АСТРОФИЗИКА

TOM 36

ФЕВРАЛЬ, 1993

ВЫПУСК 1

ОБЗОРЫ

УДК 524.382

МАЛОМАССИВНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ И МИЛИСЕКУНДНЫЕ ПУЛЬСАРЫ

Э. ЭРГМА, А. Г. МАСЕВИЧ

Поступила З января 1992

Рассматрнается современное состояние вопроса о генезисе миллисскун дных радионипульсов маломассивных рентгеновских двойных звезд и пульсаров.

1. Введение. За последние 20 лет с помощью орбитальных рентгеновских обсерваторий были обнаружены точечные мощные источники рентгеновского излучения ($L_r \simeq 10^{35} - 2 \cdot 10^{38}$ эрг/с), изучение которых эначительно расширило наши знания о поздних стадиях вволюции звезд. Точечные рентгеновские источники-это тесные двойные системы, состоящие из оптического компонента, заполняющего свою полость Роша, и релятивисткого объекта, аккрецирующего истекающее через внутреннюю точку Лагранжа вещество, в результате чего возникает рентгеновское излучение. Такие системы получили название рентгеновских двойных. Рентгеновские двойные обычно делят на массивные, в которых масса оптической звезды превышает 10 Мо, и маломассивные, с массой оптической звезды ~1-1.5 Мо. Главные их характеристики, а также массы релятивистских объектов были определены при отождествлении с оптическими звездами. Основной причиной обнаруженной переменности в оптическом диапазоне массивных рентгеновских двойных является эллипсоидальность главной звезды и эффект отражения, т. е. прогрева поверхности оптической звезды рентгеновским излучением релятивистского компонента [1-3]. Оптическая переменность позволяет определять наклонение орбиты, отношение масс компонентов и степень заполнения оптической звездой своей полости Роша. Открытие у многих рентгеновских двойных регулярных пульсаций рентгеновского излучения позволило после построения кривых лучевых 9-136

скоростей оптической звезды и рентгеновского пульсара определить массы комнонентов [4].

Параметры известных рентгеновских двойных систем приведены в каталоге [5].

В настоящем обзоре мы рассматриваем только маломассивные рентгеновские двойные, для которых за последние годы появился ряд новых данных наблюдений и теоретических исследований. Что касается массивных рентгеновских двойных, то подробное их описание можно найти в обзоре А. М. Черепащука [6].

Хотя маломассивные рентгеновские двойные (ММРД) не представляют собой однородную группу, можно выделить следующие усредненные их характеристики: 1) Основная область излучения—мягкий рентген $(L_x/L_{op} \sim 10^3 - 10^4)$. 2) Кроме двух источников (4U 1626—67 и IE 2259+59), которые являются рентгеновскими пульсарами с периодом вращения $P \sim 7$ с, рентгеновские пульсации не наблюдаются. 3) Пространственно большинство систем распределено в окрестностях галактического центра (т.н. "балдж"-источники) и ябляются старыми системами ($t \sim (5-15) \cdot 10^9$ лет). 4) Среди ММРД встречзются рентгеновские барстеры. Барстеры являются рентгеновскими источниками, у которых на фоне постоянного потока время от времени происходит так называемые рентгеновские всплески (рентгеновский поток возрастает более чем в десятки раз). Предполагается, что эти всплески можно объяснить неустойчивым горением термоядерного топлива на поверхности нейтронной звезды (см. [7]).

По орбитальным характеристикам ММРД также делятся на две группы: с орбитальными периодами менее 12 часов и системы со значительно большими периодами. Мы уделим преимущественное внимание исследованию особенностей и эволюции маломассивных рентгеновских систем с малыми периодами, так как именно с ними, возможно, связана часть очень интересных типов радиопульсаров, так называемых миллисекундных радиопульсаров (МСП), открытых в начале восьмидесятых годов [8]. В настоящее время их обнаружено более 20, но ведется систематический поиск этих объектов и число их непрерывно растет (следует иметь в виду, что пока еще поиск МСП охватывает менее 10% неба [9]).

Соответственно наш обзор состоит из двух частей:

I. Образование и эволюция маломассивных рентгеновских двойных. и II. Образование и эволюция миллисекундных радиопульсаров.

OE3OP

2. Образование и эволюция маломассивных рентиеновских двойных систем

1. Образование нейтронных звезд. Нейтронные звезды могут образовываться: а) в результате коллапса железного ядра массивной звезды; б) при коллапсе массивного белого карлика в процессе аккреции, известного под названием AIC (accretion induced collapse). Первый тип образования нейтронной звезды представляет для нас интерес только как источник самих нейтронных звезд, которые в дальнейшем в ядрах шаровых скоплений могут быть захвачены двойной системой, чтобы образовать маломассивную рентгеновскую систему (в шаровых скоплениях массивные звезды уже давно закончили свою ядерную эволюцию со вэрывом CH и образованием нейтронной звезды через процесс AIC интересен тем, что может привести к прямому образованию MMPД. Возможность образования нейтронной звезды посредством AIC белого карлика была впервые рассмотрена Шацизном [10] и в дальнейшем развита в [11-13].

Наиболее важным условием того, чтобы AIC мог происходить, является процесс аккреции. Он должен быть таким, чтобы в ходе аккреции масса вырожденного карлика возросла. Здесь очень важную роль играет химический состав аккрецируемого вещества (или, что то же самое, природа вторичного компонента), величина скорости ахкреции \dot{M} , масса, химический состав белого карлика и его физическое состояние (более подробно см. обзор [14]).

В рамках существующих эволюционных сценариев (например, [15]) может иметь место аккреция водородной, гелиевой или углеродно-кислородной смеси на гелиевый, углеродно-кислородный или кислородзонеоново-магниевый карлик. В случае аккреции водорода для $\dot{M} < 10^{-9}$ $M_{\odot}/$ год возможны взрывы типа новых звезд; для $10^{-9} < \dot{M} < 10^{-6} M_{\odot}/$ год—образование симбиотических новых [16] с потерей части массы оболочки; для $\dot{M} > 10^{-6} M_{\odot}/$ год—образование красного гиганта [16, 17]. Вероятность образования нейтронной звезды, тем более рентгеновской двойной малой массы, при аккреции водорода на белый карлик мала. Гелиевый карлик не может быть предшественником нейтронной звезды за счет AIC, так как взрывное горение гелия приводит к образованию детонационной волны и полному разрушению всей звезды.

Наиболее вероятными кандидатами для процесса AIC являются: аккретор—достаточно массивный и холодный CO или Ne + O + Mg карлик; аккрецируемое вещество—Не или C + O. Подробное исследование образования нейтронной звезды в процессе эволюции двойных систем с белым карликом можно найти в [14].

Образование рентгеновских двойных малой массы может происходить с учетом рассмотренных выше процессов образования нейтронных звезд тремя способами:

1) процесс AIC: после образования кейтронной звезды двойная система остается связанной, и при заполнении полости Роша вторичным компонентом система проявляется как ММРД;

2) захват нейтронной звезды двойной системой в ядре шарового скопления [18];

3) Образование ММРД через фазы общей оболочки [19, 20].

Для того, чтобы двойная система, образовавшаяся по одному из трех указанных каналов, обладала всеми свойствами рентгеновской двойной, необходимо, чтобы в ней имел место устойчивый перенос вещества между комнонентами.

2) Маханизмы переноса массы. В рентгеновской маломассивной двойной масса вторичного компонента, теряющего вещество, $M_1 < M_1$. Если орбита двойной круговая и система синхронизирована (т. е. орбитальсый период совпадает с периодом вращения вторичного компонента), то радиус критической поверхности Роша можно выразить [21]

$$R_{R*} \simeq a \cdot (M_2/(M_1 + M_2))^{1/3}. \tag{1}$$

Полуось а выражается через орбитальный угловой момент

$$a = \frac{J^2 (M_1 + M_2)}{G \cdot M_1^2 \cdot M_2^2}.$$
 (2)

В случае консервативного обмена ($M_1 + M_2 = M = \text{const}; J = \text{const}$) имеем

$$\frac{1}{R_{Rc}} \frac{dR_{Rc}}{dt} = \left(\frac{2M_2}{M_1} - \frac{5}{3}\right) \frac{1}{M_2} \frac{dM_2}{dt},$$
 (3)

$$\frac{1}{a}\frac{da}{dt} = 2\left(\frac{M_2}{M_1} - 1\right)\frac{1}{M_2}\frac{dM_2}{dt}.$$
 (4)

Из этих уравнений видно, что $dR_{Rc}/dt > 0$ и da/dt > 0, если $q = M_2/M_1$ меньше 5/3 и 1 соответственно, т. е. это означает, что в ходе переноса массы расстояние между компонентами и величина радиуса полости Роша будут увеличиваться. В свою очередь это может привести к потере контакта вторичного компонента с поверхностью Роша и тем самым прекращению устойчивого переноса массы. Заполнение полости Роша может произойти в результате одной из двух причин: 1) звезда расширяется в ходе ядерной эволюции, т. е. является провволюционировавшей, 2) в системе происходит некоторая потеря углового момента. Именно последняя возможность представляет наибольший интерес для эволюции MMPД, так как позволяет получить короткопериодические системы. Крафт и др. [22] предложили излучение гравитационных волн (GWR) в качестве механизма, который определяет эволюцию ультратесных двойных систем в шкале времени

$$\tau_{CR} = (2.6 \cdot 10^9 \text{ Aet}) a_{11}^4 (M_1/M_{\odot})^{-2} (M_2/M_{\odot})^{-1} \cdot (1 + M_2/M_1)^{-1},$$
 (5)

где $u_{11} = a/10^{11}$ см, M_2 и M_1 -массы вторичного и первичного компонентов соответственно. Если начальное расстоящие между компонентами меньше $3R_{\odot}$, то GWR является эффективным механизмом в космологической шкале времени. После заполнения полости Роша вторичкомпонентом механизм GWR может обеспечивать скорость ным аккрецен порядка ~ 10-10 Мо/год. Наблюдения же для многих ММРД показывают значительно более высокий темп аккреции (10-10 - 10-8 Мо/год). Для объяснения таких высоких скоростей аккреции Вербует и Цваан [23] предложили механизм потери орбитального углового момента за счет магнитного звездного ветра. Хотя потери самого звездного ветра малы ($\dot{M} \sim 10^{-14} M_{\odot}$ /год), потери углового можента. велики, так как звездное магнитное поле заставляет вещество вращаться на больших расстояниях от звезды. Этот механизм может обеспе-чить скорости потери вещества $10^{-8} - 10^{-9} M_{\odot}/$ год (он эффективен для систем с орбитальными периодами в несколько дней [24]). Магнитный звездный ветер позволяет также объяснить верхнюю границу пробела орбитальных периодов для катаклизмических переменных. Верхняя граница пробела орбитальных периодов (Р ~ 3^h) соответствует эволюционному статусу вторичного компонента, когда он становится полностью конвективным (М ~ 0.3М) [25]. Поскольку турбулентный динамо-механизм может существовать золько между конвективным и лучистым слоем [26], следует ожидать его затухания на этой стадии. В качестве наблюдательного подтверждения Риттер и Спруит [26] указывали на значительное уменьшение магнитной активности звезд вблизи. $B - V = 1^{m}_{65}$. Наблюдения H₁ — эмиссии на многозеркальном телескопе для поздних М-карликов, однако, показали, что ситуация более сложная [27]. Среди М-карликов существуют звезды со спектральными типами более поздними, чем М5.5, в спектрах которых отсутствует

эмиссия H_a. В действительности в исследуемой группе звезд число, показывающих и не показывающих На эмиссию, почти равно. Это означает, что начало полной конвективной фазы для звезд ГП не обязательно означает исчезновение активности. Также наблюдения двух карликов поздних типов на IUE показали, что их активность не уменьшилась [28]. Возможно, что в полностью конвективных звездах исчезает зона ветра и остаются только замкнутые магнитные линии [29, 30]. Доля открытых линий магнитного поля может уменьшаться в 2-200 раз (в зависимости от принятой степени мультиполя), когда период вращения ~ 3 часа. Так как потеря углового момента за счет магнитного звездного ветра $\int \infty f r_A^2$ где r_A — радиус Альфена, то скорость потери углового момента может уменьшиться на фактор от 3 до 2000. Это уменьшение (без внезапного спада магнитпой активности) может быть причиной ухода вторичного компонента из полости Роша. Следует отметить, что механизм магнитного звездного ветра, обеспечивая высокие скорости аккреции, не согласуется со сценарием для "спящих" новых звезд [31, 32], а в двойных типа WUMa магнитное торможение не существенно [33]. Наблюдения карликовых двойных в минимуме блеска дают $M \sim 10^{15} - 10^{16}$ г/с для $P < 9^{h}$ [34]. Такие скорости аккреции также могут быть обеспечены механизмом GRW.

3) Распределение ММРД по орбитальным периодам. Обнару жение двойственности маломассивных рентгеновских двойных является достаточно сложной задачей. Согласно Милгрому [35] наличие толстого аккреционного диска в системе малых размеров приводит к тому, что у ММРД с большим наклонением орбиты нельзя обнаружить рентгеновское излучение. Однако существование у некоторых систем так называемых корон аккреционного диска (ADC), которые рассеивают рентгеновские фотоны, позволяет наблюдать частичные и постепенные затмения (из-за протяженной природы (ADC). Таких источников с орбитальными периодами менее 10 часов пока найдено три (см. табл. 1). Еще для двух источников, находящихся в шаровых скоплениях, предполагается существование ADC. У этих источников (МХВ 1820-30, Х 2227 + 11) обнаружены не затмения, а квазисинусоидальные рентгеновские модуляции с переменной амплитудой (в несколько процентов). Девять источников являются так называемыми "dipping sources", т. е. источниками, в рентгеновской кривой блеска которых наблюдаются провалы. Данные из работ Мазона [36] и Риттера [37] представ. лены в табл. 1 и на диаграмме N — Ig P орб (рис. 1). Риттер приводит два источника с $P_{op6} = 1^{h} 85$ (MS 1603 + 2600) [38] и $P_{op6} = 1^{h} 31$ (4 U 1705-44) [39], однако нам представляется, что принадлежность первого

OE3OP

135

Таблица 1

and some time the second se				
Объект	L_{χ}/L_0	Орбиталь- ный период	P/P (rog-1)	Примечания
1. MXB 1820-30	L,	11 ^m	$-(1.08\pm0.19) 10^{-7}$	Шаровые скопление NGC 6624. d = 6.4 ких
2. XBT 2129470	30	512		Барстер
3. X 1822-371	20	5 ^h 57	$+(3.40\pm0.94)\cdot10^{-7}$	
4. X 227+11		8 ^h 5	1. 21- 0011	Шаровое скопление
5. Cal 87	1	10 ^h 6		LMC источник
6. MXB 1916-05		50 ^m	1 1 1 1 1	Барстер
7. EXO 0748-676		34 82	$-(2.02\pm0.28)\cdot10^{-7}$ [3]	Барстер Транзиент
8. MXB 1254-690	200	3* 93	1 2 1 C 2 C 1	Еарстер
9. X 1755-338	1400	4 ^h 46	No. of Lot of	
10. 4U 1957+11	800	98 34		
11. Mon X-1	200	7 75		Травзиент
12. MXB 1659-29	600	7 ^h 12	a the ball	Транзвент Барстер
13. Cyg X-3	60	4 ⁴ 72	$+ (2.20 + 0.22) - 10^{-6}$	Пульсар
14. MXB 1735-44	1100	4 ^h 65		Барстер
15. 4U 1728-16	400	4 20		and the second second
16. MXB 1636-53	1700	3 ^h 81		Еарстер
17. 4U 1323-62	-	24 93		Барстер

ААННЫЕ ДАЯ ММРД ПО КАТАЛОГУ РИТТЕРА [37] И РАБОТЫ МАЗОНА [36]

ЛИТЕРАТУРА

[1] J. Ton, et. al. Astrophys. J. 374, 291, 1991.

- [2] C. Hellier, K. O. Mason, A. P. Smale, D. Kilkenny. MNRAS 244, 39, 19901.
- [3] A. N. Parmar, F. Verbunt, A. P. Smale, R. N. D. Corbet, Astrophys. J. 366, 253, 1991.
- [4] S Kitamoto, S. Miyamoto W. Matsut, PDSU, 39, 259, 1987.

к ММРД еще не доказана (природа компактного объекта неизвестна, это может быть и белый карлик, поскольку его P = 111 мин близок к периодам, которые имеют многие звезды типа AM Her), а орбитальный период второго источника пока не подтвержден. Если 4U 1705— -44 действительно имееть такой период, то источник этот представляет значительный интерес для понимания эволюции ММРД. Он очень яркий, и если принять, что он находится вблизи галактического центра, то требуемая скорость аккреции ~ $10^{-9} M_{\odot}$ /год, что заведомо больше \dot{M} , которую может обеспечить GRW-механизм, являющийся для таких орбитальных периодов основным. Кроме того, эта система является рентгеновским барстером. Это значит, что постоянный темп аккреции должен быть менее $10^{-8} M_{\odot}$ /год, но больше, чем $10^{-10} M_{\odot}$ /год. Анализ наблюдательных свойств барстера (время между вспыш-



lg P. h

Рис. 1. Распределение по орбитальным периодам катаклизмических переменных (----) и маломассивных рентгеновских двойных (-----).

ками, характер вспышки) также ставит свои достаточно жесткие условия в случае подтверждения значения величины орбитального периода $P = 1^h 31$. Сравнение распределения по орбитальным периодам для катализмических переменных и для ММРД (рис. 1) показывает, что пробел периодов для ММРД значительно шире (1—3 часа). К этому интересному наблюдательному факту мы еще вернемся. 1 1 4 1

4) Эсолюция ММРД. За последние десять лет поярилось достаточное количество исследований ММРД с учетом потери орбитального момента как магнитным звездным ветром, так и гравитационным излучением [40 — 46]. Для интересующих нас короткопериодических ММРД, с периодами меньше 10—12 часов, результаты расчетов указывают на несколько возможных направлений эволюции в зависимости от статуса вторичного компонента в момент его заполнения полости Роша.

1) В момент заполнения полости Роша вторичный компонент звезда начальной главной последовательности. Если P>3 часов, то главным мехамизмом потери орбитального углового момента является магнитный эвездный ветер; по достижении Р~З действие его прекращается. В процессе потери массы из вторичного компонента его тепловая шкала времени 🖬 (за счет уменьшения собственной светимости) увеличивается, и в некоторый момент характерное время потери вещества становится меньше т_{th}, т. е. теряющая вещество звезда уже не находится в состоянии теплового равновесия. Радиус такой звезды больше радиуса эвезды в тепловом равновесии. После исключения механизма магнитного звездного ветра звезда сжимается и теряет контакт с критической поверхностью Роша. Прекращение обмена вецеством приводит к исчезновению рентгеновского излучения, и двойная входит в область пробела периодов (аналогичная картина для катаклизмических переменных). Под действием GRW (гравитационного излучения) система продолжает слиматься, и по достижении $P \sim 2$ часов происходит новое заполнение полости Роша с характерной скоростью аккреции $\dot{M} \sim 10^{-10} M_{\odot}$ /год. Используя простую формулу $L_{\star} \sim$ ~ 0.15 . с² *M*, легко показать что такой *M* соответствует $L_x \sim 10^{35}$ — - 10³⁶ эрг/с, т. е. мы должны были бы наблюдать рентгеновские двойные с орбитальными периодами менее двух часов, что пока не обнаружено. В дальнейшем система эволюционирует в сторону более коротких периодов. Когда $M_2 < 0.1 M_{\odot}$, ее тепловая шкала становится больше характерного времени эволюции, определяемого потерями GRW. С уменьшением массы, при M₂ < 0.085 M_O, горение водорода затухает и звезда становится вырожденным карликом. Дальнейшая эволюция системы происходит с увеличением орбитального периода и уменьшением М. Наличие минимального периода у водородных звезд главной последовательности в тесных двойных системах впервые было отмечено Пачинским [47] и в дальнейшем обсуждено в работах [40, 48]. Наблюдения катаклизмических переменных подтверждают вывод Пачинского о существовании минимального периода для системы с богатым водородом вторичным компонентом. На рис. 2 на плоскости

Э. ЭРГМА. А. Г. МАСЕВИЧ

lg \dot{M} (M_{\odot}/roa) — lg P (часы) представлен эволюционный трек для системы с начальными параметрами: $M_1 = 1 \ M_{\odot}$, $M_3 = 1.25 \ M_{\odot}$, X = 0.7 [46]. Как хорошо видно на рис. 2, в области действия механизма магнитного звездного ветра скорость потери вещества $> 10^{-9} \ M_{\odot}/$ тод, а в начале обмена темп аккреции $\sim 10^{-6} \ M_{\odot}/$ год. Характерное время эволюции этого этапа порядка нескольких сотен миллионов лет.



Рис. 2. Зависимость скорости алкреции и рентгеновской светимости от орбитального периода.

- 1-эволюционная последовательность для системы, когда вторичный компонент залолияет полость Роша на ZAMS (X = 0.7).
- 2—эволюционная последозательность для прозволюционировазшего вторичного компонента ($X_c \simeq 10^{-6}$).
- SKH эволюционный трек с вторлялими компонентом невырожденной гелиевой звездой с центральным горенкем гелея. Точки — положения некоторых ММРД: 1—МХВ 1636—371, 2—МХВ 1659—29, 3—4U2129+47, 4—2А 1822—371, 5—МХВ 1659—29, 6—Моп-ХІ, 7—4U 1626—67, 8—МХВ 1916—05, 9—1Е 2259—586. 10—МХВ 1820—30.

2) Если вторичный компонент является проэголюционировавшей эвездой, т. е. к моменту заполнения полости Роша в ядре вторичного

компонента водород полностью выгорел, то наличие градиента химического состава препятствует проникновению конвекции внутрь звезды [42-46, 49-51]. Если в начале обмена веществом содержание водорода в центре звезды $10^{-6} \le X \le 10^{-2}$, то полное перемешивание звезды. произойдет, когда ее масса станет равна ~ (0.02-0.03) Мо, а содержание водорода X < 0.1. Повтому для таких систем не происходит отключения от полости Роша. Вначале обмен происходит в тепловой шкале времени, но очень быстро падает до ~10⁻¹¹ M_☉/год (см. трек 2 на рис. 2), что означает $L_x \simeq 10^{35} - 10^{35}$ эрг/с. Интересно отметить, что для шаровых скоплений, согласно рентгеновским данным, существуют два типа источников: ярких с $L_x > 10^{36}$ эрг/с и слабых с $L_x <$ <10³⁵ эрг/с (см. рис. 3 [52]). Природа слабых источников пока не очень ясна; возможно, что самые слабые с $L_x < 10^{33}$ эрг/с являются катаклизмическими переменными, а более яркие-рентгеновскими системами с нейтронными звездами [53]. Определенее орбитальных периодов у этих систем могло бы дать необходимую информацию для выяснения их эволюционного статуса.

Поскольку рассматриваемые звезды имеют повышенное содержание гелия, возможно уменьшение орбитального периода до $P \leq 10^{-10}$ мин [42]. Пример такой эволюции, согласпо расчетам [42], представлен на рис. 2.

3) Ультракороткие периоды можно объяснить, если в двойной системе вторичный компонент является маломассивной гелиевой звездой с центральным горением гелия [54]. Такие системы имеют большие M, (см. рис. 2 трек SKH), а их оптическая светимость, благодаря горению гелия, высока. Минимальные периоды, достигаемые такими системами, ~ 10 минут. После достижения минимального периода донор становится вырожденным карликом, и дальнейшая эволюция происходит с уменьшением M_2 и увеличением орбитального периода.

4) Ультракороткие периоды достигаются также в системах, где звезда является гелиевым или СО карликом. В шаровых скоплениях и в центре Галактики ММРД сформировались, по-видимому, преимущественно в результате неупругих столкновений одиночных нейтронных звезд с нормальными звездами. Если в результате столкновения спутником нейтронной звезды оказывается гигант или система достаточно широка для образования в ней гиганта, то после заполнения последним полости Роша образуется общая оболочка. В результате торможения в общей оболочке может возникнуть тесная система из нейтронной звезды и гелиевого или СО карлика—ядра гиганта. Однако следует иметь в виду, что: а) 60—90°/0 всех столкновений происходит со звездами главной последовательности [55, 56]; б) если оболочка гиганта очень протяженная и ее энергия связи мала, то на разрушение оболочки будет израсходована лишь небольшая часть энергии орбятального движения и компоненты не сблизятся до расстояния $a \leq 2R_{\odot}$, при котором в дальнейшем возможно заполнение карликом полости Роша под действием гравитационного излучения; в) используя формулу для скорости обмена веществом в системе, эволюционирующей под действием GRW, получим, что M_1 превышает критическую скорость аккреции на нейтронную звезду ($M_{\rm ED} = 1.5 \cdot 10^{-8} R_5 M_{\odot}/$ год, где $R_5 = R/10^6$ см) при $M_2 \geq 0.07 M_{\odot}$, если карлик гелиевый, и $M_2 > 0.05 M_{\odot}$, если карлик углеродно-кислородный [49]. При $M_2 > M_{\rm ED}$ система неизбежно должна была пройти через стадию общей оболочки. Вполне возможно, что на этой стадии происходит слияние нейтронной звезды и вырожденного карлика, хотя полной ясности нет.

5) Эволюционный статуз ультракоротких рентиеновских двойных МХВ 1820—30 и МХВ 1916—05.

МХВ 1820-30. Этот источник является первым рентгеновским барстером (см. ссылки в табл. 1), обнаруженным в шаровом скоплении (NGC 6624), с остаточно хороло известным расстоянием до него (d ~ 6.4 кпк). Ультракороткий орбитальный период (Popt ~ 11.4 мин.) сразу исключает модель с водородным карликом. Как мы уже указывали, для систем с водородно-гелиевыми компонентами минимальный орбитальный период 70-80 мин. Углеродно-кислородный карлик в качестве спутника можно исключить на основе того, что при аккреции С+О смеси интервалы между вспышками очень велики. Энергетика углеродных вспышек также не будет согласовываться с данными наблюдения. (Условия взрывного загорания углерода достигаются при больших плотностях и тем самым при более массивной оболочке). В качестве наиболее вероятной модели была предложена двойная система с вырожденным гелизвым карликом и нейтронной звездой; предшественником такой системы является красный гигант и нейтронная звезда [58], или красный гигант и Ne + O - Mg карлик, который посредством АІС превращается в нейтронную звезду [59]. Последующая аккреция вещества из гелиевого карлика может привести к системе МХВ 1820 - 30 [58, 59]. Все эти модели, однако, приводят к эволюции системы в сторону увеличения орбитального периода, т. е. Р/Р (год-1) >0. Анализ наблюдений показал (см. ссылку при табл. 1 [14]), что уменьшением система эволюционирует с орбитального периода $(P/P(rod^{-1}) = -(1.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-7} (rod^{-1}).$ Федоровой и Эргма [46] подробно исследован случай, когда предшественником MXB 1820-30

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ЭВОЛЮЦИИ СИСТЕМЫ МХВ 1820-30

1 3 3 4	M _{2.0} /M _O	$P_0/(n)$	t0/100 ACT	M _{C.O} /M	O Р (ман)	t/10 ⁹ ACT	M ₂ /M _©	M°c/M⊙	R_2/R_{\odot}
Начальные параметры	0.95 0.95	16.2 16.6	11,770 11.841	0.041 0.050	10.2 9.0	14.700 14.929	0.11 0.13	0.97	1.035
	M ₂ /M ₃	M2/10-9 M	"O / FOA	M _c	x	P/P (rog ⁻¹)	t/10° x	et	
В момент прохож- дония P ~ 11 ^m 4	0.126 0.141	9.64		0.87 0.90	0.050 0.106	$-3.59 \cdot 10^{-7}$ -5.36 \cdot 10^{-7}	14.6	99 29	

Примечания. $M_{2,0}$ — Начальвая масса вторвчкого ксмпонента, P_0 — начальный орбятальный первод, t_0 — время эволюции до заполнения полости Роша, $M_{C,O}$ — отвосительная масса гелиевого ядра, $P_{\text{мяж}}$ — минимальный орбятальный первод, M_2 , R_2 — масса и раднуе для $P = P_{\text{мяж}}$; M_C — отвосительная масса гелиевого ядра, X содержание водорода в оболочке звезды.

Э. ЭРГМА, А. Г. МАСЕВИЧ

явлается система, в которой заполняющий полость Роша вторичный компокент—звезда, в ядре которой водород уже почти весь выгорел. В качестве примера в табл. 2 даны начальные параметры системы и ез конечные зпачения. Хотя расчетное значение P/P несколько больше наблюдаемого, нам представляется, что это расхождение легко устранить соответствующим подбором параметров, тем более, что проведен расчет весьма упрощенный.

Бисноватый-Коган [60] предлагал в качестве предшественника системы МХВ 1820—30 подкрученный пульсар в двойной системе типа PSR 0021—72А в шаровом скоплении 47 Тис. Однако в этом случае после заполнения полости Роша эволюция системы происходит с увеличением орбитального периода, что противоречит наблюдениям. Тавани [61] считает, что наблюдаемые изменения \dot{P}/P (как \geq 0) можно объяснить потерей массы от вторичного компонента за счет его облучения быстровращающимся пульсаром. Для изменения орбитального периода с учетом потери массы и орбиталького углового момента из системы им получено выражение

$$\frac{\dot{P}_{ap6}}{P_{ap6}} = -3 \left[1 - (1 - \beta) \tilde{\alpha} (1 + q) - \beta q - \frac{1}{3} (1 - \beta) \frac{q}{1 + q} \right].$$

$$\times \frac{\dot{M}_{2}}{M_{2}} + 3 \left[\left(\frac{j}{J} \right)_{GRW} + \left(\frac{j}{J} \right)_{MB} \right],$$
(6)

где \dot{M}_2 — скорость аккреции, β — доля вещества, которая будет аккрецирована компактным объектом, $(J/J)_{GRW} + (J/J)_{MB}$ — изменение орбитального углового момента за счет излучения гравитационных волн и магнитного звездного ветра, $q = M_2/M_1$ α — безразмерный параметр, который определяет потери углового момента, вызванные потерей массы из двойной системы. В дальнейшем Тавани пренебрегает вторым членом и определяет знак P/P в зависимости от знака величины в квадратных скобках (т. к. $\dot{M}_3 < 0$). Если принять $\alpha = 1$, то свободным параметром является β . Если $-\dot{M}_2 = |m_{rad}| = 3 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/$ год и $1/3 \le \beta \le 1$, то можно объяснить P/P для Суд X-3 и X 1822—371, а если $-\dot{M}_2 = 10^{-7} M_{\odot}/$ год и $1/20 < \beta < 1/10$, то для МХВ 1820—30. Однако легко показать, что для МХВ 1820—30 пренебрежение вторым членом неверно. Согласно Ландау и Лифшицу [62]

$$\left(\frac{d\ln f}{dt}\right)_{GRW} = -\frac{32}{5} \left(\frac{2\pi}{P}\right)^{8.3} \frac{G^{5/3}}{C^5} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_3)^{1.3}}$$
(7)

Примем для оценки $M_1 = 1.4 M_{\odot}$, $M_2 = 0.06 M_{\odot}$, P = 11.4 мин, тогда $d \ln f/dt_{GRW} = -7.57 \cdot 10^{-8} 1/$ год, т. е. за счет втого члена $P_{op}/P_{op} = -2.27 \cdot 10^{-7} 1/$ год, что больше оценки Тавани как для $\theta = 0.1$, так и $\beta = 0.05$. По всей вероятности, для достижения лучшего согласия с наблюдаемой величипой P/P для МХВ 1820 — 30 следует учесть потери вещества из системы, но таким образом, чтобы первый член был положительным. Этот вопрос, однако, требует дополнительного исследования.

МХВ 1916-05. Данные для этой системы представлены в табл. 1 (см. также ссылки). Для этой системы в качестве предшественника можно сразу исключить систему с вторичным компонентом в момент заполнения полости Роша на ZAMS (начальной главной последовательности). Также исключаются системы с белыми вырожденными карликами (Не и СО), так как при $P_{\rm pp6} \simeq 50$ мин скорость аккреции очень низка, $M \leq 10^{-11} M_{\odot}$ / год [63]. Безусловно, можно исключить C-O карлик, так как МХВ 1916-05 является рентгеновским барстером. В [64] на основе анализа данных рентгеновских вспышек рассматривается для этой системы модель с неравновесным вторичным компонентом со сложным химическим составом (Х ~ 0.2). Наблюдаемые особенности этой системы можно объяснить, если в момент заполнения полости Роша вторичный компонент был проэволюционировавшей звездой. Это значит, что МХВ 1916-05 является предшественником MXB 1820 — 30, т. е. дальнейшая ее эволюция будет идти с уменьшением орбитального периода. Знак изменения Р/Р дал бы очень ценную информацию об этой системе.

Однако можно найти и другое объяснение. Проведенные расчеты с испарением [65] показывают, что для некоторых значений (см. раздел МСП) можно достичь периода в $\sim 40-50$ минут, и когда заполняется полость Роша, то $M_2 \sim 10^{-10} M_{\odot}/$ год, что близко к наблюдаемой величине (рис. 3). Можно предположить, что МХВ 1916—05 является двойной системой, которая не полностью испарилась. В этом случае для системы МХВ 1916—05 можно представить следующую эволюционную последовательность ММРД MCП MMPД. В стадии последней фазы ММРД орбитальный период начинает увеличиваться, т. е. P/P > 0. К аналогичному выводу, т. е. что эта система проходила фазу с испарением, пришли Черный и др. [66]. Однако проведенный Эргма и Федоровой [67] совместный анализ свойств рентгено-

143

вских вслышек для этого источника и его эволюдионного статуса показал, что для объяснения свойств рентгеновских вспышек требуется, чтобы аккрецируемое вещество было бедным водородом. Однако короткие интервалы между вспышками не позволяют выгореть значительной части водорода, поэтому можно исключить эволюционную последовательность ММРД→МСП (с испарением)→ММРД. Если удастся определить знак изменения орбитального периода, то можно более подробно обсудить эволюционный статус этой системы.



Рис. 3. Эволюционные треки с учетом испарения в пробеле периодов-трек до пробела периодов (X = 0.7).

Обозначения у треков-значения f.

ОБЗОР

Сложность интерпретации наблюдений для этой системы заключается еще и в том, что она может оказаться не двойной, а тройной [68].

3. Миллисекундные пульсары и их свявь с рентгеновскими двойными.

Исследование вволюции двойных рентгеновских систем привело-Бисноватого-Когана и Комберга к выводу о существовании радиопульсаров в двойных системах [69, 70].

Миллисекундными пульсарами принято называть радиопульсары со слабыми магнитными полями ($B \lesssim 10^{11}$ Гаусс), скорость вращения которых менее 0.01 с. После открытия первого миллисекундногопульсара Алпаром и др. [71] было высказано мнение, что они могут образоваться на стадии маломассивных рентгеновских двойных. Если нейтронная звезда имеет достаточно слабое магнитное поле ($B \sim 10^8$ — — 10^9 Гаусс), то на стадии аккреции она может ускоряться до миллисекундных периодов.

В самом общем виде можно записать уравнение изменения вращательного момента аккрецирующей звезды [72]

$$\frac{dI\omega}{dt} = \dot{M}\sqrt{GMR_d} - K_t \frac{\gamma^2}{R_c^3},$$
(8)

где R_c — радиус коротации, $R_d = \varepsilon R_a$, R_a — альфеновский радиус K_t , $\varepsilon \sim 1$. В ходе аккреции нейтронная звезда стремится придти в такое равновесное состояние, при котором суммарный вращательный момент обращается в нуль [73], и достигается так называемый равновесный период.

$$P_{a} \simeq 2.4 B_{67}^{67} \left(M/\dot{M}_{ED} \right)^{-3/7} R_{6}^{15/7} \text{ mc,}$$
(9)

где $B_8 - B/10^8$ гаусс, $R_6 = R/10^8$ см (нейтронная звезда). Другая возможность образования миллисекундного пульсара — прямая, т. е. после образования нейтронной звезды (со слабым магнитным полем) в результате взрыва сверхновой звезды II типа [74] или в AIC [75]. Первую возможность можно исключить для шаровых скоплений, так как в этих старых системах массивные звезды, являющиеся предшественниками сверхновых, давно закончили свою эволюцию. Легко оценить характерное время замедления пульсара [76]

$$r_{SD} = \frac{P_n}{\dot{P}_n} = 2.6 \cdot 10^3 \text{ Act } \frac{P_{-3}^2}{B_8^2} \cdot \frac{(M/M_{\odot})}{R_6^4},$$
 (10)

т. е. даже при $P_{-3} = 1$ и $B_8 = 1$, $\tau_{SD} \sim 3 \cdot 10^8$ лет, что значительно короче времени жизни шаровых скоплений. Это означает, что нейтронные звезды, образовавшиеся посредством коллапса массивной звезды, в качестве миллисекундных пульсаров можно исключить. Для шаровых скоплений остаются две возможности образования МСП: посредством ММРД \rightarrow МСП или AIC белого карлика.

В табл. З мы представили данные для МСП с P < 40 мс, заимствованные в основном из работы Кулкарни [9]. Верхняя граница для P_n была выбрана из следующих сообра-зений. Быстровращающийся пульсар своим мощным пульсарным ветром (до жестких γ -лучей) влияет на вволюцию соседнего компонента. Светимость вращающегося пульсара определяется как

$$L_{p} = dE_{rot}/dt - (2R^{0}/3c^{3})B^{2}(2\pi/P_{a})^{4}, \qquad (11)$$

следовательно, его величина существенным образом зависит от периода вращения нейтронной звезды: если период большой, то его влияние -слабое (однако см. дальше).

Возможность ускорения в ходе аккреции нейтронной звезды в литературе обсуждалась уже давно (см. книгу Липунова [72] и ссылки в ней). Легко оценить количество массы ΔM , необходимое для ускорения до миллисекундных периодов, принимая, что ускоряющий момент сил нейтронной знезды определяется потоком вращательного момента

$$\Delta M = \int \frac{2\pi}{P_a} \frac{1}{\sqrt{GMr_A}},$$
 (12)

тде $r_A - p$ адиус магнитосферы, определяемый как $r_A \simeq 3.1 \cdot 10^8 M_{-10}^{-27}$. $B_8^{4/7} R_6^{12/7} (M_1/M_{\odot})^{-1/7}$ см. При $\dot{M} \simeq 4 \cdot 10^{-9} M_{\odot}/$ год $B = 5 \cdot 10^8$ Гс, $r_A \simeq 2 \cdot 10^6$ см. Для $M = M_{\odot}$, $1 = 10^{45}$, чтобы период пульсара достиг 1.5 мс необходимо аккрецировать массу $M \sim 0.13 M_{\odot}$ за время $t \sim 3.10^7$ лет. Хотя поиски таких периодов у маломассивных рентгеновских двойных пока еще не дали положительного ответа [85], нет сомнения, что такое ускорение имеет место.

Так как многие исследователи рассматривают в качестве предшественников МСП → ММРД, то учет изменения вращения нейтронной звезды при расчете вволюции двойной системы приобретает достаточно важное значение. Такого рода исследование проведено в [86], где показано, что, несмотря на начальный период вращения нейтронной

Источник PRS	Р (мс)	$(P/P \cdot 10^{15} e^{-1})$	Р _{орб} (Д)
1	2	3	4
0021-72 A	4.479	-1-4	0.022
0021-72 A	6.127		51
1520-26	11.076	0.82	191.44
1639-1-36	10,378		
1821+24	3.054	1.62	
1855+09	5.362	0.017	12.33
1937.+21	1.558	0.11	2.27
1953-1-29	6.133	0.030	117.35
1957-+20	1.607	0.016	0.38
2127 +11 C	30,529		0.335
1257+12	6.218	1	
1534+12	37,904	200 6.00	0,421
	33	2012 201 201	
1516+02 A	5.5	10000	1.1.1
1516+02 B	7.9		двойная
1744-24 A	11.563	1412 Q 25-11	0.0756
	5.440		
	23.10		2.62
1908-+00	3.6	100111	двойная?

Таблица	3
---------	---

Функции масс (M_{\odot})	e	M_2/M_{\odot}	Место нахождения	Антнратура
5	6	7	8	9
1.6 E-6	0.33	1.00	47 Tuc	[9]
	1000		47 Tue	[9]
0.008	0.02532	112	M4	[9]
	1.12		M13	[9]
			M28	[9]
0.0056	2.10-5		ПОЛО	[9]
		111	Похе	[9]
0.0024	0.06033		ПОХе	[9]
5.2 E-6	0	1.5	ПОХО	[9]
0.15	0.68	•	M15	[9]
			поле	[77]
0,32	0.27		поле	[77]
1			M53	[78]
			M5	[79]
		1.5	M5	[79]
3.215 E-4	10-3	0.1	Ter 5	[80]
	11.20		NGC 6624	[81]
0.0097	0.22		NGC 6539	[82]
15 6350 5	2-2-			[83]
and the second se		and the second se		the second s

147

OEBOP

1	2	3	4	5
0021-72 C	5.757		D	
0021-72 D	5.358		n	
0021-72 E	3.536		2.22	0.0017
0021-72 F	2.624	2000	п	
0021-72 G	4.040	1 1	n	and the second
0021-72 H	3.211		У	12 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
0021-72 I	3.485		У	
0021-72 J	2,101	white - T	0.121	4.9.10-6
0021-72 K	1.786	100	У	a designed as
0021-72 L	4.346	1000	Р	
0021-72 M	3.677		У	

Примечание. в-не двойная, У двойная, Р-вероятно двойная.

Э. ЭРГМА, А. Г. МАСЕВИЧ

6	7	8	9
		47 Tuc	[84]
		47 Tuc	[84]
<0.08		47 Tuc	[84]
		47 Tuc	[84]
		47 Tue	[84]
		47 Tuc	[84]
		47 Tuc	[84]
<0.03		47 Tuc	[84]
	5- 5	47 Tuc	[84]
		47 Tuc	[84]
1 1 1 1 1 1 1		47 Tuc	[84]

Таблица З (продолжение)

OE3OP

звезды, она недостаточно быстро будет вращаться с периодом, близким к равновесному, который определяется локальным значением величины скорости аккреции и магнитного поля. В отличие от [87] принималось, что магнитное поле нейтронной звезды уже успело распасться (или изначально было слабым). Зная M_1 перед входом системы в пробел периодов и задавая B, можно определить скорость вращения нейтронной звезды.

В последние годы, в связи с открытием многих МСП, возник особый интерес к влиянию бъстровращающегося МСП на эволюцию вторичного компонента. Влияние рентгеновского излучения на нормальную звезду обсуждалось еще в 70-х годах (см. обзор Сюняева [88]). сейчас же миллисекундные пульсары могут оказаться объектами, способными полностью испарить свои спутники. Эта проблема интенсивно обсуждается в работах Рудермана и его коллег [89—92]. Хотя детали такого испарения далеко не ясны и требуется более подробная разработка этого сложного явления, рассмотрим следующую упрощенную картину.

Когда быстровращающийся пульсар замедляется, то выделяется энергия $dE/dt = /\omega\omega$; где $\omega = 2\pi/P_n -$ угловая скорость вращения, I момент инерции. Только малая доля этой энергии ($\sim 10^{-4}$) проявляется в радиодиапазоне [9], остальная излучается в виде e^-e^+ пар и фотонов высокой энергии. Именно эти высокоэнергичные фотоны способны испарять вторичный компонент МСП. В качестве наблюдательного подтверждения испарения «близи затмевающей двойной системы с МСП (PSR 1957 + 20) Кулкарни и Хестер [93] в линии Н. обнаружили туманность. По-видимому, излучение в Н. возникает в ударной волне, где релятивистский ветер пульсара взаимодействует с плотной межзвездной средой. Поиск таких туманностей вокруг более чем 30 пульсаров, однако дал отрицательный результат. В качестве обяснения можно предположить, что или плотность окружающей среды мала, или межзвездная среда ионизована [9].

Примем вслед за Ван ден Хейвелом и Ван Парадизом [94] для скорости потери массы за счет пульсарного излучения следующую формулу:

$$\dot{M}_2 = fR_2/GM_{\rm B} \cdot (R_2/2\alpha)^2 \cdot \frac{2}{3} R_1^6/c^3 B^2 (2\pi/P_n)^4,$$
(13)

где M_1 , R_3 — масса и радиус вторичного компонента, f — доля потока, ответственная за испарение. Авторы [94] предложили, что миллисекундные пульсары способны испарять своих спутников именно в пробеле орбитальных периодов, дав тем самым изящное объяснение отсутствию

рентгеновских двойных с периодами менее двух часов. Пробеденные простые оценки подтвердили этот вывод. Однако некоторые вопросы требуют специального рассмотрения. Следует иметь в виду, что оценки Ван ден Хейвела и Ван Парадиза [94] не учитывали эволюцию самой двойной системы, которая может существенно повлиять на окончательный результат. В работах Эргмы и Федоровой [65, 67, 95] проведены, используя вычислительную программу [46], численные расчеты эволюции двойной системы в пробеле орбитальных периодов. Здесь необходимо следить за поведением четырех характерных времен, которые определяют окончательную судьбу системы. Эти времена следующие: 1) время, в течение которого действует механизм GRW (формула (5)); 2) характерное время вволюции неконсервативной потери массы и углового момента из системы [96]

$$\tau_{NC} = a/a = \frac{M_1/M_{\odot} + M_2/M_{\odot}}{\dot{M}_2 (M_{\odot}/ro_A)};$$
 (14)

3) характерное время испарения [94]

$$\tau_{evop} = (2.6 \cdot 10^8 \text{ Aer}) (M_2/M_{\odot})^2 (R_2/R_{\odot})^{-3} \cdot \frac{1}{R_{1,6}^6} \times \frac{a_{11}^2}{f_{-2}} \frac{P_{-3}^4}{B_8^2}; f_{-2} = f/10^{-2}; R_{1,6} = R_1/10^6 \text{ cm};$$
(15)

4) время замедления пульсара (см. формулу (10)).

Расчеты Эргмы и Федоровой показывают, что в действительности ситуации более сложная, чем можно было ожидать. Во-первых, когда $f \ge 0.027$ ($B = 5 \cdot 10^{\circ}$ Гс), потеря массы вторичным компонентом за счет испаряющего ветра нестолько велика, что звезда вновь заполняет свою полость Роша. После втого можно предположить два возможных пути эволюции: 1) фазы испарения и аккреции будут чередоваться, 2) одновременно будут происходить и испарение, и аккреция. В обоих случаях система эволюционирует в сторону увеличения орбитального периода (влияние GRW здесь слабее и основную роль играет неконсервативный обмен). Тем самым, вполне возможно, что в области орбитальных периодов с $P > 3^{h}$ существуют системы, которые находятся на стадии испарения (в качестве такой можно выдвинуть Суд X-3 [92]). Имеется еще одна система X 1822-371 (см. табл. 1), показывающая увеличение орбитального периода.

Важно также, как при расчете испарения учитывается эволюция самой двойной системы: для неконсервативного обмена, когда

ОБЗОР

 $da/dt = -\dot{M}_3/(M_1 + M_3)$ или для $M_1 \gg M_2 da/dt \simeq -aM_2/\dot{M}_1$, для консервативного обмена $da/dt = -2a\dot{M}_2/M$. Отсюда $\tau_{Nc}/\tau_c = 2M_1/M_2$, так как $M_1 \gg M_3$, $N_c \gg 1$. Следовательно, характерное время для консервативного обмена значительно короче, чем для неконсервативного случая, но, с другой стороны, вследствие быстрого увеличения расстояния между компонентами вффективность испарения может быстро падать ($\dot{M}_2 \sim a^{-1}$), и вполне возможно, что полное испарение не произойдет. Для неконсервативного обмена увеличение расстояния между компонентами происходит не так быстро, и нам кажется, что в этом случае испарение более вероятно. Для выяснееия этого интересного вопроса необходимо провести дополнительное исследование. Определение из наблюдений P/P и его знака для MMPД может дать важную информацию для понимания этого процесса.

Согласно результатам расчета Эргмы и Федоровой [95] "чистое" испарение (как предложили Ван ден Хейвел и Ван Парадиз [85]) реализуется только для ограниченного значения (0.018 $\leq f \leq 0.027$; $B = 5 \cdot 10^8$ Гс; $0.07 \leq f < 0.11$; $B = 10^9$ Гс; $0.89 \leq f < 1$; $B = 5 \cdot 10^9$ Гс). Если f меньше нижних значений, то, хотя и происходит частичное испарение, система эволюционирует через пробел периодов и происходит заполнение полости Роша. Многие детали этого интересного явленля остаются еще неясными, и особенно важным является корректный расчет процесса испарения, т. е. определение скорости потери массы за счет пульсарного излучения.

Подробное исследование эволюции двойной системы в пробеле периодов (Федорова и Эргма [65]), показало, что если f > 0.018 ($B = 5 \cdot 10^8$ Гаусс), то эволюция системы с испарением протекает сперва в сторону увеличения расстояния между компонентами до достижения определенного значения орбитального периода $P_{\rm max}$. Затем период уменьшается и новое заполнение полости Роша происходит при переходе P, меньшем $P_{\rm max}$ (рис. 4).

1) Эволюционный статус затменного радиопульсара PSR 1957 + 20. Затменный миллисекундный радиопульсар PSR 1957 + 20, открытый Фручтером и др. [97, 98], является одним из кандидатов для систем, в которых происходит испарение вторичного компонента. Недавно для этой системы была определена производная изменения орбитального периода, которая оказалась равной $P/P = 3 \cdot 10^7$ года [99], т. е. расстояние между компонентами уменьшается. Первый эволюционный сценарий для этой системы был рассмотрен Клужниаком и др. [91]. Хотя в их представлении первая фаза эволюции не соответствует наблюдениям для ММРД (из-за отсутствия систем с орбитальными периодами меньше двух часов), общая схема образования с учетом испарения вторичного компонента вполне разумна.



Рис. 4. Зависимость от параметра f величии P_{\max} -максамального орбатального периода, достигающегося в ходо испарория вторичного компононта (сплошиая линкя) в P_R — орбитального периода в момент нового заполнения этим компонентом полости Foma (штриховая линия) для f < 0.018 и $B = 5 \cdot 10^8$ Гс.

В работах [100, 101] излагаются эволюционные треки систем с МСП. В зависимости от начальной величины магнитного поля и вращения нейтронкой звезды было достигнуто настоящее положение как PSR 1957 + 20, так и для пульсара в Ter 5. Эргма и Федорова [101] рассчитали эволюцию системы, когда эффективность испарения большая, т. е. потери за счет испаряющего ветра такие, что вторичный компонент вновь заполняет свою полость Роша. В расчетах предполагалось, что фазы аккреции и фазы испарения будут чередоваться. В этом случае система эволюционирует в сторону увеличения орбитальных периодов. Главное расширение системы происходит на стадии аккреции. В рамках такой эволюции естестенно объясняется P/P > 0 для MMPД X 1822 — 371 ($P/P = (3.4 \pm 0.94) \cdot 10^{-7}$ 1/год).

На рис. 5 представлено, согласно расчетам Эргмы и Федоровой [101], изменение P/P, когда орбитальный период $P \sim 5.6$ часов. Отсюда можно заключить, что Х 1822 — 371 — это система, являющаяся потенциальным предшественником пульсара 1957 + 20. Чтобы объяснить наблюдаемое P/P для этой системы, необходимо вернуться к очень важному, но пока еще плохо изученному вопросу потери вещества и момента из двойной системы. В общем виде, основываясь на работах [96, 102], имеем:

$$\frac{1}{q} (M_1 + M_2) \frac{d \ln a}{dM_1} = 2 \psi (1 - \beta) \frac{1}{q} + \frac{1}{q} \beta + \frac{2}{q^2} \beta - \frac{1}{q} - 2, \quad (14)$$

где $q = M_2(M_1, \beta - \Delta M_2/\Delta M_1, \phi = \frac{d \ln f}{d \ln (M_1 + M_2)}$. В работе Эргмы и Федоровой [101] был использован случай изотропной потери массы с моментом, равным моменту теряющего вещество компонента ($\beta = 0$,





Рис. 5. Изменение P/P на стадии аккредии — испарение с увеличением P (______ стадия обмена, _____ стадия испарения) для фазы эволюции с $P \simeq 5^h$ (f = 0.05).

правая часть может быть и отрицательной, и положительной, т. е. $d \ln a/dt$ на стадии испарения может как увеличиваться, так и уменьшаться. К сожалению, величины β и ψ пока остаются свободными параметрами. В принципе, чтобы объяснить P/P < 0 для системы 1957+ + 20,можно предложить следующую картину [101]. Предшественником системы является ММРД, в которой нейтронная звезда на стадии аккреции ускорена до миллисекундных периодов, магнитное поле нейтронной звезды малое ($B \sim 5 \cdot 10^8$ Гс). После отключения магнитного звездного ветра начинается испарение, которое приводит к новому заполнению полости Роша. На стадии аккреции расстояние между компонентами растет быстро, но так как во время аккреции испарение выключается, то вторичный компонент теряет контакт с поверхностью Роша и вновь включается стадия испарения. На стадии испарения параметры β и ψ таковы, что система начинает сближаться, т. е. P/P > 0. Новое испарение приводит к расширению и к фазе аккреции и т. д. Таким образом, в рамках такого эволюционного сценария можно объснить как положительные производные орбитальных периодов для нескольких ММРД, так и отрицательную производную *Р* для пульсара 1957 + 20 в двойной системе.

2. 11-миллисекундный пульсар в Ter 5. Очень интересный объект, позволяющий исследовать, является ли предшественником МСП ММРД-это миллисекундпый пульсар, открытый в шаровом скоплении Ter 5 [80]. Параметры этой двойной системы приведены в табл 3. Если предшественником этой системы является рантгеновская двойная, то, согласно стандартной эволюции, когда вторичный компонент теряет контакт с поверхностью Роша, остается система с быстровращающимся радиопульсаром. Скорость вращения пульсара легко определить по формуле (9), так как из расчета известно значение М, перед входом в пробел периодов. Найденный для Ter 5 период вращения пульсара равняется 11 мс. Используя это значение в качестве верхнего предела, можно оценить значение магнитного поля пульсара. Согласно расчетам [103] существует только одна комбияация Ро, В и f, приводящая к системе, соответствующей наблюдаемым параметрам МСП в Ter 5. Эти параметры для двух эволюционных последовательностей (SM, NSM) приведены в табл. 4. На рис. 6 представлено поведение

Таблица 4

Последова	ательность	M (M _☉ /1	rog) 10-10	M_2/M_{\odot}	B(10 ⁿ) Γc	P _{opő} (r)
SM NSM		8	1.13 7.8	0.307 0.250	1.42 1.19	2.77 3.33
	M ₂ /M _☉	Рыс	P _{op6} mac	Рмс	M 10 ⁻¹⁰ M _☉ r	0A M2/MO
SM	0.101	11.6	1.13	12.7	1.68	0.083
NSM	0.103	11.4	1.15	12.0	0.86	0.101

ПАРАМЕТРЫ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ С ИСПАРЯЮЩИМИСЯ ВТОРИЧНЫМИ КОМПОНЕНТАМИ ДЛЯ ТРЕХ МОМЕНТОВ ИХ ЭВОЛЮЦИИ

четырех характерных времен, определенных по формулам (5), (10), (14), (15) для этих последовательностей. Для случая NSM значение скорости испаряющего ветра из-за малого начального периода стольвелико, что сперва эволюция определяется неконсервативными по-

OE3OP

терями массы и орбитального углового момента из системы ($\tau_{NC} < \tau_{GWR}$ для $M_2 > 0.18 M_{\odot}$). Поэтому двойная система эволюционирует в сторону увеличения орбитального периода ($P_{max} \sim 3^h 5$). Но вследствие замедле ния пульсара потеря массы за счет испарения уменьшается, а потери за счет излучения гравитационных волн становится все более существенными. Для случая SM фаза с $\tau_{NC} < \tau_{GWR}$ вообще отсутствует (начальный период пульсара больше и процесс испарения менее эффективен). Интересно, что для обоих случаев при $M_2 < 0.107 M_{\odot}$ имеем $\tau_{RWR} < \tau_{NC}$ τ_{SD} , τ_{ovap} . Это означает, чго замедление и испарение в дальнейшем несущественны для эволюции двойной системы.



Рис. 6. Поведение τ_{GR} , τ_{NC} , τ_{SD} , и τ_{evap} в зависляюсти от M_2 в пробеле периодов: a) SM, b) NSM.

Чтобы выяснить, является ли предшественником этой системы рентгеновская двойная, необходимо исследовать дальнейшую эволюцию такой системы. Согласно расчетам [103], вторичные компоненты заполняют вновь полости Роша, когда орбитальные периоды Р~1.13--1.15 часов. После заполнения полости Роша скорость потери массы составляет ~ 10⁻¹⁰ M_☉/год. Легко оценить, что в обоих случаях радиус коротации $R_c = (GM_1P^2/4\pi^2)^{1/3}$ больше, чем альфеновский радиус (см. формулу (12)). Это означает, что аккреция имеет место, и должны наблюдаться не очень яркие, но достаточно сильные рентгеновские источники с $L_x \sim 10^{35} - 10^{36}$ врг/с. с орбитальным периодом, близким к одному часу. Однако пока такие ММРД не наблюдаются. Поэтому мы заключаем, что предшественником пульсара в Ter 5 не может быть рентгеновская двойная (поскольку параметры этой системы являются стандартными для ММРД, можно было бы ожидать, что многие ММРД эволюционируют таким путем).

В качестве альтернативы рассмотрим следующую возможность: предшественником МСП в Тег 5 является двойная система, состоящая из гелиевого или углеродно-кислородного карлика и нейтронной звезды, которая сформировалась в ходе аккреции на массивной белый карлик (AIC). В этом случае начальные параметры системы следующие: $P_{obs} < 10$ часов, $B \sim (1-2) \cdot 10^8$ Гс, 1 < P < 11 мс.Если $P_{obs} > 10$ часов то томур ~ 10¹⁰ лет, т. е. такая система не успевает проволюционировать к более коротким орбитальным периодом. Если бы начальное магнитное поле было более сильным, то нейтронная звезда быстро бы замедлилась, следовательно оно изначально было слабым. Если МСП находится в системе, где вторичный компонент гелиевая звезда, то из-за малого радиуса вырожденной звезды $(R_{wD}/R_{\odot} = 0.013 (1+X)^{5/3}$. (M_{mp}/M_O)^{-1/3} она заполняет свою полость Роша, когда орбитальный ник со светимостью L_x>L_{sp}. Вероятно, такая система не уцелеетна стадии яркой ($L_x > L_{ED}$) фазы эволюции. В принципе, это может быть одним из возможных путей образования одиночного пульсара PSR 1937 + 21. Ускорение такого пульсара происходит на сверхвддигтоновской стадии. Измерение производной периода вращения $\dot{P} =$ = (0.4 ± 3.0) · 10-20 [104] для пульсара в Тег 5 дает еще более жесткие рамки для эволюционного сценария.

Оценим для этого пульсара величину магнитного поля. Скорость потери вращательной энергии

$$dE/dt = 4\pi^2 I P/P^3.$$

С другой стороны, скорость можно выразить через величину дипольного магнитного поля B и периода вращения P_n используя формулу (11). Принимая значения $I = 10^{45}$ г.см², $P = 10^{-20}$, $R = 10^6$ см, P = 11 мс, получим, что $B = 3.4 \cdot 10^8$ гаусс. Но, как показали расчеты. Эргмы и Федоровой [103], при таком значении величины магнитного поля невозможно воспроизвести параметры системы в Ter 5. Согласно расчетам, даже при $B = 5 \cdot 10^8$ гаусс, если f > 0.027, эволюция будет идти в сторону увеличения орбитального периода с чередующими фазами аккреция и испарения. Если же f < 0.018, то невозможно одновременно получить наблюдаемое значение орбитального периода вращения пульсара и массы вторичного компонелта. Это, как нам кажется, является дополнительным аргументом в пользу предположения, что предшественником системы в Ter 5 является нейтронная звезда, образовавная посредством AIC, и белый карлик.

3) Статистика миллисскиндных пильсаров и проблема их предшественников. Кулкарни и Нараян [105] анализировали скорости рождения рентгеновских двойных и миллисекундных пульсаров. Если ММРД являются предшественниками МСП, то в стационарном случае скорости их образования должны быть равными. Согласно [105], скорость рождения МСП ~ в 10 раз больше, чем ММРД, з для тесных двойных систем (типа 1855 + 0.9) это расхождение еще больше (~100). Такой же вывод сделали Коуг и Пилизер [106]. Сравнительный анализ скорости рождения ММРД и МСП в шаровых скоплениях. показал такой же результат (примерно в 100 раз скорость рождения МСП больше) [107]. Для разрешения этой проблемы Байлин и Гриндлей [108, 109] предложили, что предшественником МСП является нейтронная звезда, образованная в процессе аккреции. Однако и в этом случае возникает серьезная трудность. Поскольку в шаровых скоплениях встречается большое число МСП, то это означает, что число массивных Ne + Mg + O карликов (наиболее вероятных кандидатов для AIC коллапса) было также велико. Для объяснения результатов [107] необходимо, чтобы около десяти карликов находились на стадии аккреции. Если это так, то число аккрецирующих С+О карликов (т. е. катаклизмических переменных) должно также быть значительно. больше наблюдаемого, что делает предположение Байлина и Гриндлея сомнительным [110]. Для разрешения проблемы (особенно для тесных систем) Тавани [111] рассмотрел возможность уменьшить продолжительность стадии рентгеновского излучения, если учесть вынужденный звездный ветер (за счет пульсарного излучения). Однако и здесь имеется трудность. На стадии, когда эволюция двойной системы управляется магнитным звездным ветром (т. е. когда $P > 3^h$ часов), потеря массы ~ 10 9 Мо/год. Чтобы согласовать скорости образования МСП и ММРД, необходимо, чтобы потеря массы была близка к эддингтоновскому пределу, т, е. $M \sim 10^{-8} M_{\odot}/$ год. Но, во-парвых, не все ММРД имеют рентгеновскую светимость, близкую к эддингтоновской светимости, и, во-вторых, даже если бы это имело место, необходимо. было бы искать новую модель для объяснения явления рентгеновских барстеров. Хорошо известно, что при $M \ge M_{ep}$ рентгеновские BCпышки исчезают и термоядерное горение происходит в стационарном. режиме.

Исключительно интересный аргумент в пользу того, что для наиболее быстро вращающихся МСП предшественниками являются нейтронеые звезды. образующиеся после коллапса белого карлика, привел Рудерман [112]. Анализируя вволюцию магнитного диполя у нейтронных звезд, он нашел, что ускоряющиеся нейтронные звезды (т.е. нейтронные звезды в ММРД) имеют почти осесимметричные магнитные поля, в то время как замедляющиеся нейтронные звезды (т. е. МСП) со слабыми магнитными полями должны иметь внешние магнитные поля, входящие и покидающие поверхность нейтронной звезды только вблизи ее экваторов. Наблюдение для четырех МСП со слабыми магнитными полями показывает, что три из них, по-видимому, являются ортогональными ротаторами [113, 114]. Это означает, что они не были ускорены в ходе аккреции на стадии ММРД, а являются нейтронными звездами, образовавшимися с периодами ~10⁻³ с и замедляющимися до настоящих периодов [112].

4) Заключение. Несмотря на определенные успехи в исследовании эволюции маломассивных двойных систем с компактными объектами (белыми карликами или нейтронными эвездами) остается ряд важных нерешенных проблем. Наиболее существенными являются: роль потери массы из системы (неконсервативная эволюция), влияние рентгеновского излучения (различние эволюции систем с белым карликом или с нейтронной эвездой) на структуру вторичного компонента (здесь следует отметить, что это влияние может быть достаточно большим, так как мы имеем дело со звездами, собственная светимость которых мала), роль индуцированного эвездного ветра в процессе эволюции, а также сам процесс испарения.

Новые наблюдения, особенно определение орбитального периода, знака изменения орбитального периода, ориентации магнитного поля МСП и др. могут дать те необходимые сведения, которые позволят подойти к решению этих вопросов и способствовать пониманию эволюции и взаимосвязи маломассивных рентгеновских систем и миллисекундных радиопульсаров.

Одни из авторов (Э. Э.) выражает благодарность д-рам О. Вилху и В. Пийрола за поддержку и финансовую помощь во время ее пребывания в Хельсинском университете, где основная часть этого обзора была подготовлена.

Институт астрономии АН СССР

LOW-MASS X-RAY DOUBLE STARS AND MILLISECOND PULSARS

E. ERGMA, A. G. MASEVICH

The contemporary state of the problem on the genesis of millisecond radioimpulses of low-mass X-ray double stars and pulsars is con-.sidered.

ОБЗОР

ЛИТЕРАТУРА

- A. M. Cherepashuk, Yu. N. Efremov, N. E. Kurychkin, Inform. Bull. Var. Stars. 720, 1, 1962.
- 2. J. N. Bahcall, N. A. Bahcall, Astrophys. J., 178, L1, 1972.
- 3. В. М. Лютий, Р. А. Сюняев, А. М. Черепацук, Астрон. ..., 50, 3, 1973.
- S. A. Rappaport, P. C. Joss, in: "Accretion driven X-ray stellar sources", Eds. W. H. G. Lewin, E. P. Y. van der Heuvel, Cambridge Univ. Press, p. 1, 1983.
- 5. Л. А. Асланов, Д. Е. Колосов, Н. А. Липунова, и ар. Каталог тесных двойных систем на поздинх стадиях внолюцан, ред. А. М. Черепащук, Изд. МГУ, М., 1988-
- 6. А. М. Черепащик, В сб. "Современные проблемы физики и эволюции звезд" ред А. Г. Масевич, Наука, М., 1989.
- 7. Э. В. Эрима, Итоги пауки и техники, Серия "Астрономия", 21, 130, 1981.
- 8. D. C. Backer, S. R. Kulkar, C. Heiles, M. M. Davis, W. M. Goss, Nature, 300, 615, 1982.
- 9. S. R. Kulkarni, In: "Neutron Stars and Their Birth Events", ed. W. Kundt, 1990, p. 59.
- 0. E. Schatzman, Presented at Int. Sch. Cosmol. Gravit. Erice, Italy, 1974.
- 111. R. Canal E. Schatzman, Mem. Soc. Astron. Ital., 45, 763, 1974.
- 12. R. Canal, E. Schatzman, Astron. Astrophys., 46, 226, 1976.
- 13. E. Ergma, A. V. Tutukov, Acta Astron., 26, 69, 1976.
- 14. R. Canal, J. Isern, J. Labay, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 28, 183, 1990.
- 15. I. Iben Jr., A. V. Tatukov, Astrophys. J. Suppl. Ser. 54, 336, 1984.
- 16. B. Paczynski, A. Zytnov, Astrophys. J., 222, 605, 1978.
- 17. E. Ergma, Sov. Astron. Rev. 5, 182, 1986.
- 18. G. W. Clark, Astrophys. J. Lett. 199. L143, 1975.
- B. Pacsynski, in: "Structure and Evolution of Close Binary Systems". Eds. P. Eggleton et al., D. Reidel, Dordrecht, 1976, p. 75.
- 20. A. V. Tutakov, L. R. Yungelson, Astrophys. Space Sci., 130, 16, 1987.
- 21. B. Pazcynski, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 9, 183, 1971.
- 22. P. P. Kraft, J. Mathews, J. L. Greenstein, Astrophys. J., 136, 312, 1962.
- 23. F. Verbunt, C. Zwaan, Astron. Astrophys., 100, L7, 1981.
- E. P. J. Van den Heuvel, The Evolution of Galactic X-ray Binaries, eds. J.. Truemper, W. H. G. Lewin, W. Brinkmann, D. Reidel, 1986.
- E. L. Robinson, E. S. Barner, A. L. Cochran, W. D. Cochran, R. E. Nather, Astrophys. J., 221, 611, 1981.
- 26. H. C. Spruit, H. Ritter, Astron. Astrophys., 124, 267, 1983.
- 27. M. S. Giampapa, J. Liebert, Astrophys. J., 305, 984, 1986.
- O. Vilhu, C. W. Amburster, J. E. Neft, J. L. Linsky, A. Brandenburg, I. Algin, N. I. Schakhovskaya. Astron. Astrophys., 222, 179, 1989.
- Vilhu, in: Proc. of Nordic-Baltic Astronomy Meeting on Astrophysical Procosses and Structure in the Universe", Uppsala. Sweden, 18-21, June, 1990.
- 30. R. E. Taam, M. C. Spruit, Astrophys. J., 345, 972, 1989.
- 31. M. M. Shara, M. Livio, A. F. J. Moffat, M. Orio, Astrophys. J., 311, 163, 1986.
- 32. D. Prialnik, M. M. Shara, Astrophys. J., 311, 172, 1986.

- D. Rucinski, M. M. Shara, in "Interacting Binary Stars", Eds. J. E. Pringle, R. A. Wade, 1986, p. 113.
- 34. B. Warner, Astrophys. Space Sci., 130, 3, 1987.
- 35. M. Milgrom, Astron. Astrophys., 208, 191, 1978.
- 36. K. O. Masson, Proc. 23rd ESLAB Symp. in X-ray Astronomy, Bologna, Italy 1989.
- 37. H. Ritter, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 85, N 3, 1990.
- 38. S. L. Morrie, J. Liebert, J. T. Shocke, I. M. Gioia, R. E. Schield, A. Wolter, Astrophys. J., 365, 686, 1990.
- M. Sztajno, A. Langmeier, J. Frank, J. Truemper, G. Hasinger, W. Pietsch, Circ. 1AU N 4111, 1985.
- 40. S. Rappaport, P. C. Joss, R. F. Webbink, Astrophys. J., 254, 516, 1982.
- 41. S. Rappaport, F. Verbunt, P. S. Joss, Astrophys. J., 275, 713, 1983.
- 42. А. В. Тутуков, А. В. Федорова, Э. В. Эріма, А. Р. Юнівльсон, Письма і Астрон. д., 11, 1985.
- 43, А. В. Тутуков, А. В. Федорова, Э.В. Эріма, Л. Р. Юніельсон, Астрофизина 24, 85, 1986.
- 44. E. H. P. Pylyser, G. L. Savonije, Astron. Astrophys., 191, 198, 1988.
- 45. E. H. P. Pylyser, G. J. Savonije, Astron. Astrophys., 208, 52, 1989.
- 46. A. V. Fedorova, E. V. Ergma, Astrophys. Space Sci., 151, 125, 1989.
- 47. B. Paczynski, Acta. Astron. 31, 1, 1981.
- 48. B. Paczynski, R. Sienkiewicz, Astrophys. J. Lett., 248, L47, 1981.
- 49. А. В. Тутуков, А. В. Федорова, Э. В. Эріма, Л. Р. Юнівльсон, Письма Астрон. ж. 13, 780, 1987.
- 50. I. Jr. Iben, A. V. Tutakov. Astrophys. J., 284, 719, 1984.
- 51. L. A. Nelson, S. A. Rappoport, P. C. Joss, Astrophys. J., 304, 231, 1986.
- .52. P. Hertz, J. E. Grindlay, Astrophys. J., 267, L83,
- .53. P. A. Charles, Proc. 23rd ESLAB Symp. in X-ray Astronomy, Bologna, Italy, Sept. 1989, p. 129.
- 54. G. L. Savonije, M. de Kool, E. P. J. van den Heuvel, Astron. Astrophys., 155, 51, 1986.
- 55. A. C. Fabian, A. V. Pringle, M. J. Rees, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 172, 15, 1975.
- 56. I. Jr. Iben, A. V. Tutukov, Astrophys. J. Suppl. Ser., 54, 335.
- 57. F. Verbant, Neutron Stars and their Birth Events, ed. W. Kundt, Kluwer Aka demic Publisher, p. 179.
- 58. F. Verbunt, Astrophys. J., 312, L23, 1987.
- 59. I. Hachieu, S. Miyaji, H. Salo, Prepr. Space Sci. Laboratory N 87-133.
- -60. Г. С. Бисноватый-Козан, Астрофизика, 31, 567, 1989.
- 61. M. Tavani, Nature, 351, 39, 1991.
- 62. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля. Наука, М., 1962.
- 63. Э. В. Эріма, Письма в Астрон. ш., 1983.
- 64. J. M. Swank, R. E. Taam, N. E. White, Astrophys. J., 277, 274, 1984.
- 65. А. В. Федорова, Э. В. Эріма, Письма в Астрон. ш., 1991. (в печате).
- 66. M. Czerny, W. Kluznik, A. Ray, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1991 (in press

OEBOP

- 67. Э. В. Эрима, А. В. Федорова, Астрон. н., 1992.
- 68. J. E. Grindlay, Proc. 23rd ESLAB Symp. in X-ray Astronomy, Bologna. Italy, 1989, p. 121.
- 69. Г. С. Бисноватый-Коган, Б. В. Комберг, Астрон. ж., 51, 373, 1974.
- 70. Г. С. Бисноватый-Козан, Б. В. Комберг, Письма в Астрон. ж., 2, 338, 1975.
- M. A. Alpar, A. F. Chang. M. A. Ruderman, J. Shaham. Nature, 306, 728, 1982.
- 72. В. М. Липунов, Физика нейтронных звезд, Наука, М.
- 73. K. Davidson, J. P. Ostricker, Astrophys. J., 179, 585, 1973.
- 74. G. Chanmugam, K. Brecher, Nature, 329, 626, 1987.
- J. E. Grindlay, in: IAU Sump. N 125 "Origin and Evolution of Neutron Stars", eds. D. Helfand and J. Huang, 1987, p. 173.
- 76. R. N. Manchester, J. H. Taylor, Pulsars, Freeman, San Francisco, 1977.
- 77. A. Wolszczan, IAU Circ. 5073, 1990.
- S. Anderson, S. Kulkarni, T. Prince, A. Wolszczan, IAU Circ, N 4853, M53, 1989.
- 79. A. Wolszczan, S. Anderson, S. Kulkarnt, T. Prince, IAU Circ., 4880, 1989.
- A. G. Lyne, S. Johnston, R. N. Manchester, J. Ltm, A. S. Frichter, W. M. Goss IAU Circ, 4974, Ter 5, 1990.
- J. D. Biggs, A. G. Lyne. R. N. Manchester, M. Ashworth, IAU Circ, 4988, 6624 NGC, 1990.
- N. D'Amteo, A. G. Lyne, M. Bailes, L. Johnston, J. Lim, W. M. Goss, IAU Circ, 5013, 6539, 1990.
- 83. S. Anderson, S. Kulkarni, T. Prince, S. Wolzsczan. IAU Circ., 5013, 1908+00. 1990.
- R. N. Manchester, A. G. Lyne, C. Robinson, N. D'Amico, M. Bailes, J. Lim. Nature, 352, 219, 1991.
- 85. W. H. G. Lewin, et. al., Prepr. 1991.
- 86. А. В. Федорова, Э. В. Эргма, Астрон. ж., 1991, (в печати).
- 87. M. de Kool, J. van Paradije, Astron. Astrophys., 173, 279, 1987.
- R. A. Sangaev, Proc. Intern. Scholl Phys. Enrico Fermi, Course LXV "Physics and Astrophysics of neutron stars and black holes", 1978.
- 89. M. Ruderman, J. Shaham, M. Tavani, Astrophys. J., 336, 507, 1989.
- 90. M. Ruberman, J. Shaham, M. Tavani, D. Eichler, Astrophys. J. 343, 292, 1989.
- 91. W. Klazniak, M. Raderman, J. Shaham, M. Tavani, Nature, 3, 334, 225, 1938.
- 92. M. Tavant, Proc. 3rd ESLAB Symp. in X-ray Astronomy, Bologna, Italy, 1989.
- 93. S. R. Kulkurni, J. J. Hester, Nature, 335, 801, 1988.
- 94. E. P. J. van den Heuvel, J. van Paredijs, Natyre, 334, 227, 1983.
- 95. E. Ergma, A. V. Fedorova, Astron. Astrophys., 242, 125, 1931.
- 95. А. В. Тутуков, Л. Р. Юнияльсон, Научи. инф. Астрон. сол. АН СССР, 20.85;1971
- 97. A. S. Frichter, D. R. Stinebring, J. H. Taylor, Nature, 333, 227, 1893.
- A. S. Fruchter, G. Berman, G. Bower, M. Converg, W. H. Goos, T. H. Haukins, J. R. Klein, D. J. Nics, M. F. Ryhe, D. R. Steinbring, J. H. Taylor, S. T. Thirsetl, J. M. Weisberg, Astophys. J., 351, 642, 1930.
- 99. M. Ryba, J. Taylor, Prepr. 1991.

11-136

- 100. W. Kluzntak, M. Czerny, A. Ray, in: "X-ray Binary and Multisecond Pulsars", Eus. S. A. Kappaport, E. P. J. van den Heuvel, Santa Barbara, California, Jan., 12-21, 1991 (in press).
- 101. E. Ergma, A. V. Fedorova, Astron. Astrophys. (submitted). 1992.
- 102. Л. Р. Юнзельсон, А. Г. Масевич, Итоги науки и техн., ВИНИТИ, Астрон, 21, 27, 1982.
- 103. Е. Эріма, А. В. Федорова, Письма в Астрон. п. 17, 433, 1991.
- 104. J. H. Taylor, (Prepr.) 1991.
- 105. S. R. Kulkarni, R. Narayan, Astrophys. J., 335, 755, 1988.
- 106. J. Cote, E. H. P. Pylyser, Astron. Astrophys., 218, 131, 1989.
- 107. S. R. Kulkarni, R. Narayan, R. W. Romani, Astrophys. J., 356, 174, 1990.
- 108. J. E. Grindlay, C. D. Bailyn, Nature, 336. 48, 1989.
- 109. Ch. D. Bailyn, J. E. Grindlay, Astrophys. J. 353, 159, 1990.
- 110. F. Verbunt, W. G. H. Lewin, J. van Paradije, Mon. Notic, Roy. Astron. Soc. 241, 51, 1989.
- 111. M. Tavani, Astrophys. J. Lett. 366, L27, 1991.
- 112. M. Ruderman, Astrophys. J., 336, 261, 1991.
- 113. M. Lyne, R. Manchester, Mon Notic. Roy. Astron. Soc, 234, 477, 1988.
- 114. A. Frutcher, D. Stinebring, J. Taylor, Nature, 333, 237, 1988.