающейся. Звезда асимптотически подходит к «застывшему» состоянию и до «застывания» успевает совершить конечное число оборотов. Внешний наблюдатель никогда не узнает, что случилось со звездой, когда ее радиус стал меньше размеров поверхности «горизонта событий».

Хотя после гравитационного самозамыкания никакое излучение от звезды уже не уходит, однако звезда, конечно, не «исчезает» бесследно из нашего мира. При коллапсе не меняется ее масса M и ее стационарное гравитационное поле. Такая «потухшая» звезда взаимодействует с окружающими телами своим полем тяготения (чрезвычайно сильным вблизи ее гравитационного радиуса).

Мы нашли конечное состояние звезды с массой больше критической $M > M_{\max}^{\text{ОВ}}$. Это состояние, катастрофически нестационарное для самой звезды, является «стационарным» в указанном выше смысле для внешнего наблюдателя. Так разрешается «парадокс больших масс», возникший благодаря работам Оппенгеймера и его сотрудников (1938; 1939) и обсуждающийся в литературе [см. работы Уилера и сотрудников (1962; 1965) и обзор Чиу (1964)]. На первый взгляд этот парадокс кажется весьма неприятным. Действительно, остывающая звезда с $M > M_{\max}^{\text{ОВ}}$ после потери устойчивости неограниченно сжимается (никакого предела сжатия нет!). А что дальше? Уилеру эти трудности кажутся настолько существенными, что он предполагает (Уилер, 1962), что в большой массе «лишняя» часть нуклонов аннигилирует при сжатии, превращаясь в излучение, покидающее звезду, так что масса всегда оказывается меньше критической. Это предположение является отказом от фундаментального закона физики — закона сохранения барионного заряда, причем для больших масс критическая плотность, при которой должна происходить аннигиляция, весьма умеренна. Например, при $M = 10^8 M_\odot$ по формуле (11.7.4) имеем $\rho_{кр} = 2$ *г/см*^{3}. Невелики также и температуры, достигаемые при сжатии до критических размеров. При этих ничем непримечательных условиях заведомо не может происходить ничего такого, что не наблюдается в земных лабораториях, ничего фантастического. Необычно большими являются потенциал и поле тяготения, но согласно принципу эквивалентности само поле тяготения локально не меняет законов, управляющих физическими процессами.

С нашей точки зрения, никакого парадокса для внешнего наблюдателя нет. Для такого наблюдателя коллапс «останавливается» при $R \to r_g$, и нет необходимости в изобретении фантастических нарушений надежно установленных законов физики. Конечно, есть вопрос о том, что будет с веществом, ушедшим под r_g, но не с точки зрения внешнего, а с точки зрения сопутствующего наблюдателя. Этот вопрос и трудность ответа на него мы подробно обсудили в § 6 гл. 4.

§ 8. Испускание нейтрино при коллапсе остывшей звезды

Вернемся к рассмотрению катастрофического сжатия, которое следует за потерей устойчивости. Звезда с массой, лишь немногим превышающей чандрасекаровский предел, теряет устойчивость и начинает коллапсировать, когда она практически остыла. В ходе гидродинамического сжатия такой звезды вырожденные электроны с ферми-энергией выше определенного порога вступают в обратный β-процесс с ядрами атомов. Происходит нейтронизация вещества. Если сжимать вещество достаточно медленно, то для каждого сорта ядер существует своя критическая плотность вещества, при которой происходит нейтронизация. Эта плотность соответствует ферми-энергии электронов, равной порогу реакции нейтронизации. Напомним (см. § 5 гл. 6), что нейтронизация протонов

$$\mathrm{p} + \mathrm{e}^+ \to \mathrm{n} + \nu$$

происходит при плотности $1{,}6\cdot 10^7$ *г/см*^{3} (порог реакции $E - m_e c^2 = 0{,}78$ *Мэв*); нейтронизация железа

$${}_{26}\mathrm{Fe}^{56} + \mathrm{e}^- \to {}_{25}\mathrm{Mn}^{56} + \nu$$

происходит при $6\cdot 10^8$ *г/см*^{3} (порог реакции 3,7 *Мэв*); см. Камерон (1959с), Сальпетер (1961).