

# Статистика радиопульсаров

## 1 Введение

Открытие в конце шестидесятых годов радиопульсаров — источников импульсного космического радиоизлучения с характерным периодом  $P \sim 1$  с — без преувеличения можно назвать одним из важнейших событий в астрофизике XX века. Действительно, впервые был обнаружен новый класс космических источников, связанных с нейтронными звездами, существование которых было предсказано еще в тридцатые годы. Неудивительно поэтому, что за это открытие А. Хьюишу в 1974 году была присуждена Нобелевская премия.

Нейтронные звезды (масса порядка солнечной  $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$  г при радиусе  $R$  лишь 10–15 км) должны образовываться в результате катастрофического сжатия (коллапса) обычных массивных звезд на поздней стадии их эволюции или, например, белых карликов, превысивших в результате аккреции чандрасекаровский предел массы  $1.4M_\odot$ . Именно на таком механизме образования основывается простейшее объяснение как малых периодов вращения  $P$  (наименьший известный период вращения  $P = 1.5$  мс), так и сверхсильных магнитных полей  $B_0 \sim 10^{12}$  Гаусс. Действительно, если предположить, что нейтронная звезда образовалась из нормальной звезды (радиус  $R_s \sim 10^{12}$  см, период вращения  $P_{\text{in}} \sim (10 - 100)$  лет) с магнитным полем  $B_{\text{in}} \sim 1$  Гаусс, то из законов сохранения углового момента и магнитного потока

$$MR_s^2\Omega_{\text{in}} = MR^2\Omega, \quad R_s^2B_{\text{in}} = R^2B_0 \quad (1)$$

следует, что после сжатия до размеров  $R$  нейтронная звезда будет иметь период вращения  $P$  и магнитное поле  $B_0$  порядка

$$P \sim \left(\frac{R}{R_s}\right)^2 P_{\text{in}} \sim (0.01 - 1) \text{ с} \quad (2)$$

и

$$B_0 \sim \left(\frac{R_s}{R}\right)^2 B_{\text{in}} \sim 10^{12} \text{ Гс}. \quad (3)$$

Интересно, что основные физические процессы, определяющие наблюдаемую активность радиопульсаров, были поняты практически сразу после их открытия. Так, сразу стало ясно, что чрезвычайно регулярные пульсации наблюдаемого радиоизлучения связаны с вращением нейтронной звезды. У некоторых пульсаров стабильность частоты на масштабах нескольких лет даже превышает стабильность атомных стандартов, так что в настоящее время ведутся работы по построению новой пульсарной шкалы времени. Далее, энергетический источник радиопульсаров обусловлен энергией вращения, а механизм энерговыделения связан с их сверхсильным магнитным полем  $B_0 \sim 10^{12}$  Гс. Действительно, оцениваемые по простой магнитодипольной формуле [1] энергетические потери

$$W_{\text{tot}} = -J_r \Omega \dot{\Omega} \approx \frac{1}{6} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \sin^2 \chi, \quad (4)$$

где  $J_r \sim MR^2$  — момент инерции звезды,  $\chi$  — угол наклона оси магнитного диполя к оси вращения, а  $\Omega = 2\pi/P$  — угловая скорость вращения, составляют для большинства пульсаров  $10^{31}$ – $10^{34}$  эрг/с. Такое энерговыделение как раз приводит к наблюдаемой скорости замедления  $dP/dt \sim 10^{-15}$ , что соответствует времени торможения  $\tau_D = P/2\dot{P} \sim (1\text{--}10)$  млн. лет. Радиопульсары, таким образом, являются единственными космическими объектами, чья эволюция полностью определяется электродинамическими силами.

Большинство радиопульсаров — одиночные нейтронные звезды. Из известных к середине 2012 года более около 2000 пульсаров лишь около 150 входят в состав двойных систем. Однако во всех этих случаях достоверно известно, что в этих двойных системах отсутствует сколь-либо существенное перетекание вещества со звезды-компаньона на нейтронную звезду. Поскольку, как уже подчеркивалось, радиосветимости пульсаров невелики, современный уровень приемной аппаратуры позволяет наблюдать пульсары лишь до расстояний порядка 3–5 кпк, что меньше расстояния до центра Галактики. Поэтому мы имеем возможность наблюдать лишь малую часть всех ”действующих” радиопульсаров. Полное же число нейтронных звезд в нашей Галактике должно составлять  $10^8$ – $10^9$ . Такое большое количество потухших нейтронных звезд естественным образом связано с малой продолжительностью их активной жизни, о которой говорилось выше.

## 2 Торможение радиопульсаров

Мы уже отмечали, что простейшей моделью торможения вращения радиопульсаров является магнитодипольная модель (4). Здесь, однако, нужно подчеркнуть следующее обстоятельство. Как оказалось, магнитодипольное излучение будет приводить к изменению не только периода вращения  $P = 2\pi/\Omega$ , но и к эволюции угла наклона осей  $\chi$ , поскольку при магнитодипольных потерях остается постоянным инвариант

$$\Omega \cos \chi = \text{const.} \quad (5)$$

Следовательно, при магнитодипольных потерях угол наклона осей отдельных пульсаров должен уменьшаться с характерным временем  $\tau_D = P/2\dot{P}$ , совпадающим с характерным временем изменения периода вращения. В результате, уменьшение энерговыделения будет происходить не только за счет увеличения периода вращения, но и за счет уменьшения угла наклона осей  $\chi$ . Надо сказать, что это обстоятельство практически никогда не учитывалось при анализе эволюции радиопульсаров. С другой стороны, соотношение (4) обычно и используется как оценка потерь энергии вращающейся нейтронной звезды.

Однако, в последствии оказалось, что магнитосфера радиопульсара будет эффективно заполняться электронно-позитронной плазмой, рождающейся в сверхсильном магнитном поле нейтронной звезды (подробнее см. [2]). В результате, магнитодипольное излучение нейтронной звезды будет полностью заэкранировано, и потери энергии будут связаны с продольными токами, циркулирующими в магнитосфере [3]. Иными словами, при нулевом продольном электрическом токе излучение магнитосферной плазмы находится точно противофазе с магнитодипольным излучением пульсара. Следовательно, все потери энергии должны быть связаны с продольными токами, циркулирующими в магнитосфере нейтронной звезды и замыкающимися на ее поверхности. Они могут быть определены по формуле  $W_{\text{tot}} = -\Omega \mathbf{K}$ , где

$$\mathbf{K} = \frac{1}{c} \int [\mathbf{r} \times [\mathbf{J}_s \times \mathbf{B}]] dS \quad (6)$$

есть тормозный момент силы Ампера поверхностных токов  $\mathbf{J}_s$ . В результате, потери энер-

гии могут быть записаны в виде [2]

$$W_{\text{tot}} = \frac{f_*^2}{4} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} i_0 \cos \chi. \quad (7)$$

Здесь  $i_0 = j_{\parallel}/j_{\text{GJ}}$  — безразмерный продольный ток, нормированный на т.н. гольдрайховский ток

$$j_{\text{GJ}} = \frac{\Omega B}{2\pi}, \quad (8)$$

а коэффициент  $f_* = 1.59\text{--}1.96$  слабо зависит от угла наклона  $\chi$ .

Еще одно важное следствие теории токовых потерь состоит в том, что помимо фактора  $\cos \chi$ , связанного со скалярным произведением  $W_{\text{tot}} = -\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{K}$ , существенная зависимость токовых потерь  $W_{\text{tot}}$  (7) от угла наклона осей содержится и в величине  $i_0$ . Действительно, в определении безразмерного тока  $i_0 = j_{\parallel}/j_{\text{GJ}}$  в знаменателе стоит гольдрайховский ток для осесимметричного случая, тогда как при ненулевых углах  $\chi$  гольдрайховская плотность заряда вблизи магнитных полюсов

$$\rho_{\text{GJ}} = -\frac{\mathbf{\Omega} \mathbf{B}}{2\pi} \approx -\frac{\Omega B}{2\pi} \cos \chi \quad (9)$$

сама зависит от угла  $\chi$ . Поскольку же естественно ожидать, что  $j_{\parallel} \approx \rho_{\text{GJ}} c$ , то для случая наклонного ротатора безразмерный ток  $i_0$  будет ограничен сверху как  $i_0^{(\text{max})}(\chi) \sim \cos \chi$ . В результате, токовые потери должны падать с ростом угла  $\chi$  по крайней мере как  $\cos^2 \chi$ . Наконец, отметим, что для углов  $\chi$ , не слишком близких к  $90^\circ$ , тормозящий момент  $\mathbf{K}$  (6) направлен антипараллельно магнитному моменту нейтронной звезды. Поэтому для токовых потерь инвариантной оказывается величина

$$\Omega \sin \chi = \text{const}. \quad (10)$$

Этот вывод непосредственно следует из анализа уравнений Эйлера: проекция угловой скорости на направление, перпендикулярное приложенному моменту сил, является инвариантом движения [4]. Следовательно, в отличие от магнитодипольных потерь, угол наклона осей должен увеличиваться с течением времени.

Наконец, отметим, что на самом деле нет никакого противоречия и между соотношением (7) и выражением

$$W_{\text{tot}} \approx \frac{1}{4} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} (1 + \sin^2 \chi), \quad (11)$$

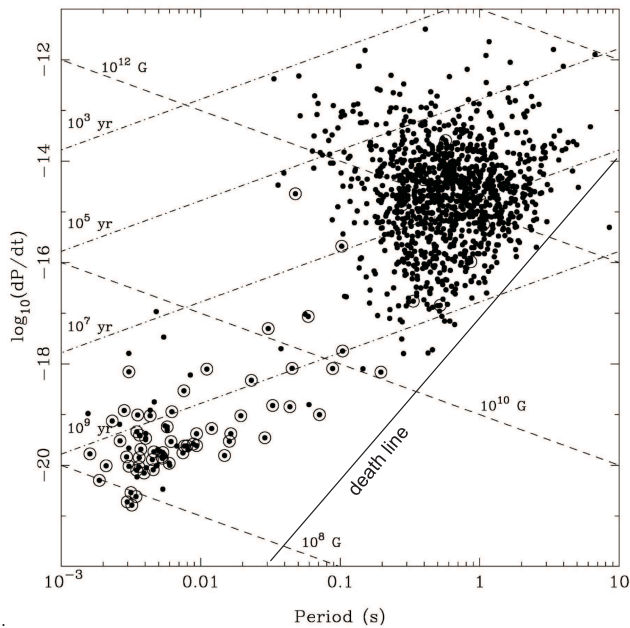


Рис. 1: Распределение пульсаров на диаграмме  $P - \dot{P}$ . Линия погасания ("death line") соответствует соотношению (12)

полученным А Спитковским для наклонного ротатора в рамках наиболее продвинутых настоящее время численных расчетов. Дело в том, что аппроксимационная формула (11) была получена в [5] для течения, в котором продольный ток был больше локального гольдрайховского тока, что соответствует условию  $i_0 > 1$ . При этом продольный ток, больший локального гольдрайховского тока, был необходим для построения гладкого решения, содержащего МГД-ветер, уходящий на бесконечность.

### 3 Диаграмма $P-\dot{P}$

При анализе эволюции радиопульсаров удобно воспользоваться т.н. диаграммой  $P-\dot{P}$  (см. Рис. 1). При этом каждый радиопульсар, следуя закону торможения, будет двигаться по своему эволюционному треку, зависящему от начального периода  $P_0$  и магнитного поля  $B_0$ . Поэтому видимое распределение пульсаров зависит еще и от (неизвестного на самом деле) распределения нейтронных звезд по начальному периоду  $P_0$  и углу наклона  $\chi$ , а также по магнитному полю  $B_0$ .

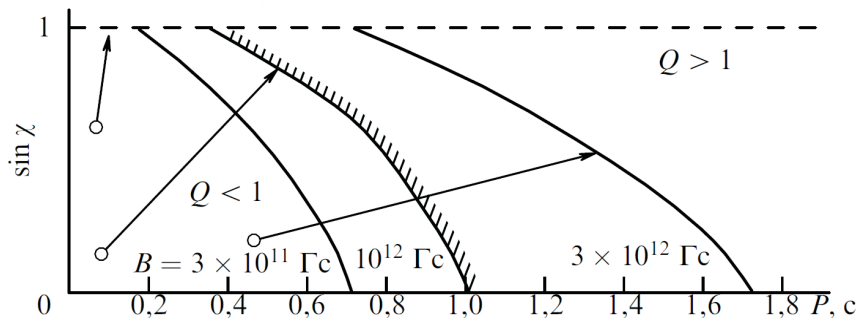


Рис. 2: Линия угасания пульсаров на диаграмме  $P$ – $\sin \chi$  для различных углов наклона осей  $\chi$ . Стрелками показаны эволюционные треки отдельных пульсаров в модели токовых потерь (10). Рождение вторичных частиц подавлено при углах  $\chi$ , близких к  $90^\circ$ . Поэтому нейтронные звезды, которые на этой диаграмме находятся выше и правее линии погасания, не будут проявлять себя как радиопульсары независимо от механизма торможения

## 4 Линия погасания

Распределение пульсаров на диаграмме  $P$ – $\dot{P}$  зависит еще от т.н. линии угасания. Ее естественно связать с прекращением генерации вторичной плазмы вблизи магнитных полюсов. Действительно, как предполагается, радиоизлучение должно генерироваться вторичной электронно-позитронной плазмой, рождающейся в полярных областях нейтронной звезды. Теория генерации плазмы у поверхности нейтронной звезды приводит к следующему выражению (подробнее см. [2])

$$P_{\max} \approx \left( \frac{B_0}{10^{12} \text{Гс}} \right)^{8/15} \cos^{2/5} \chi \text{ с.} \quad (12)$$

Это условие обычно и изображается как "линия смерти" на диаграмме  $P$ – $\dot{P}$ . Такое хорошее согласие, безусловно, можно рассматривать как прямое подтверждение обсуждаемой здесь картины.

Однако, как и при анализе торможения, зависимость линии погасания от угла  $\chi$  также обычно не принималось во внимание. А это, в свою очередь, могло привести к неверным результатам. Действительно, как показано на Рис. 2, при данных значениях периода

пульсара  $P$  и магнитного поля  $B_0$  рождение частиц будет подавлено как раз при углах  $\chi$ , близких к  $90^\circ$ . Это связано с тем, что при таких углах гольдрайховская плотность заряда (9) существенно уменьшается, что, в свою очередь, приводит к уменьшению падения электрического потенциала вблизи поверхности нейтронной звезды. В результате, здесь становится невозможной устойчивая генерация вторичных частиц. Поэтому, благодаря такой зависимости линии погасания пульсаров от угла  $\chi$ , *средний* угол наклона осей может и уменьшаться с увеличением динамического возраста, например, при однородном распределении пульсаров на плоскости  $P-\sin \chi$ .

## 5 Постановка задачи

Воспользовавшись ANTF-каталогом пульсаров <http://www.atnf.sciro.au/pulsar/psrcat>, нужно постараться определить, какая из моделей торможения и угасания лучше всего удовлетворяет наблюдаемому распределению пульсаров по периоду  $P$  и производной периода  $\dot{P}$ . Для простоты, можно взять произвольное распределение пульсаров по начальному периоду  $P_0$  и углу  $\chi_0$  (например, равновероятное между периодами  $P_0 = 0.01$  с и  $P_0 = 1$  с и равновероятное для угла  $\chi_0$ ) и магнитному полю  $B_0$ .

В качестве моделей замедления вращения нейтронных звезд нужно выбрать:

- \* Магнитодипольные потери (4) при отсутствии эволюции угла  $\chi$ .
- \* Магнитодипольные потери (4) с учетом эволюции угла  $\chi$  (5).
- \* Токовые потери (7) при отсутствии эволюции угла  $\chi$  для  $i_0 = \cos \chi$ .
- \* Токовые потери (7) с учетом эволюции угла  $\chi$  (10) для  $i_0 = \cos \chi$ .
- \* Потери Спитковского (11) при отсутствии эволюции угла  $\chi$ .

При этом учесть две возможных модели угасания

- \* Линия угасания (12) не зависит от угла наклона  $\chi$ .
- \* Линия угасания (12) зависит от угла наклона  $\chi$ .

Примечание. Из ANTF-каталога следует взять лишь пульсары с периодами  $P > 0.01$  с, поскольку т.н. миллисекундные пульсары заведомо были раскручены за счет аккреции

вещества со звезды-компаньона, т.е. их эволюция протекала по другому сценарию.

## Список литературы

- [1] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.:Наука, 1973.
- [2] *Бескин В.С.* Осесимметричные стационарные течения в астрофизике. М.:ФИЗМАТЛИТ, 2005.
- [3] *Бескин В.С.* Гравитация и астрофизика. М.:ФИЗМАТЛИТ, 2005.
- [4] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.:Наука, 1973.
- [5] Spitkovsky A. *Astrophys. J.* **648** L51 (2006)

Контактный адрес: Василий Семенович Бескин, [beskin@lpi.ru](mailto:beskin@lpi.ru). тел. (499) 132-6595