АСТРОФИЗИКА

ТОМ 23 ОКТЯБРЬ, 1985 ВЫПУСК 2

УДК: 524.354.4

О ВОЗМОЖНОЙ ПРОВЕРКЕ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ ПУЛЬСАРОВ

И. Ф. МАЛОВ

Поступила 4 января 1985
Принята к печати 28 июня 1985

В работе показано, что существующие наблюдательные данные не противоречат выводу о подавлении множественного рождения электрон-позитронных пар вблизи поверхности нейтронной звезды в пульсарах с $B_s > 5 \cdot 10^{12}$ Гс, если торможение нейтронной звезды вызвано потерями на магнитодипольное излучение, и не согласуются с этим выводом, если нейтронная звезда тормозится за счет токовых потерь. Из наблюдательных данных следует, что время генерации магнитного поля нейтронной звезды не может быть больше 10^5 лет с момента ее рождения. Найдена заметная корреляция ($k = 0.54$) светимости короткопериодических пульсаров ($P < 0.2$ с) с величиной магнитного поля на световом цилиндре, что согласуется с предположением о генерации радиоизлучения в этих пульсарах вблизи светового цилиндра.

1. *Введение.* В наиболее развитых в настоящее время моделях пульсаров (ПСР) предполагается, что исходным процессом, приводящим в конечном счете к наблюдаемому радиоизлучению, является ускорение вырванных с поверхности нейтронной звезды зарядов в вакуумном зазоре и образование большого числа вторичных электронов и позитронов. Однако, как показано в работах [1—2], процесс образования пар значительно подавлен в сильных магнитных полях ($B_s > 5 \cdot 10^{12}$ Гс), поскольку в этом случае $e^- - e^-$-пары, в основном, рождаются на нулевые уровни Ландау и не могут излучать необходимые для каскадного процесса образования пар синхротронные кванты. Уменьшение числа вторичных частиц, с которыми обычно связывают наблюдаемое когерентное радиоизлучение ПСР, должно приводить к уменьшению светимости этих объектов. Этот эффект может быть выявлен с помощью диаграммы «светимость—магнитное поле». Цель настоящей работы — сравнение предсказаний различных моделей с наблюдательными данными на основе указанной диаграммы L (B).

2. *Токовые и магнитодипольные потери.* Светимости ПСР, вычисленные по плотностям потоков на частоте 400 МГц, приведены в работе [3]. Что касается магнитных полей, то в настоящее время для их оценки ис-

пользуются две схемы. В одной из них предполагается, что замедление вращения нейтронной звезды вызывается действием пондеромоторных сил, которые связаны с токами, текущими по ее поверхности [6—7], и величина магнитного поля на поверхности может быть определена из следующих выражений:

$$B_s = \begin{cases} 10^{19} P_{-15}^{0.7} P^{-0.05} \cos^{-1.1}\chi, & Q < 1, \\ 10^{19} P^{1.875} \cos^{-1}\chi, & Q > 1, \end{cases}$$

где $Q = 2P^{1.1}\dot{P}_{-15}^{-0.4}$, а χ — угол между осью вращения ПСР и осью магнитного диполя. Как уже говорилось во введении, при $B_s > B_0 = 5 \cdot 10^{12}$ Гс должно наблюдаться падение светимости ПСР. Вычисления показывают, что этого эффекта нет. Если положить $\cos\chi = 1$, то соответствующие коэффициенты корреляции будут равны:

$k = 0.13$ для ПСР с $\lg B_s < 12.7$ (242 ПСР),

$k = 0.03$ при $\lg B_s > 12.7$ (49 ПСР).

Аналогичные вычисления при $\chi = 22^0.5$ для $Q < 1$ и $\chi = 67^0.5$ для $Q > 1$, что соответствует ожидающейся в этой модели эволюции угла наклона магнитной оси к оси вращения χ от 0° до 90°, приводят к тому же выводу (рис. 1):

$k = 0.04$, $\lg B_s < 12.7$ (210 ПСР),

$k = 0.05$, $\lg B_s > 12.7$ (81 ПСР).

Как видно из рис. 1, в области $B_s > B_0$ (вплоть до $B_s \sim 10^{13}$ Гс) наблюдается значительное число ($\sim 30\%$) ПСР с такими же средними светимостями, что и у ПСР с $B_s < B_0$.

Следовательно, отсутствие корреляции $\lg L(\lg B_s)$ для ПСР с $B_s > B_0$ при оценках B_s по формулам модели с токовыми потерями и существование большого числа ПСР с $B_s > B_0$ должно рассматриваться как трудность этой модели, поскольку в ней множественное рождение пар вблизи поверхности нейтронной звезды является одним из основных процессов.

Другой метод оценки магнитного поля нейтронной звезды основан на предположении о замедлении ее вращения за счет потерь, связанных с магнитодипольным излучением. В этом случае

$$B_s^2 = 3Ic^3 P\dot{P}/(8\pi^2 R_*^6),$$

где I — момент инерции нейтронной звезды, R_* — ее радиус. Значения B_s при $I = 10^{45}$ г см^2 и $R_* = 10$ км приведены в [3]. Для коэффициентов корреляции между значениями $\lg L$ и $\lg B_s$ из [3] получаем:

$$k = 0.06,\ B_s < B_0\ (276\ \text{ПСР}),$$

$$k = -0.42,\ B_s > B_0\ (15\ \text{ПСР}).$$

Таким образом, имеющиеся наблюдательные данные не противоречат предсказанному в развитых моделях падению светимости у ПСР с $B_s > 5 \cdot 10^{12}$ Гс. В область с $B_s > B_0$ попадает всего 5% ПСР, и нет ни одного ПСР с $\lg B_s > 13.33$ (рис. 2).

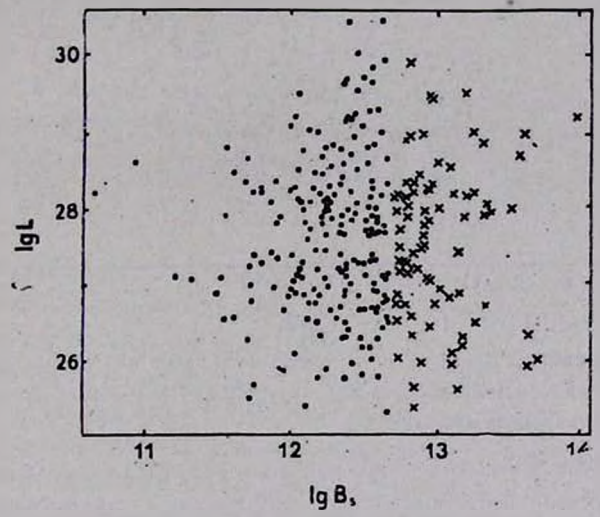

Рис. 1. Диаграмма светимость — магнитное поле на поверхности для ПСР с $B_s < B_0$ (точки) и $B_s > B_0$ (крестики). B_s оценивалось по формулам теории торможения ПСР из-за токовых потерь.

Следовательно, из двух механизмов замедления вращения нейтронных звезд существующие данные заставляют отдать предпочтение механизму магнитодипольных потерь.

Интересно отметить отличие в параметрах у ПСР с $B_s < B_0$ и с $B_s > B_0$. В таблице приведены средние значения различных параметров для двух рассмотренных групп пульсаров. Как следует из формулы определения поля ($B_s^2 \propto P\dot{P}$), большие магнитные поля соответствуют большим периодам и их производным. Но кроме того оказывается, что ПСР с $B_s > B_0$ моложе, чем ПСР из другой группы. Вывод об их меньшем возрасте вытекает как из оценки характеристического возраста ($\tau = P/2\dot{P}$), так и из того факта, что ПСР с $B_s > 5 \cdot 10^{12}$ Гс в среднем значительно ближе к плоскости Галактики. При средней скорости их движения ~ 100 км/с расстояние $z = 150$ пс соответствует среднему кинематическо-

му возрасту $1.5 \cdot 10^5$ лет, что близко к их характеристическому возрасту ($3.6 \cdot 10^5$ лет). Молодость указанной группы ПСР еще раз свидетельствует о том, что при своем образовании ПСР может иметь весьма большой пе-

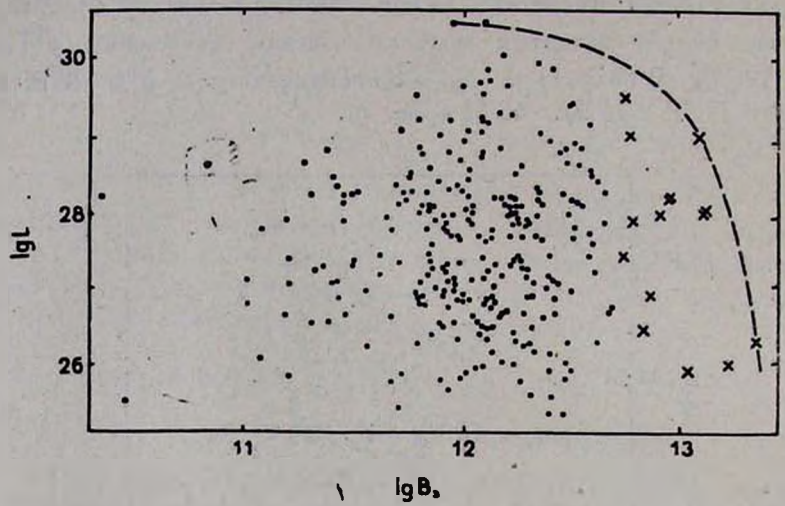

Рис. 2. Зависимость светимости от магнитного поля на поверхности для ПСР с $B_s < B_0 = 5 \cdot 10^{12}$ Гс (точки) и $B_s > B_0$ (крестики). Магнитные поля вычислялись в рамках модели магнитодипольных потерь.

риод. Кроме того, из полученных данных следует, что, если магнитное поле ПСР образуется не в момент его рождения, а генерируется в течение заметного периода его жизни [4, 5], то соответствующее время генерации должно быть не более 10^5 лет.

Таблица

B_S (Гс)	Число ПСР	$\overline{P}$ (сек)	$\overline{\dot{P}}$ (10^{-15})	$\overline{z}$ (кпс)	$\overline{\lg \tau}$ (лет)
$< 5 \cdot 10^{12}$	276	0.79	6.03	0.32	6.79
$> 5 \cdot 10^{12}$	15	1.62	100.59	0.15	5.56

3. *Коротокопериодические пульсары.* Исходные данные позволяют также проверить гипотезу о применимости модели Смита (релятивистское формирование диаграммы излучения вблизи светового цилиндра) к коротокопериодическим ПСР. В этом случае определять светимость ПСР будет, по-видимому, величина магнитного поля в окрестности светого цилиндра

$$B_{LC} = B_S \left(\frac{R_*}{R_{Lc}} \right)^3 = \frac{8\pi^3 R_*^3}{c^3 P^3} B_S,$$

поскольку мощность циклотронного и синхротронного излучений электрона пропорциональна B^2, и должна наблюдаться положительная корреляция L и B_{LC}. Соответствующие расчеты показывают, что такая корреляция действительно существует. Так, в рамках модели магнитодипольного торможения для 16 ПСР с $P < 0.2$ с получаем:

$$k = 0.54,$$

а для 87 ПСР с $P > 1$ с такой корреляции нет:

$$k = 0.16.$$

Если вычислять магнитные поля в предположении о торможении за счет токовых потерь, при указанных выше углах χ имеем:

$$k = 0.52,\ P < 0.2\ c\ \ (16\ \text{ПСР}),$$
$$k = 0.19,\ P > 1\ c\ \ \ (87\ \text{ПСР}).$$

Таким образом, для обоих механизмов замедления вращения нейтронной звезды обнаруживается отличие ПСР с короткими и длинными периодами на диаграмме $\lg L$ ($\lg B_{LC}$). Следует отметить, что с ростом граничного периода от 0.2 до 1 с k уменьшается постепенно (от 0.54 до 0.16). Это означает, что у ПСР с промежуточными периодами (0.2 с $< P <$ < 1 с) процессы вблизи светового цилиндра (релятивистские эффекты) могут играть заметную роль. Кроме того, поскольку мощность излучения кривизны не зависит от B, то для ПСР с короткими периодами в рамках этого механизма требуется объяснить наблюдаемую корреляцию $\lg L$ $\lg B_{LC}$). И, наоборот, отсутствие подобной корреляции в ПСР с $P > 1$ с может служить свидетельством работы механизма излучения кривизны в этих ПСР.

При вычислении магнитного поля и светимости PSR 1937+214 использовались данные из работ [8—9]. Подчеркнем, что этот ПСР хорошо следует предсказаниям модели Смита (см. также [10]).

Здесь уместно упомянуть результаты работ [11—12]. В [11] по отсутствию недисперсионного эффекта запаздывания на разных частотах сделан вывод о том, что излучение в диапазоне от 0.3 до 1.4 ГГц генерируется в узком слое с $\Delta r = \pm 2$ км вблизи светового цилиндра. В [12] рассмотрен ряд трудностей в использовании модели полого конуса при дипольном магнитном поле для объяснения наблюдаемого радиоизлучения PSR 1937+214. Чтобы преодолеть эти трудности, автор работы предлагает приблизить область генерации радиоизлучения к самой поверхности нейтронной звезды, а магнитное поле считать квадрупольным. Однако можно показать, что почти все упомянутые в работе трудности остаются и в предложенной автором модели. Более того, возникают новые — напри-

мер, необходимо объяснить, каким образом генерируется когерентное излучение кривизны на поверхности нейтронной звезды. На наш взгляд, в случае PSR 1937+214 неизбежен вывод о том, что излучение генерируется вблизи светового цилиндра, а его характеристики не определяются излучением кривизны.

Оценим энергию излучающих электронов в PSR 1937+214, предполагая, что полная толщина излучающего слоя $\Delta r = 4$ км, а ширина наблюдаемого спектра 1.5 ГГц. Пусть излучение генерируется на основной циклотронной гармонике с частотой в собственной системе

$$\nu'_B = \frac{eB}{m_e c \gamma}.$$

В системе наблюдателя частота приближенно равна $\nu \approx 2\nu'\Gamma$. Тогда, учитывая, что $\Gamma = \dfrac{1}{\sqrt{1-\left(\dfrac{\Omega r}{c}\right)^2}}$, для дипольного поля получим

$$\Delta\nu \approx A \frac{\Gamma}{\gamma r^3}\left[\frac{(\Gamma^2-3)\Delta r}{r} - \frac{\Delta\gamma}{\gamma}\right],$$

где $A = \dfrac{eB_* R_*^3}{\pi m_e c} = 2.8 \cdot 10^{33}$. Полагая $\Gamma = 3\left(\dfrac{r}{R_{LC}} \approx 0.94\right)$ и $\Delta\gamma = 0$, получим $\gamma \sim 1600$. Как видно из этой оценки, для объяснения наблюдаемого радиоизлучения достаточно электронов умеренных энергий, излучающих в узком слое вблизи светового цилиндра.

4. *Выводы.* 1. Проведенный анализ показывает, что в ПСР, описываемых моделью полого конуса, торможение нейтронной звезды не может вызываться токовыми потерями, поскольку отсутствует предсказанное этой моделью падение светимости ПСР с ростом магнитного поля при $B_* > 5 \cdot 10^{12}$ Гс.

2. Наличие молодых ПСР ($\tau \sim 10^5$ лет) с магнитными полями $B_* \gtrsim 10^{13}$ Гс свидетельствует о том, что время генерации магнитных полей в нейтронных звездах должно быть не более 10^5 лет с момента их рождения. При этом родившийся ПСР может иметь период $P \gtrsim 1$ с.

3. Заметная корреляция ($k > 0.5$) светимости короткопериодических ПСР ($P < 0.2$ с) с величиной магнитного поля на световом цилиндре согласуется с гипотезой о генерации радиоизлучения у этих ПСР вблизи светового цилиндра. С другой стороны, отсутствие подобной корреляции для ПСР с $P > 1$ с, по-видимому, исключает возможность применения релятивистских моделей к долгопериодическим пульсарам.

Сделанные в этом пункте выводы справедливы как для модели магнитодипольного торможения, так и в рамках модели торможения за счет токовых потерь.

4. Наблюдаемое излучение PSR 1937+214 ($P = 1.56$ мс) может быть обеспечено сгустками релятивистских электронов с лоренц-фактором $\gamma \sim 1600$, расположенными вблизи светового цилиндра $\left(\frac{r}{R_{LC}} \approx 0.94\right)$.

В заключение автор выражает благодарность сотрудникам группы исследования пульсаров ФИАН и В. И. Шишову за целый ряд полезных замечаний.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

THE POSSIBLE CHECKING OF VARIOUS MODELS OF PULSARS

I. F. MALOV

It is shown that observational data confirm the idea of magnetodipole torque of neutron stars and do not agree with the theory of "current losses". Magnetic fields of newly-formed single neutron stars must be developed in 10^5 years or less. A correlation ($k = 0.54$) exists between luminosities of pulsars with short periods ($P < 0.2$ sec) and magnetic fields near their light cylinders. This conclusion confirms the application of the model of relativistic beaming for these pulsars.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. С. Бескин*, Астрофизика, 18, 439, 1982.
2. *A. K. Harding, J. K. Dangherty*, Proc Symp. "On pairs in Astrophysics", 1983.
3. *R. N. Manchester, J. H. Taylor*, A. J., 86, 1953, 1981.
4. *R. D. Blandford, J. H. Applegate, L. Herngnist*, M. N. RAS, 204, 1025, 1983.
5. *Д. М. Седракян*, Астрофизика, 6, 615, 1970.
6. *В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин*, ЖЭТФ, 85, 401, 1983.
7. *В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин*, Препринт ФИАН, № 187, 1983.
8. *M. Ashworth, A. G. Lyne, F. G. Smith*, Nature, 301, 313, 1983.
9. *В. С. Артюх, А. В. Пынзарь, Т. В. Смирнов, Б. А. Удальцов*, Астрон. ж., 61, 515, 1984.
10. *И. Ф. Малов*, Астрон. ж. (в печати).
11. *J. M. Cordes, D. R. Stinetring*, Ap. J., 277, L53, 1984.
12. *J. Gil*, Preprint NRAO, 1984.