

УДК: 524.38:524.354.4

ОБРАЗОВАНИЕ ДВОЙНЫХ РАДИОПУЛЬСАРОВ

А. В. ТУТУКОВ

Поступила 10 февраля 1987

Принята к печати 20 декабря 1987

В рамках стандартного сценария эволюции массивных двойных звезд рассмотрено образование конечных двойных систем, по крайней мере один из компонентов которых — нейтронная звезда. Найдено, что примерно каждый сороковой радиопульсар должен быть членом тесной двойной системы. Это подтверждается наблюдениями. Радиопульсары в широких двойных звездах не образуются, возможно по причине очень медленного вращения предсверхновых звезд.

1. *Введение.* Долгое время видимая одиночность радиопульсаров была одним из самых уникальных их свойств, разительно отличающим радиопульсары от звезд, большинство которых является членами кратных систем. Низкая степень двойственности радиопульсаров объясняется результатом распада большинства двойных звезд в результате второго взрыва в системе [1, 2]. Однако число известных радиопульсаров в двойных постоянно увеличивается. Сейчас известны семь таких систем, к которым обычно добавляется и пульсар с самым коротким периодом, поскольку генетически он, вероятно, также связан с эволюцией двойных звезд. Основные свойства этих пульсаров приведены в табл. 1 согласно Деви и др. [3].

Формально наблюдаемая степень двойственности может быть оценена путем деления числа пульсаров, включенных в табл. 1, на их общее число $\sim 400 : P = 2^{+0.7}_{-0.8} \%$. Однако эффекты селекции могут оказать значительное влияние на относительную частоту открытия представителей этих двух семейств. Поэтому ограничимся ближайшими окрестностями Солнца с максимальным расстоянием от него ~ 800 пк. В этой зоне мы обнаруживаем три двойных радиопульсара и 57 одиночных [4], т. е. относительная частота двойных радиопульсаров 0.05. Однако средние времена жизни одиночных и двойных радиопульсаров из окрестностей Солнца, оцениваемые по формуле $\tau = 0.5 t_d \ln (P/\dot{P} + 1)$ при $t_d = 8 \cdot 10^6$ лет, отличаются друг от друга. Если средний возраст одиночных радиопульсаров $\sim 6 \cdot 10^8$ лет, то для двойных $2 \cdot 10^7$ лет. Поэтому относительная частота образования радиопульсаров в двойных ~ 0.015 .

В последнее время появились свидетельства в пользу существования нижнего предела напряженности магнитного поля нейтронных звезд [5]. Продолжительность жизни нейтронной звезды с полем 10^8 — 10^9 Гс в этом случае должна быть по крайней мере $\sim 3 \cdot 10^9$ лет. Наблюдения показали, что такие поля характерны для трех известных миллисекундных радиопульсаров. Все они расположены в пределах ~ 2.5 кпк от Солнца [4]; в этой же зоне около 200 одиночных радиопульсаров. Теперь можно оценить относительную частоту рождения миллисекундных радиопульсаров: $\sim 3 \cdot 10^{-5}$, а абсолютная $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ в год.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ДВОЙНЫХ И МИЛЛИСЕКУНДНОГО
РАДИОПУЛЬСАРОВ

Пульсар	P (с)	$\lg B$ (Гс)	P_{orb} (дни)	a	z (пк)
1937+21	0.0016	8.6	—	—	20
1855+09	0.0054	8.5	12.33	0.00002	20
1953+29	0.0061	8.6	117.35	0.0003	20
0655+64	0.1956	10.0	1.03	< 0.00005	120
1913+16	0.0590	10.3	0.32	0.6171	190
1831-00	0.5209	< 10.9	1.81	< 0.005	190
0320+02	0.6649	11.5	1232.4	0.0119	280
2303+46	1.0664	11.8	12.34	0.6584	480

Накопленные сведения о свойствах радиопульсаров в двойных системах показывают, что их образование есть относительно редкий, но закономерный итог эволюции, вероятно, массивных двойных звезд с определенными начальными параметрами. Цель настоящей статьи — исследование возможностей, предлагаемых современной теорией эволюции массивных двойных звезд [1] для объяснения причин образования двойных звезд, по крайней мере один из компонентов которых является нейтронной звездой.

2. *Эволюция двойных звезд.* Для оценок частот образования систем различных типов необходима количественная информация о галактической функции звездообразования для двойных звезд. Согласно [6, 7] она может быть записана в виде:

$$d^3N = -\frac{1}{4} \frac{dM}{M^{2.5}} \cdot 0.2 d \lg a \cdot dq \text{ год}^{-1}, \quad (1)$$

M — масса первичного компонента в солнечных единицах, a — большая полуось, q — начальное отношение масс компонентов.

Коэффициент выбран таким образом, чтобы частота образования вырожденных карликов была $\sim 0.5 \text{ год}^{-1}$ [8]. Принимая уравнение (1), мы полагаем, что практически все звезды двойные. Их начальные большие полуоси заключены в интервале $10-10^8 R_\odot$. При этом системы с $10 \leq a \leq 1000$ являются тесными, т. е. их компоненты заполняют свои полости Роша в ходе эволюции (рис. 1) [6]. Условимся использовать массы, ра-

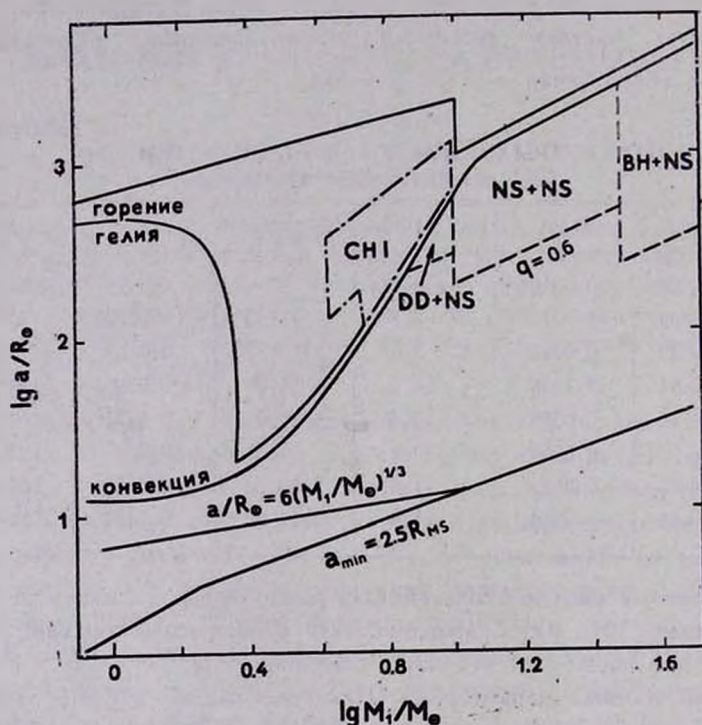


Рис. 1. Положение исходных систем в плоскости большая полуось орбиты—масса первичного компонента. Отмечены границы систем со слияющимися в ходе эволюции компонентами. СЕ — граница систем, компоненты которых в момент заполнения полости Роша будут иметь глубокую конвективную оболочку. Отмечено положение предсверхновых первого типа.

диусы и большие полуоси в солнечных единицах. Примем для оценок, что эволюция звезд с $M < 10$ заканчивается образованием карлика с массой 0.7. Компоненты с $10 \leq M < 30$ оставляют нейтронные звезды с массой 1.4. Более массивные звезды — черные дыры с массой 3. Аналитическое представление для максимальных радиусов массивных красных сверхгигантов, с массами большими ~ 10 : $a \approx 100 M$.

Мы полагаем, что масса компактных спутников в ходе обмена не меняется из-за ограничения скорости аккреции и краткости времени обмена. Большинство массивных тесных двойных звезд принадлежит к систе-

мам типа В. Заполняющий свою полость Роша компонент таких систем теряет вещество в его тепловой шкале времени τ_1 , т. е. $\dot{M}_1 \approx -\frac{R_1 L_1}{M_1}$. Скорость аккреции вещества вторичного компонента ограничена его тепловой шкалой времени [9]: $\dot{M}_2 \approx \frac{R_2 L_2}{M_2}$. Масса этого

компонента увеличится на $\Delta M_2 = \dot{M}_2 \tau_1$. Эффективность обмена: $\alpha \approx \frac{\Delta M_2}{M_1} = \frac{R_2}{R_1} \frac{L_2}{L_1} \frac{M_1}{M_2}$. Размеры компонентов на стадии обмена порядка размеров их полостей Роша из-за быстрого формирования общей оболочки, т. е. $R_2/R_1 \approx (M_2/M_1)^{0.44}$ [7], $L \sim M^n$, следовательно

$$\alpha \approx (M_2/M_1)^{n-0.56} \approx q^{n-0.56}. \quad (2)$$

Поскольку для звезд с $M \approx 10$ $n \approx 2.5$, можно написать: $\alpha \approx q^2$. Мы полагаем, что на стадии с общей оболочкой изменение α описывается [10]:

$$\frac{M^2}{a_0} \approx \frac{M_{1R} M_2}{a_f}, \quad (3)$$

где M и M_{1R} — начальная и конечная массы компонента, образующего общую оболочку, M_2 — масса спутника, a_0 и a_f — начальная и конечная большие полуоси системы. На фазе общей оболочки масса звезды уменьшается до массы ее гелиевого ядра: $M_R \approx 0.1 M^{1.4}$. В конце ядерной эволюции гелиевой звезды образуется конечный компактный объект.

Состояние тесной двойной системы с круговыми орбитами компонентов можно описать тремя числами: массами компонентов и большой полуосью орбиты, а эволюцию такой системы последовательностью таких чисел. Правила изменения масс компонентов и большой полуоси орбит были описаны выше. Теперь эволюцию параметров массивной ($M_1 > 10 M_\odot$) тесной ($a < 100 M$) двойной звезды можно записать:

$$\begin{aligned} \left(\begin{array}{c} M \\ qM \\ a_0 \end{array} \right) &\rightarrow \left(\begin{array}{c} 0.1 M^{1.4} \\ q(1+q)M \\ a_f = \frac{0.1 M^{0.4} q a_0}{1+q} \end{array} \right) \rightarrow \left(\begin{array}{c} M_{NS} \\ q(1+q)M \\ a_f \end{array} \right) \rightarrow \\ &\rightarrow \left(\begin{array}{c} M_{NS} \\ 0.1 q^{1.4} (1+q)^{1.4} M^{1.4} \\ a_{ff} = \frac{0.01 q^{0.4} a_0 M_{NS}}{M^{0.2} (1+q)^{1.6}} \end{array} \right) \rightarrow \left(\begin{array}{c} M_{NS} \\ M_{NS} \\ a_{ff} \infty \end{array} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

В том случае, если $a_{ff} < 2.5 R_{\text{He}}$, где R_{He} — радиус гелиевого остатка вторичного компонента, образуется одиночная звезда — красный сверхгигант с гелиевым ядром. После потери протяженной оболочки останется одиночная нейтронная звезда.

Анализируя (4), легко обнаружить, что в то время, как природа конечного остатка определяется исходной массой компонента, изменение масс компонентов в ходе их эволюции практически не зависит от большой полуоси системы. Поэтому удобно анализировать природу конечного продукта эволюции тесной двойной в плоскости $M-q$ (рис. 2). Прежде всего нанесем линии: $Mq(1+q)=0.8$, $Mq(1+q)=10$ и $Mq(1+q)=30$, которые делят плоскость $M-q$ на четыре части в соответствии с природой конечного продукта эволюции второго компонента: звезда главной последовательности (MS), вырожденный карлик (DD), нейтронная звезда (NS), черная дыра (BH).

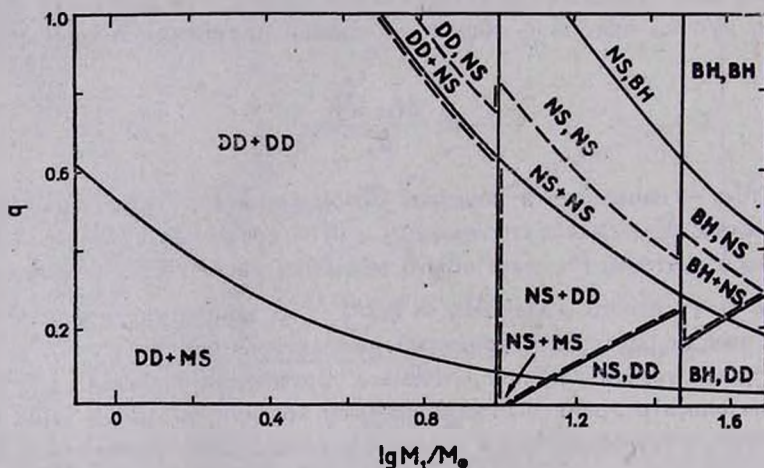


Рис. 2. Положение конечных продуктов эволюции тесных двойных звезд в плоскости начального отношения масс компонентов — масса первичного компонента. DD — вырожденный карлик, NS — нейтронная звезда, BH — черная дыра. Знак «+» означает образование связанной конечной системы.

Теперь рассмотрим условия сохранения системы с круговыми орбитами компонентов в ходе взрывов сверхновых:

$$M_1 + M_2 < 2M_{R1}, \quad (5)$$

где M_1 — масса взрывающегося компонента, M_2 — масса его спутника, а M_{R1} — масса остатка взорвавшегося компонента. Первый взрыв разрушает, как показывает рис. 2, все системы, которые могли бы со временем превратиться в пары BH+MS, и большинство систем, порождающих NS+

+MS. Знак плюс означает гравитационно связанную систему соответствующих звезд. Теперь очевидно, что все сохранившиеся при первом взрыве системы с $M_2 < 10$ превратятся в NS+DD. Условия распада при втором взрыве в системе, если его результатом является образование нейтронной звезды:

$$0.1 q^{1.4} (1 + q)^{1.4} M^{1.4} - M_{R1} > 2.8. \quad (6)$$

Границы гравитационно связанных конечных систем DD + MS, NS + NS и BH + NS нанесены на рис. 2. Легко найти, что для распада систем BH + BH необходимо выполнение условия: $M(q + 1)q > 24.9$, а NS + BH: $Mq(1 + q) > 21.6$. Но поскольку для образования при самом втором взрыве черной дыры необходимо выполнение более сильного условия $Mq(1 + q) > 30$, связанные системы такого рода не образуются.

Взрыв сверхновой превращает круговые орбиты компонентов в эллиптические с эксцентриситетом e [1]:

$$e = \frac{M_1 - M_{R1}}{M_2 + M_{R1}}. \quad (7)$$

Величина конечного эксцентриситета указана в табл. 2.

Таблица 2

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ, ПРОИЗВОДЯЩИХ В ИТОГЕ ЭВОЛЮЦИИ НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ. ЧАСТОТА ОБРАЗОВАНИЯ ОДИНОЧНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД $\sim 10^{-2}$ ГОД $^{-1}$

Тип системы	Частота возникновения (год $^{-1}$)	$\frac{M}{M_{\odot}}$	q_0	$\frac{a_0}{R_{\odot}}$	P_f (часы)	e_f	Возможные аналоги PSR
Тесные двойные звезды							
DD+NS	0.00001	8—10	0.7—1	200—400	0.6—2	0.52—1	
NS+NS	0.00008	10—30	0.3—0.7	300—1000	3—20	0.39—1	1913+16
NS+DD	0.00016	10—30	0.1—0.4	300—1000	3—20	0	0655+64
BH+NS	0.00002	30—100	0.2—0.4	300—3000	3—100	0.25—1	
NS+MS	0.00001	10—12	0.05	100—1000	10—300	0	1957+20
Широкие двойные звезды							
NS+DD	0.0008	10—30	0.2—1	$3 \cdot 10^3$ — 10^4		0—1	0820+02
NS+NS ($e_0 > 0.8$)	0.00006	10—30	0.4—1	$3 \cdot 10^3$ — 10^4		0—1	
Одиночные нейтронные звезды							
NS	0.1	10—30	0.03—1	10—3000	—	—	

Анализ рис. 2 обнаруживает возможность образования нескольких типов связанных конечных систем с нейтронными звездами DD+NS, NS+NS, BH+NS, NS+DD и NS+MS. Используя уравнение (1) и рис. 1 и 2, можно оценить частоту образования нейтронных звезд в тесных двойных. При этом рис. 1 необходим для оценки Δa , а рис. 2 — для оценки ΔM и q_0 . Основные параметры двойных звезд, эволюционирующих в связанные с нейтронными звездами системы, приведены в табл. 2.

Отметим, что для возникновения систем с нейтронной звездой в качестве компонента необходимо, чтобы на стадии второй общей оболочки компоненты не слились. Радиус гелиевой звезды [13]: $R_{He}/R_{\odot} \approx 0.25 \times (M_{He}/M_{\odot})^{0.5}$. Поэтому последнее условие эквивалентно требованию $a_{0min} > 14 q^{0.3} (1+q)^{2.3} M^{0.9}$, если остаток первичного компонента вырожденный карлик с массой $\sim M_{\odot}$, и $a_{0min} > 10 q^{0.3} (1+q)^{2.3} M^{0.9}$, если это нейтронная звезда, и $a_{0min} > 5 q^{0.3} (1+q)^{2.3} M^{0.9}$, если это черная дыра. Эти пределы нанесены на рис. 1 для $q = 0.6$. Все системы с $a < a_{0min}$ должны превратиться в одиночные нейтронные звезды.

Около одного процента радиопульсаров могут иметь в качестве спутников нейтронные звезды, как, вероятно, PSR 1913+16 (NS+NS). Наиболее распространенными среди нейтронных звезд в тесных двойных являются системы типа NS+DD. Некоторая часть нейтронных звезд может быть спутниками черных дыр. Пока нет очевидных примеров таких систем. Наконец, часть нейтронных звезд может иметь в качестве спутника звезду главной последовательности малой ($M_2 < 0.8$) массы, не заполняющую свою полость Роша (1957+20).

Значительная часть (см. табл. 2) итоговых двойных систем оказывается достаточно тесной ($P < 12$) для слияния компонентов под влиянием излучения гравитационных волн за время, короче космологического. Результатом слияния систем NS+NS или NS+DD может быть появление нейтронной звезды или черной дыры с очень высокой пространственной скоростью. Нейтронная звезда взрывается при уменьшении ее массы ниже критического предела $\sim 0.09 M_{\odot}$ [17]. Пространственная скорость, получаемая при этом, $v = 2 \cdot 10^4 (m_2/M_{\odot}) R_f^{-1/2}$ км/с, где m_2 и R_f — минимальная масса и максимальный радиус нейтронной звезды, достигаемые в момент ее взрыва. В результате может быть получена скорость ~ 2000 км/с, вероятно, наблюдаемая у одного-двух радиопульсаров [18, 26].

Для полноты анализа необходимо рассмотреть эволюцию широких массивных систем, производящих большинство нейтронных звезд (рис. 3). Отсутствие заполнения полостей Роша компонентами исключает значи-

тельный обмен веществом, что упрощает анализ эволюции параметров системы:

$$\begin{pmatrix} M \\ qM \\ a_0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} M_{NS} \\ qM \\ a_j = a_0 \frac{1+q}{\frac{M_{NS}}{M} + q} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} M_{NS} \\ M_{NS} \\ a_{ff} \approx a_0 \frac{1+q}{2} \frac{M}{M_{NS}}, \infty \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Для широких систем характерны значительные начальные эксцентриситеты их орбит [6]. Условие распада при взрыве системы с эксцентричными орбитами компонентов имеет вид:

$$(1-e) M_1 - (1-e) M_2 > 2M_{R1}, \quad (9)$$

если взрыв происходит в то время, когда компоненты находятся в апоастрах их орбит. Условия распада наиболее жесткие именно в этом случае.

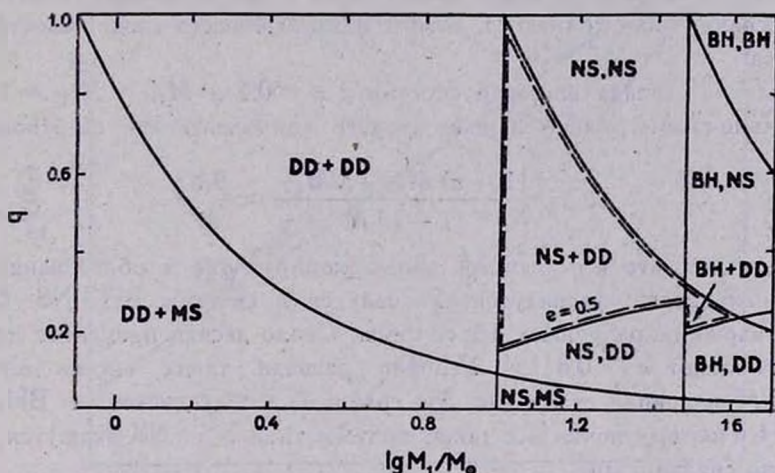


Рис. 3. Положение конечных продуктов эволюции широких двойных звезд в плоскости q — M . Обозначения такие же, как на рис. 2.

Для получения надежных оценок относительной частоты образования нейтронных звезд в широких двойных необходима надежная информация о распределении широких двойных по эксцентриситетам. Мы принимаем для численных оценок, что эксцентриситет системы перед взрывом 0.5. Тогда при первом сферически-симметричном взрыве сверхновой сохраняются связанными системы с

$$M < \frac{2M_{R1}}{1-e-(1+e)q} \approx \frac{4M_{R1}}{1-3q} \quad (10)$$

Эта граница нанесена на рис. 3. Очевидно, первый взрыв оставляет связанными большинство систем с $e = 0.5$. Поскольку для систем с $qM < 10$ эволюция второго компонента заканчивается образованием вырожденного карлика, а масса этого компонента, хотя и изменяется в ходе эволюции в несколько раз, но стационарным образом, система сохраняется связанной. При оценке частоты появления подобных систем учтено, что около половины систем имеют $e > 0.5$ [6].

Наиболее тесные из широких систем могут циркулировать свою орбиту в то время, когда вторичный компонент будет красным сверхгигантом. Вероятно такова история единственного радиопульсара в широкой двойной системе с орбитальным периодом около трех лет и почти нулевым эксцентриситетом орбиты. Согласно Ван ден Хойвелу [21] для ускорения вращения такого пульсара до наблюдаемой скорости при $B = 3 \cdot 10^{11}$ Гс необходима аккреция всего $\sim 10^{-4} M_{\odot}$. Такая аккреция может быть легко обеспечена из звездного ветра близкого красного сверхгиганта. Следовательно и этот радиопульсар обязан своим существованием, вероятно, наличию сравнительно близкого, хотя и незаполнявшего свою полость Роша спутника.

Условие распада широкой системы с $e = 0.5$ и $M_{R1} = M_{R2} = 1.4$ при центрально-симметричном взрыве второго компонента как сверхновой:

$$q > \frac{(1 + e) M_{R1} + 2 M_{R2}}{(1 - e) M} \approx \frac{9.8}{M}$$

Очевидно, что все системы, эволюционирующие к образованию двух нейтронных звезд, распадутся. Распадутся и системы ВН+NS. Однако второй взрыв не разрушает все системы. Около десяти процентов широких двойных имеют $e > 0.8$ [6]. Условие распада таких систем имеет вид $q > 30/M$ и совпадает на рис. 3 с границей между системами ВН, NS и ВН, ВН. Поэтому почти все такие системы типа NS+NS окажутся гравитационно связанными.

3. Обсуждение. Деви и др. [3] исследовали распределение всех известных двойных радиопульсаров на диаграмме магнитное поле — период вращения. Эволюция одиночных радиопульсаров в этой плоскости сводится к постепенному увеличению периода вращения, сопровождаемому экспоненциальным распадом магнитного поля до величины $\sim 3 \cdot 10^8$ Гс [20, 21]. Радиоизлучение исчезает после пересечения пульсаром линии $A(B_{12} = 0.5 P^{2/3} \text{ Гс})$. Аккреция вещества спутника нейтронной звездой со скоростью $\sim 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ ведет к ускорению ее вращения до равновесного периода $B(P_{eq} \approx 0.64 B_{12}^{6/7} \text{ с})$ [20]. Продолжительность аккреции до достижения $P_{eq} : \tau_a = 10^6 B_9^{-8/7}$ лет, а общая аккрецированная масса:

$\Delta m \approx 0.07 B_9^{8.7} M_\odot$. Все радиопульсары в двойных, «омоложенные» таким образом, должны находиться между линиями *A* и *B*, что и подтверждается наблюдениями. На этот же рисунок нанесены пульсары с известными пространственными скоростями [22]. Интересно, что между *A* и *B* оказались и все медленные ($v \lesssim 25$ км/с) радиопульсары. Не исключено, что их образование связано также с эволюцией тесных двойных, а их вращение ускорено аккрецией из общей оболочки. Причиной сравнительно низких пространственных скоростей может быть предшествующая эволюция этих пульсаров через стадию красного сверхгиганта с нейтронным ядром [23]. Такие звезды образуются при слиянии компонентов на фазе второго обмена в системе. Поскольку поля медленных пульсаров составляют 10^{11} — 10^{12} Гс (рис. 4) для ускорения их до равновесных перио-

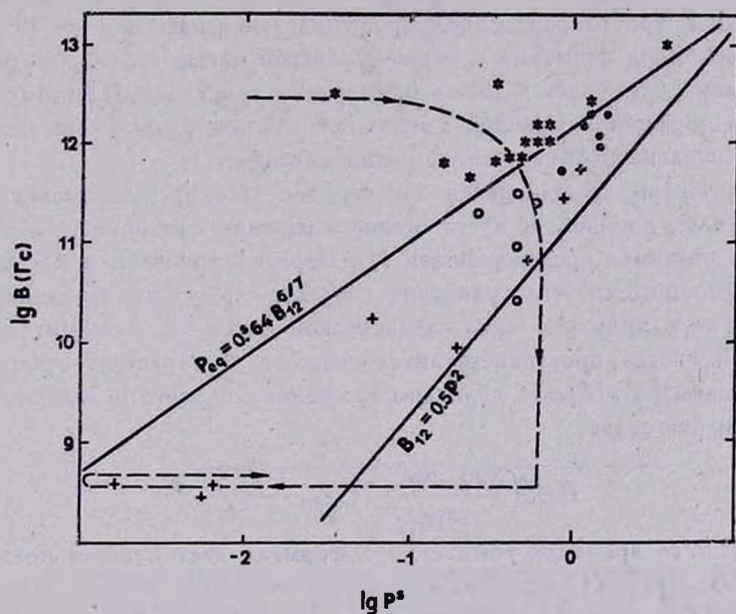


Рис. 4. Радиопульсары в плоскости магнитное поле — период. Звездочки — быстрые пульсары ($v_{sp} \geq 30$ км/с), кружки — медленные пульсары ($v_{sp} < 30$ км/с), крестики — пульсары в двойных. Штриховая линия — эволюционный трек радиопульсара в двойной. Линия *A* — граница существования радионалучения, линия *B* — положение ускорившихся до равновесного периода радиопульсаров *A* и *B* пояснены в тексте.

дов достаточна аккреция всего $\sim 10^{-4} M_\odot$. Из рис. 1 следует, что числа радиопульсаров трех типов, возникающих в тесных двойных: продуктов слияния массивных тесных двойных, продуктов второго взрыва сверхновой в системе и «омоложенных» продуктов первого взрыва, — сравнимы. На-

блюдаемая корреляция $B-v_{sp}$ [22] является следствием относительной молодости пульсаров второго типа.

Наблюдаемое относительное число тесных двойных радиопульсаров ($P_{orb} < 3$ года, табл. 2) объясняется теорией с разумной точностью. Теория, как было показано ранее [14], значительно переоценивает по сравнению с наблюдениями относительное число широких систем с нейтронными звездами. Наиболее широкие системы могут быть разрушены вторым взрывом даже при самом незначительном начальном толчке, обеспечиваемом, например, импульсом нейтрино при взрыве сверхновой [19].

Отсутствие радиопульсаров в широких двойных можно объяснить предположением о том, что быстровращающиеся нейтронные звезды образуются только в тесных двойных [2]. Начальный период вращения одиночной звезды на главной последовательности — несколько часов. Предположим, что твердотельное вращение сохраняется в ходе эволюции. При расширении в триста раз период вращения уменьшается в $\sim 10^3$ раз, а при коллапсе ядра примерно чандрасекаровской массы в нейтронную звезду его радиус уменьшается также примерно в триста раз. Поэтому итоговый период вращения молодой нейтронной звезды будет снова несколько часов, что исключает обнаружимое радиоизлучение.

Пусть теперь вращающаяся как твердое тело предсверхновая с массой M_1 — член двойной и пусть осевое вращение синхронно орбитальному. Масса спутника предсверхновой M_2 . Взрыв сверхновой в большинстве случаев разрушит систему, увеличит скорость вращения сколлапсировавшей части ядра примерно чандрасекаровской массы и сообщит молодой нейтронной звезде пространственную скорость v_{sp} , равную орбитальной перед взрывом [2]. Между периодом вращения молодого пульсара P и его v_{sp} легко найти связь:

$$P \gtrsim \left(\frac{300 \text{ кмс}^{-1}}{v_{sp}} \right)^3 \frac{M_2^3}{(M_1 + M_2)^3} \text{ с.}$$

Поскольку P со временем убывает, эта формула дает нижний предел для периода пульсара. На рис. 5 нанесены радиопульсары с известными пространственными скоростями вместе с линией минимальных периодов вращения для системы с $M_2 = M_\odot$ и $M_1 = 6.6 M_\odot$ (начальные массы компонентов $\sim 10 M_\odot$). В целом периоды вращения пульсаров, оцененные таким образом, неплохо согласуются с наблюдаемыми периодами. Причиной попадания пульсаров с низкой пространственной скоростью ниже границы, вероятно, является аккреция вещества протяженной общей оболочки предсверхновой звезды.

Предположение о том, что радиопульсары образуются только в тесных двойных системах разрывает однозначную генетическую связь между сверхновыми второго типа и радиопульсарами [2]. Пульсары рождаются,

в итоге, из сравнительно компактных звезд с оболочками, обогащенными гелием. Прототипом таких звезд являются звезды Вольфа—Райе. Если в силу каких-то причин время жизни оболочек таких сверхновых короче времени жизни остатков классических СН II, становится понятным, почему из примерно ста пятидесяти наблюдаемых остатков с возрастом менее 10^4 — 10^5 лет [24] только три имеют радиопульсары, а остальные — «пустые».

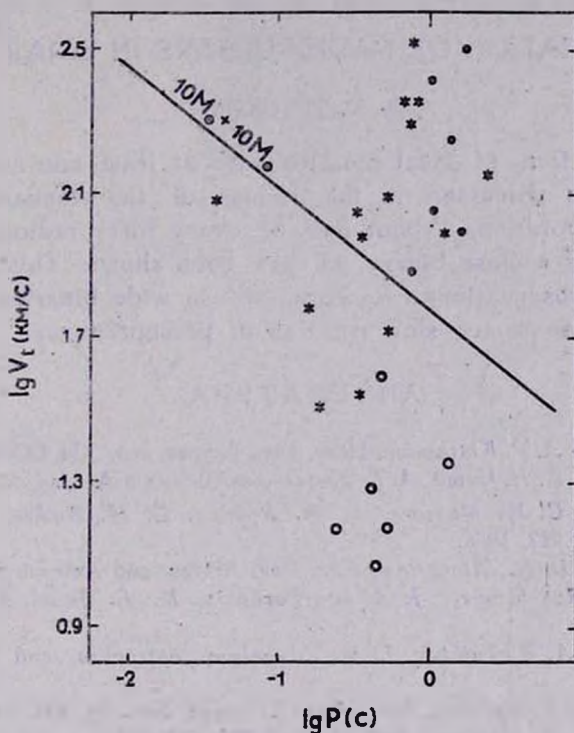


Рис. 5. Положение радиопульсаров в плоскости пространственная скорость — период. Обозначения такие же, как на рис. 4. Линия $10 M_{\odot} + 10 M_{\odot}$ — связь между v_{sp} и P для пульсаров, возникающих в ходе эволюции систем $10 M_{\odot} + 10 M_{\odot}$ (см. текст).

Теперь о пульсарах с самым коротким периодом и самыми малыми магнитными полями. Прежде всего при столь малых магнитных полях для выхода на равновесный период (рис. 4) нейтронная звезда должна аккрецировать $\sim 0.1 M_{\odot}$ [5]. При ограничении на скорость аккреции процесс аккреции должен продолжаться не менее $\sim 10^7$ лет, что возможно только, если спутником нейтронной звезды является звезда главной последовательности или субгигант малой массы [7]. Уникальным и пока не вполне по-

нятым свойством миллисекундных радиопульсаров является сильная концентрация их к плоскости Галактики.

Эта работа была написана во время пребывания автора в Астрономической обсерватории Хельсинского университета. Автор благодарит докторов И. Туоминена и О. Вилху за гостеприимство и помощь в работе.

Астрономический совет
АН СССР

FORMATION OF RADIOPULSARS IN BINARIES

A. V. TUTUKOV

The formation of final binaries with at least one neutron star as a component is discussed in the frames of the standard scenario of close binary evolution. About one of every forty radiopulsars has to be a member of a close binary, as has been shown. This estimation is supported by observations. Radiopulsars in wide binaries are not formed possibly due to too slow rotation of presupernovae.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, 27, 57, 1973.
2. А. В. Тутуков, Н. Н. Чузай, Л. Р. Юнгельсон, Письма в Астрон. ж., 10, 586, 1984.
3. R. J. Dewey, C. M. Maguire, L. A. Rawley, G. H. Stokes, J. H. Taylor, *Nature*, 322, 712, 1986.
4. J. H. Taylor, D. R. Stinebring, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 24, 285, 1986.
5. E. P. J. van den Heuvel, J. A. van Paradijs, R. E. Taam, *Nature*, 322, 153, 1986.
6. E. I. Popova, A. V. Tutukov, L. R. Yungelson, *Astrophys. and Space Sci.*, 88, 55, 1982.
7. I. Iben Jr., A. V. Tutukov, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 54, 334, 1984.
8. I. Iben Jr., A. V. Tutukov, *Astrophys. J.*, 282, 615, 1984.
9. Л. Р. Юнгельсон, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, 27, 89, 1973.
10. A. V. Tutukov, L. R. Yungelson, in *Proc. of the IAU Symp. Nr 83 "Mass Loss and Evolution of O Stars"*, Eds. P. S. Conti, C. H. de Loure, Dordrecht, Reidel.
11. А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, А. А. Кляйман, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, № 27, 3, 1973.
12. J. R. Gott, *Astrophys. J.*, 173, 227, 1972.
13. B. Paczynski, *Acta Astron.*, 21, 1, 1971.
14. A. V. Tutukov, L. R. Yungelson, *Acta Astron.*, 23, 665, 1979.
15. A. V. Tutukov, *Prepr. Illinois Univ.*, 1983.
16. R. F. Webbink, S. Rappaport, G. J. Savonije, *Astrophys. J.*, 270, 678, 1983.
17. Е. И. Блинные, И. Д. Новиков, Т. В. Переводчикова, А. Г. Полнарев, Письма в Астрон. ж., 10, 422, 1984.

18. *G. Downs, P. Reichley*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 53, 169, 1983.
19. *Н. Н. Чукай*, *Письма в Астрон. ж.*, 10, 87, 1984.
20. *R. Taam, E. P. J. van den Heuvel*, *Astrophys. J.*, 305, 235, 1986.
21. *E. P. J. van den Heuvel*, *Astrophys. J.*, 5, 209, 1984.
22. *B. Anderson, A. G. Lyns*, *Nature*, 303, 597, 1983.
23. *A. V. Tutukov*, in *Proc. of the IAU Symp. Nr 93, "Fundamental Problems of the Theory of Stellar Evolution"*, 1981, p. 137.
24. *Т. А. Лозинская*, *Астрон. ж.*, 57, 707, 1970.
25. *А. В. Тутуков, Л. Р. Юнелъсон*, *Comments Astrophys.*, 1986, (in press).
26. *P. R. Amiel, O. H. Guseinov, Yu. S. Rustamov*, *Astrophys. and Space Sci.*, 121, 1, 1986.