

L обнаружено существование двух кластеров, двух неперекрывающихся популяций. В одной из них сосредоточены пульсары с $P > 1$ с, в другой с $P < 0,1$ с. Метод главных компонент позволяет выделить два первых собственных вектора:

$$\begin{aligned} F_1 &= 0,053 \lg |z| - 0,416 \lg P - 0,883 \lg(dP/dt) + 0,208 \lg L, \\ F_2 &= 0,210 \lg |z| - 0,199 \lg P - 0,296 \lg(dP/dt) - 0,910 \lg L. \end{aligned} \quad (5)$$

В системе координат (F_1, F_2) также хорошо видны две отмеченные выше группы (рис. 35). Таким образом, формальные методы позволяют выделить два класса пульсаров: с короткими и с длинными периодами.

5. РАЗЛИЧИЕ ПУЛЬСАРОВ ПО МЕХАНИЗМАМ ЗАМЕДЛЕНИЯ

В течение всего времени исследования пульсаров считалось, что основное торможение вращения нейтронной звезды связано с потерей углового момента при магнитодипольном излучении на частоте её вращения¹³. Однако существует ряд других механизмов, приводящих к замедлению вращения нейтронной звезды: токовые потери [115], потери на излучение нейтронов, движущихся внутри нейтронной звезды [165, 166], потери через плазменный диск, расположенный около нейтронной звезды [167, 168], потери, связанные с нагревом токами и электрическими полями в верхних слоях магнитосферы [169, 170], торможение при движении нейтронной звезды через окружающую плазму [171]. Каждому из указанных механизмов будут соответствовать своя зависимость $\frac{dP}{dt}(P)$ и свой трек на диаграмме $dP/dt - P$ [172]. Сравнивая предсказания данной модели с наблюдаемым распределением точек на этой диаграмме, можно определить, какие из механизмов торможения реализуются в пульсарах. Традиционно считающееся основным магнитодипольное торможение приводит к зависимости

$$dP/dt = A/P, \quad (6)$$

¹³ У пульсаров с самыми короткими периодами заметная часть энергии может теряться на гравитационное излучение, поскольку в этом механизме скорость потерь пропорциональна Ω^6 (Ω – частота вращения нейтронной звезды) [164]. Кроме того, начальная стадия образования нейтронной звезды характеризуется значительными нейтринными потерями.

где $A = 8\pi^2 B_s^2 R_*^6 \sin^2 \beta / (3c^3 I)$. Здесь и далее предполагается, что величина магнитного поля на поверхности B_s со временем не изменяется¹⁴. Различие в B_s , R_* , I и β приведёт к дисперсии точек на диаграмме dP/dt (P). Аналогичная зависимость $\frac{dP}{dt}$ (P) получается в рамках модели токовых потерь [174].

При круговом движении нейтронов внутри нейтронной звезды благодаря слабому взаимодействию нейтрального тока могут испускаться пары нейтрино-антинейтрино (ν , $\bar{\nu}$). При нерелятивистских скоростях из сверхтекучих нейтронных вихрей происходит циклотронное излучение нейтрино [165]. При этом энергия вращения нормальных нейтронов переносится к сверхтекучим вихрям, что поддерживает их жизнь, но ведёт к замедлению вращения нейтронной звезды вследствие взаимодействия магнитных моментов нормальных нейтронов и электронов. Еще одним процессом, вызывающим торможение нейтронной звезды, является дипольное излучение, которое связано с наличием у движущегося по кругу нейтрона аномального магнитного момента [166]. Оба механизма могут быть описаны законом [165, 166]

$$dP/dt = aP^2, \quad (7)$$

где

$$a = \frac{11\gamma^4 m_n^2 R_p^3 \Delta^2 \overline{B^2 n^*}}{12\pi c^2 \hbar \bar{n}^*} \quad (8)$$

Здесь Δ – энергетическая щель, связанная с куперовскими парами, γ -гиромагнитное отношение нейтрона, n^* – циркуляционное квантовое число вихря, R_p – радиус сверхтекучей области 3P_2 , B – внутреннее магнитное поле, m_n – масса нейтрона, черточка обозначает усреднение по всем вихревым линиям.

В дисковой модели [167] скорость потери энергии вращения оказывается равной

$$I\Omega d\Omega/dt = A_2\Omega^3, \quad (9)$$

¹⁴ Вопрос об эволюции магнитного поля радиопульсаров остаётся открытым. Существуют механизмы, которые могут приводить к его уменьшению (например, омические потери в коре нейтронной звезды). Однако известны и альтернативные процессы, вызывающие генерацию магнитного поля (в частности, увлечение сверхпроводящих протонов внутри нейтронной звезды [173]). Поэтому в настоящее время разумно предположить, что в течение основного времени жизни величина магнитного момента в пульсаре остаётся постоянной и изменяется только его ориентация.

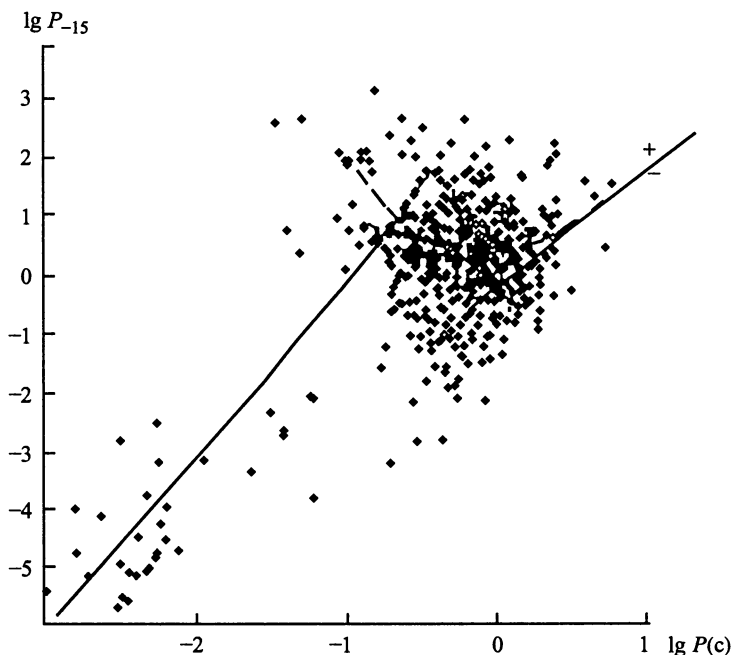


Рис. 36. Диаграмма $\lg \frac{dP}{dt} (\lg P)$ по данным каталога Тейлора и др. [68]

где $A_2 = \pi B^2 R_*^6 / 3GM$. Здесь G – гравитационная постоянная. В этой модели

$$dP/dt = 2\pi A_2 / I, \quad (10)$$

т.е. dP/dt вообще не зависит от периода P .

Потери энергии в верхних слоях атмосферы приводят к зависимости [170]

$$I\Omega d\Omega/dt = \frac{kB^2 R_*^5 \Omega^2}{c^2}, \quad (11)$$

где $k < 1$ – постоянный коэффициент. Из этого уравнения следует, что

$$dP/dt = A_3 P \quad (12)$$

при $A_3 = kB^2 R_*^5 / Ic^2$.

Оказалось, что вся совокупность наблюдений может быть представлена тремя участками на диаграмме $(dP/dt, P)$ [172] (рис. 36):

$$\lg(dP/dt)_{-15} = (3,10 \pm 0,54) \lg P(c) + 3,14 \pm 1,13 \quad (13)$$

$$K = 0,65 \pm 0,11, \quad N = 46, \quad P \leq 0,1c$$

$$\lg(dP/dt)_{-15} = (-0,34 \pm 0,18) \lg P(c) + 0,19 \pm 0,07$$

$$K = -0,09 \pm 0,05, \quad N = 410, \quad 0,1c < P \leq 1,25c$$
(14)

$$\lg(dP/dt)_{-15} = (1,75 \pm 0,56) \lg P - 0,01 \pm 0,15$$

$$K = 0,32 \pm 0,10, \quad N = 87, \quad P > 1,25$$
(15)

Как следует из приведённых зависимостей, весь массив точек не может быть описан одной магнитодипольной моделью. Сравнение полученных зависимостей с предсказаниями различных механизмов торможения показывает, что в пульсарах с самыми длинными периодами наилучшее согласие наступает, если привлекать процессы внутри нейтронной звезды. Для основной популяции пульсаров ($0,1c < P \leq 1,25c$) необходимо рассматривать совместное действие магнитодипольной и внутренней моделей. При таком объединении, как вытекает из соотношений (6) и (7),

$$dP/dt = A(1 + a_1 P^3) / P. \quad (16)$$

Эта зависимость для $a_1 P^3 \ll 1$ на диаграмме $\lg \frac{dP}{dt}(\lg P)$ имеет тангенс угла наклона $\alpha_1 = -1$. В области, где $a_1 P^3 \gg 1$, $\alpha_2 = 2$. При $P_m = (1/2a_1)^{1/3} d (dP/dt)/dP = d \left(\lg \frac{dP}{dt} \right) / d \lg P = 0$. Наклон, определяемый по вписыванию в наблюдаемый массив, зависит от величины a_1 . Численное значение коэффициента a_1 может быть принято равным 5 [175], при этом $P_m = 0,46$ с, а зависимость $\lg \frac{dP}{dt}(\lg P)$ имеет немонотонный характер. Формальное вписывание в неё прямой даст наклон, близкий к наклону зависимости (14).

Обратимся теперь к левой части диаграммы $\frac{dP}{dt}(P)$. Наблюдаемую зависимость (13) нельзя описать ни одной из рассмотренных выше моделей. Если использовать современные данные из каталога [3], то для 93 пульсаров с $P < 100$ мс и $dP/dt > 0$ получим

$$\lg(dP/dt)_{-15} = (3,79 \pm 0,28) \lg P(\text{мс}) - 7,02 \pm 0,35,$$

$$K = 0,81 \pm 0,06, \quad N = 93.$$
(17)

Большая часть этих объектов относится к классу раскрученных (recycled) пульсаров. Они либо находятся в двойных

системах в настоящий момент, либо приобрели свои современные особенности в результате эволюции в двойной системе, а сами ещё могут быть окружены реликтовыми дисками. Однако некоторые из объектов использованной выборки (например, PSR B0531 + 21 и 0833–45) могли образоваться как одиночные нейтронные звёзды. Они искажают наблюдаемую зависимость $dP/dt(P)$. Исключив 20 пульсаров с $P > 50$ мс и $(dP/dt)_{-15} > 1$, получим

$$\lg(dP/dt)_{-15} = (1,83 \pm 0,27) \lg P(\text{мс}) - 5,66 \pm 0,27, \quad (18)$$

$$K = 0,69 \pm 0,09$$

В работе [176] для режима, близкого к режиму пропеллера, когда начинается аккреция на нейтронную звезду из диска вокруг неё, приводится уравнение, описывающее потерю углового момента,

$$I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = -\frac{dM}{dt} GM_* / r_{eq}, \quad (19)$$

где dM/dt – скорость аккреции на нейтронную звезду, $r_{eq} = (GM_*/\Omega^2)^{1/3}$ – расстояние, на котором скорость вращения становится равной кеплеровской скорости. Из уравнения (19) можно получить

$$dP/dt = a_2 P^{7/3}, \quad (20)$$

где $a_2 = \frac{dM}{dt} (GM_* / 4\pi^2)^{2/3} / I$. Зависимости (18) и (20) согласуются друг с другом (в пределах 3σ). Предполагая, что наблюдательные данные описываются этой зависимостью, получим $\lg a_2 = -12,11$. Такое значение параметра a_2 соответствует величине $|dM/dt| = 3,47 \cdot 10^{16}$ г/с = $5,44 \cdot 10^{-10}$ M_\odot /год. Скорость истечения вещества из большей части звёзд в нашей Галактике значительно превышает эту величину. Так, в ОВ-сверхгигантах она достигает 10^{-6} M_\odot /год [177], для более слабых ветров из звёзд типа Т Тельца $|dM/dt| \approx 4 \cdot 10^{-8}$ M_\odot /год [178]. Лишь у Солнца ветер оказывается менее интенсивным: для него $|dM/dt| \sim 10^{-14}$ M_\odot /год [179].

Аккрецирующее вещество не препятствует выходу излучения из пульсара, если генерация излучения происходит на периферии магнитосферы (рис. 37).

В настоящее время нет строгой теории взаимодействия намагниченной нейтронной звезды с окружающей плазмой. Поэтому описанная модель пропеллера указывает лишь на принципиальную возможность объяснения наблюдаемой выделенности

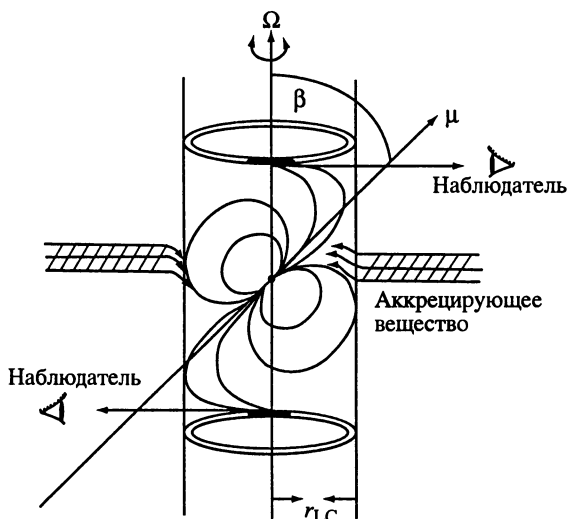


Рис. 37. Схема модели пульсара в режиме, близком к режиму «пропеллера»

пульсаров с короткими периодами на диаграмме $dP/dt(P)$ в рамках представлений об аккреции вещества на нейтронную звезду. Тем не менее и более детальный анализ аккреции в режиме пропеллера также приводит к отрицательному индексу торможения $n = \Omega d^2\Omega / dt^2 / (d\Omega / dt)^2 = -3/2$ [180], что подтверждает жизнеспособность этой модели.

Ещё на один параметр, важный с точки зрения отличия пульсаров с разными периодами, указал Вудворд [181]. Исследуя отношение магнитного момента пульсара к его угловому моменту

$$\Gamma = \frac{M}{J} = \frac{(8c^3 P^3 dP/dt)^{1/2}}{4\pi^2 I^{1/2}} \quad (21)$$

для 84 пульсаров, он обнаружил, что в пульсарах с $P < 0,5$ с Γ почти не зависит от P , затем эта величина очень быстро возрастает в области $0,5 \text{ с} < P < 0,8 \text{ с}$. Вудворд объясняет такой эффект уменьшением момента инерции пульсара I . Это уменьшение может быть связано с тем, что ядро нейтронной звезды, состоящее из сверхтекучих нейтронов, первоначально вращается твёрдотельно вместе с корой, а затем, когда вращение замедляется, отщепляется от «твёрдой» коры. После этого момент инерции пульсара будет определяться корой и станет меньше.

Объяснение найденному эффекту может быть получено и на основе рассмотренных выше зависимостей. Действительно, при малых периодах $dP/dt \propto P^{-1}$ и $\Gamma \propto P$. Для больших периодов $dP/dt \propto P^2$; в этом случае $\Gamma \propto P^{5/2}$.

Проведённый анализ показывает, что диаграмма $\frac{dP}{dt}(P)$ для пульсаров может рассматриваться как аналог диаграммы Герцшпрунга–Рессела для обычных звёзд, которая описывает тип звезды, её внутреннее строение, источники энергии и предсказывает её дальнейшую эволюцию.

Процессы внутри нейтронной звезды могут изменяться в ходе её эволюции (вследствие замедления вращения), и пульсар может попадать из одной группы в другую, характерные особенности которой могут быть другими. Вполне возможно, однако, что пульсар при рождении имеет период, превышающий критическое значение и сразу попадает во вторую группу. В этом случае его эволюция протекает в пределах одной группы. На основе исследования наблюдаемых периодов пульсаров Мнацаканян [182] пришёл к выводу о том, что значительная доля пульсаров рождается с большими периодами (~ 1 с). Анализ наблюдаемых дисперсий в распределениях $\lg P$ и $\lg(dP/dt)$ также показывает, что у большей части пульсаров современный период близок к начальному, т.е. значительная доля этих объектов родилась с большими периодами [183]. Таким образом, уже в момент рождения пульсары неоднородны по своим параметрам, а сами эти параметры в значительной мере определяются периодом пульсара.

В модели токовых потерь [115] свойства пульсаров определяются отношением радиуса всей полярной шапки к радиусу той её части, из которой нет квазистационарного истечения ускоренной плазмы. При этом основным параметром, описывающим особенности пульсара, является параметр [184]

$$Q = 2P^{1.1}(dP/dt)_{-15}^{0.4}. \quad (22)$$

Параметр Q довольно слабо зависит от dP/dt , поэтому и для токового механизма можно считать, что основное отличие пульсаров друг от друга будет определяться периодом вращения пульсара P .