

момент затухает по закону

$$\dot{\mu} = \frac{\mu}{\tau}, \quad \mu = \mu_0 e^{-t/\tau},$$

а пульсары рождаются с ненулевыми периодами и с одинаковыми магнитными моментами

$$\psi(p, t) = \nu \delta(p),$$

имеется следующее автомодельное решение:

$$\varphi(p) = \begin{cases} \frac{\nu \tau p}{4\pi^2 A \tau \mu_0^2 - p^2} & \text{при } p \leq p_{\max}, \\ 0 & \text{при } p > p_{\max}, \end{cases} \quad (59.VII)$$

где

$$p_{\max} = 2\pi [A \mu_0^2 \tau (1 - e^{-2t/\tau})]^{1/2}, \quad A = \frac{2}{3c^3 I}.$$

Очевидно, это решение может описывать лишь левую (от максимума) часть распределения пульсаров по периодам. Чтобы привести в полное согласие теорию и наблюдения, необходимо учесть, что пульсары рождаются с разными начальными периодами и магнитными полями. Общие решения, учитывающие это обстоятельство, будут приведены в гл. X.

§ 8. Пространственные скорости радиопульсаров

Если принять, что радиопульсары рождаются вблизи плоскости симметрии Галактики, то для объяснения наблюдаемого их распределения по z -координате необходимо предположить, что радиопульсары обладают достаточно большими пространственными скоростями. Оценим значение их пространственной скорости, исходя из того, что среднее расстояние от плоскости Галактики $\langle z \rangle = 200$ пк, а время жизни пульсара $\tau = 5 \cdot 10^6$ лет. Очевидно.

$$v > v_z = \frac{\langle z \rangle}{\tau} \approx 40 \text{ км/с}. \quad (60.VII)$$

В принципе, уже такие скорости могут считаться большими. Так, например, к классу убегающих звезд относятся те звезды, которые имеют пространственные скорости больше ~ 30 км/с.

Однако уже первые измерения собственных движений радиопульсаров дали неожиданные результаты. Скорости исчисляются сотнями км/с (см. Лайн и др., 1982), что значительно превышает оценку (60.VII). Последующие исследования подтвердили этот результат — тангенциальные скорости у некоторых радиопульсаров достигают 500 км/с и даже превышают это значение (Лайн и др., 1982; Даунс и Ричли, 1983). Так возникло "общественное мнение", что радиопульсары — это объекты, обладающие аномально быстрыми пространственными движениями. В действительности, по-видимому, это верно лишь отчасти. Информация о скоростях пульсаров до сих пор не является статистически обеспеченной и вместе с тем подвержена

ряду селекционных эффектов. Достаточно сказать, что в настоящее время собственные движения измерены лишь у ~ 30 радиопульсаров, т.е. менее чем у 10% с : всего их числа, кроме того, естественно, что измеряется собственное движение именно у тех пульсаров, которые движутся с аномально большой скоростью. Учет этих и других эффектов значительно снижает оценку средней пространственной скорости радиопульсаров. Оказывается, что подавляющая часть из них обладает довольно умеренными скоростями: $\sim 30 - 40$ км/с (Тутуков и др., 1984). Тем не менее, существование сверхбыстрых пульсаров требует своего объяснения.

Рассматривались три механизма возникновения больших скоростей: 1) асимметричное излучение магнитодипольных волн, обусловленное смещением центра диполя относительно тела звезды (Тадемару и Харрисон, 1975); 2) анизотропия коллапса нормальной звезды в нейтронную звезду (Шкловский, 1971); 3) распад двойной системы после взрыва одной из звезд (эффект Блау) (Гот и др., 1970).

Первые два механизма на самом деле близки друг к другу — оба предполагают перекачку гравитационной энергии коллапсирующей звезды в кинетическую энергию поступательного движения. Ведь вращательная энергия пульсара возникает в результате работы сил тяготения во время коллапса. Оценка скорости, приобретаемой нейтронной звездой, содержит при этом свободный параметр — параметр анизотропии (см. дальше). Другое дело — механизм Блау. Если взрыв в двойной системе происходит мгновенно, то скорость, приобретаемая разлетающимися звездами, полностью определяется начальными и конечными массами, периодами вращения и эксцентриситетом. Анализ эволюции массивной двойной системы показывает (см. гл. X), что перед вторым взрывом двойная система состоит из гелиевой звезды с массой $\sim 10 M_{\odot}$ и нейтронной звезды с массой $\sim 1 M_{\odot}$. Гелиевая звезда коллапсирует, сбрасывая 90% своей массы, и система распадается (напомним, что для распада двойной системы достаточно, чтобы система мгновенно потеряла больше половины своей массы). Максимальная скорость, которую приобретут разлетающиеся звезды, близка к первоначальным орбитальным скоростям, но не превышает их. Максимальная скорость нейтронной звезды, вращающейся вокруг гелиевой звезды, ~ 500 км/с. Соответственно отношению масс орбитальная скорость гелиевой звезды меньше в ~ 10 раз, т.е. ~ 50 км/с. Отсюда ясно, что механизм Блау совместно с современным сценарием эволюции двойных систем естественно объясняет существование радиопульсаров со скоростями ≤ 700 км/с. Кстати, легко заметить важнейшее следствие этой схемы, в принципе проверяемое. Быстро движущаяся нейтронная звезда должна быть старой. Если бы, например, удалось обнаружить радиопульсар, движущийся со скоростью $300 - 500$ км/с и имеющий тепловое рентгеновское излучение, связанное с остыванием нейтронной звезды и свидетельствующее о ее молодости, то механизм Блау для этого пульсара можно было бы сразу отбросить.

Пока таких наблюдений нет. Вообще, механизм Блау представляется наиболее естественным и достаточно эффективным. Необходимо только признать, что большая часть радиопульсаров имеет достаточно умеренные пространственные скорости (≤ 100 км/с). Ведь не все радиопульсары —

выходцы из двойных систем; да и двойные системы в большинстве случаев достаточно разделены и не дают значительных скоростей при распаде.

Из этой картины "выпадает" радиопульсар PSR 2111 + 46 (Липунов и др., 1986). Согласно Давнсу и Ричли (1983) он имеет собственное движение $\mu^{\alpha} \cos \delta \approx (107 \pm 60) \cdot 10^{-3}$ и $\mu^{\delta} \cos \delta \approx 40 \cdot 10^{-3}$ угловых секунд в год. При расстоянии $\sim 4,3$ кпк (Манчестер и Тейлор, 1981) это соответствует тангенциальной скорости $v_t \approx 2200$ км/с. Столь быстрое движение не может быть объяснено в рамках стандартного сценария с распадом двойной системы. Остаются механизмы, связанные с возможной анизотропией выделения энергии во время коллапса.

Предположим, что во время коллапса часть энергии выделяется анизотропно. Тогда скорость, приобретаемая нейтронной звездой, определяется из закона сохранения импульса:

$$M_x v = \frac{E_{ej}}{v_{ej}},$$

где $E_{ej} \approx 0,1 M c^2$ — энергия, выделяющаяся во время взрыва, v_{ej} — скорость, с которой эта энергия уносится. Как показывают расчеты (см. Имшенник и Надёжин, 1982), основная энергия при образовании нейтронной звезды уносится в виде нейтрино. Полагая $v_{ej} = c$, находим:

$$v \approx 0,1 \beta c.$$

При $\beta \approx 10^{-1}$ скорость $v \approx 3000$ км/с. Но из-за каких причин может возникнуть такая анизотропия?

Чугай (1984) заметил, что в сильном магнитном поле формирующейся нейтронной звезды должен проявляться эффект асимметричного излучения нейтрино. Однако подробные расчеты такого механизма (Тернов и др., 1985; Лоскутов, 1985) показывают, что даже в сверхсильных магнитных полях звезда приобретает скорость менее 100 км/с.

Другим источником анизотропии, обсуждавшимся в литературе (Липунов, 1983б), может быть приливное искажение коллапсирующей звезды в двойной системе. Искажение формы звезды вследствие приливной деформации можно оценить по следующей формуле:

$$\beta_0 \approx \frac{2\rho^4}{q},$$

где ρ — радиус коллапсирующей звезды, выраженный в единицах расстояния между компонентами, q — отношение массы коллапсирующей части звезды к массе соседки. Размер коллапсирующей части звезды — это размер вырожденного ядра. Он не превосходит 10^9 см. Совершенно очевидно, что в массивной двойной системе, где расстояние между компонентами порядка $\sim 10^{12}$ см, приливная анизотропия совершенно несущественна. Другое дело — маломассивные двойные системы с белыми карликами. Здесь значение ρ может достигать нескольких десятков процентов, так что начальное искажение формы звезды может быть $\beta_0 \approx 10^{-4}$. С учетом дополнительного усиления анизотропии во время коллапса (Цыган, 1982) может возникнуть анизотропия $\sim 0,1$ и соответствующая скорость достигнет нескольких тысяч километров в секунду. Конечно, это очень грубые оценки. Необходимо учитывать, что внешние слои белого карлика дают малый

вклад в массу. Это сильно снижает анизотропию в выделении энергии. С другой стороны, важную роль может сыграть несимметричный поджог вещества внутри белого карлика из-за искажения его формы. Короче говоря, вопрос о возможном значении анизотропии остается открытым.

§ 9. Эжектирующие звезды в двойных системах

Напомним, что к 1985 г. наблюдалось всего четыре радиопульсара, входящих в двойные системы. Во всех четырех случаях вторая звезда не наблюдается ни в одном из электромагнитных диапазонов. По-видимому, это связано с тем, что невидимые компоненты являются старыми, проэволюционировавшими звездами (вырожденные карлики, нейтронные звезды, черные дыры).

Радиопульсары в паре с вырожденными звездами. Сразу после открытия первого радиопульсара в двойной системе, PSR 1913 + 16 (Хальс и Тейлор, 1975а, б), стало ясно, что такая двойная система является идеальной "лабораторией" для исследования релятивистских эффектов (Брумберг и др., 1975). Благодаря высокой стабильности периода радиоимпульсов удалось наблюдать следующие эффекты: 1) классический эффект Доплера; 2) поперечный эффект Доплера; 3) вращение линии апсид; 4) гравитационное красное смещение; 5) изменение периода двойной системы, которое оказалось в полном согласии с предсказаниями общей теории относительности Эйнштейна. Измерение этих эффектов позволило с рекордной степенью точности определить массы звезд. Согласно последним данным (Тейлор и др., 1982) масса радиопульсара равна $M_x = (1,41 \pm 0,06)M_\odot$ и масса второй звезды $M = (1,41 \pm 0,06)M_\odot$. Характерное время замедления составляет $2 \cdot 10^8$ лет. Отсюда находим оценку дипольного момента $\mu \approx 10^{28}$ Э · см³, а напряженность поля $B \approx 10^{10}$ Э.

Важнейший вопрос состоит в том, почему двойная система пульсара PSR 1913 + 16 не распалась при образовании нейтронной звезды? Сценарий эволюции двойной системы, отвечающий на этот и другие вопросы, был дан Срнивасаном и Ван ден Хёвелом (1982). Более подробно такого рода сценарии рассмотрены в последней главе. Здесь мы лишь остановимся на одном моменте.

В сценарии предполагается, что радиопульсар PSR 1913 + 16 – это бывший рентгеновский пульсар, причем наблюдаемый сейчас период вращения нейтронной звезды близок к периоду, установившемуся во время аккреции. Напомним, что равновесный период А-пульсара в случае дисковой аккреции равен (формула (80.V))

$$p \approx 1 \mu_{30}^{6/7} L_3^{-3/7} \text{ с.} \quad (61.VII)$$

Полагая $L_x = 10^{38}$ эрг/с, что близко к эддингтоновскому пределу, получим $p \approx 0,059$, $\mu_{30} \approx 10^{-2}$. Эти значения неплохо согласуются с оценками по магнитодипольной формуле. Отметим, однако, что на самом деле темп аккреции может существенно превышать критическое значение, соответствующее эддингтоновскому пределу. В этом случае равновесный период оказывается несколько иным (см. следующую главу).

Почему нет радиопульсаров в паре с нормальными звездами? Уже в первые годы после открытия радиопульсаров стало ясно, что они по какой-