

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Двойные и подкрученные радиопульсары:
через 30 лет после наблюдательного открытия

Г.С. Бисноватый-Коган

Двойные радиопульсары, первый из которых был открыт в 1974 г. Халсом и Тейлором [1], являются уникальным инструментом для экспериментальной проверки общей теории относительности (ОТО), справедливость которой была подтверждена с точностью, недоступной наземным экспериментам. В частности, были получены косвенные подтверждения существования гравитационных волн. Радиопульсары в двойных системах прошли стадию аккреции, во время которой увеличилась скорость вращения нейтронной звезды и уменьшилось ее магнитное поле. Они получили название подкрученных (recycled). Периоды подкрученных пульсаров достигают нескольких миллисекунд, а магнитные поля на 2–4 порядка более слабые, чем у обычных радиопульсаров. Значительная часть подкрученных пульсаров, из примерно сотни известных, оказалась одиночными нейтронными звездами. Высокая концентрация одиночных подкрученных пульсаров в шаровых скоплениях позволяет сделать вывод о существенной роли звездных сближений для потери компаньона. В 2004 г. была открыта система, состоящая из двух радиопульсаров, один из которых является подкрученным, а другой — "обыкновенным" [2]. Эта двойная система является самой тесной из всех, содержащих подкрученные пульсары. Благодаря этому, а также наличию двух пульсаров в одной системе, открываются перспективы дальнейшего существенного улучшения проверки справедливости ОТО. В настоящей статье рассматриваются теоретическое предсказание их существования, вопросы их эволюционного образования, механизмы потери компаньона. Обсуждаются использование подкрученных пульсаров для проверки справедливости ОТО и их возможная связь с самыми загадочными объектами вселенной — космическими (космологическими) гамма-всплесками.

PACS numbers: 04.30.Db, 04.80.Cc, 97.60.Gb, **97.80. – d**

Содержание

1. Введение (59).
2. Магнитные поля и периоды радиопульсаров (61).
3. Двойные рентгеновские пульсары (62).
4. Теоретическое предсказание. Неизбежность формирования двойных подкрученных радиопульсаров (62).
5. Затухание магнитных полей при аккреции (64).
6. Эволюционные схемы образования (65).
7. Двойные радиопульсары и шаровые скопления. Образование одиночных подкрученных радиопульсаров (66).
8. Релятивистские эффекты в тесной паре нейтронных звезд (68).
8.1. Наблюдаемые релятивистские эффекты. 8.2. Релятивистские эффекты в пульсаре Халса – Тейлора.
9. Два пульсара в двойной системе: самая тесная пара нейтронных звезд — лучшая лаборатория для проверки ОТО (69).
9.1. Времена прихода импульсов в двойном пульсаре. 9.2. Результаты анализа данных [71]. 9.3. Дальнейшие перспективы. 9.4. Прошлое и будущее пульсаров в паре.

10. Слияние двух нейтронных звезд: гравитационно-волновые и гамма-всплески (72).

10.1. Частота слияний нейтронных звезд в Галактике и регистрация гравитационно-волновых импульсов. 10.2. Слияния нейтронных звезд и гамма-всплески.

11. Заключение (74).

Список литературы (74).

1. Введение

Открытие радиопульсаров в 1967 г. стало крупнейшей вехой в развитии физики и астрономии наряду с открытиями за несколько лет до этого квазарами и реликтовым излучением. В отличие от последних, которые целенаправленно исследовались, прежде чем были обнаружены, пульсары были открыты совершенно случайно, при исследовании межпланетных мерцаний в радиодиапазоне, неожиданно оказавшихся строго периодическими, с сохранением периода с точностью более пяти знаков после запятой. Наблюдения мерцаний начались в июле 1967 г., а в конце августа Джоселин Белл, аспирантка проф. Хьюиша из Маллардовской радиообсерватории в Кембридже, рассказала шефу об обнаружении необычного быстро переменного радиоисточника, который находился далеко за пределами солнечной системы. Свойства источника были столь необычны, что на

Г.С. Бисноватый-Коган. Институт космических исследований РАН, 117810 Москва, ул. Профсоюзная 84/32, Российская Федерация
Тел. (495) 333-45-88
E-mail: gkogan@iki.rssi.ru

Статья поступила 25 августа 2005 г.

крупнейшем астрономическом форуме — 13 съезде МАС в Праге, в сентябре 1967 г., об этом открытии не было даже упомянуто. Только после тщательных исследований, когда было твердо установлено существование радиоисточников с невиданной доселе стабильностью периода, в журнале *Nature* появилось сообщение об открытии радиоисточника с периодом $P = 1,3372795 \pm \pm 0,0000020$ с [3], получившего сначала название CP 1919.

После окончания аспирантуры МФТИ в 1967 г. я продолжал работать в отделе Я.Б. Зельдовича в Институте прикладной математики. Я.Б. приучал своих сотрудников быть в курсе событий, постоянно следить за литературой, что давало большую пищу для ума. Кроме того, он всегда заставлял нас думать о том, что там (в космосе) происходит "на самом деле". В результате этой жизни "под прессом" где-то в конце 1972 г. мне вдруг показалось очевидным, что в природе обязательно должны существовать двойные радиопульсары в тесных двойных системах, которых к тому времени никто не мог обнаружить. Мы жили тогда в эпоху великих астрономических открытий: квазары, фоновое микроволновое излучение, пульсары и, наконец, рентгеновский спутник УХУРУ и двойные рентгеновские источники. В аспирантуре Я.Б. поручил мне заниматься звездами, поэтому среди новых открытий я внимательно изучал пульсары. У меня сохранилась тетрадь, где законспектировано около 100 первых работ по пульсарам. Наряду с проблемами, связанными с механизмом излучения и огромной яркостной температурой, удивительной казалась упорная одиночность пульсаров, особенно, если иметь в виду, что добрая половина звезд, из которых они образовались, скорее всего, были двойными. Наиболее интересными казались два объяснения этого факта. Первое, которое предлагало много авторов, состояло в том, что при образовании пульсара в процессе коллапса и взрыва сверхновой сбрасывается так много вещества, что пара разрывается за счет эффекта пращи, предложенного В. Блау. Второе объяснение было предложено В.Ф. Шварцманом в заметке [4] с говорящим самим за себя названием: "Нейтронные звезды в двойных системах не должны быть пульсарами" ввиду того, что радиоизлучение должно быть поглощено веществом, аккрецирующим на нейтронную звезду. В этой работе фактически было предсказано существование рентгеновских пульсаров в двойных системах, открытых вскоре на УХУРУ. В.Ф. Шварцман также предсказывал, "что если и будут обнаружены пульсары, входящие в пары, то преимущественно на далеких орбитах". Это предсказание В.Ф. Шварцмана также частично подтвердилось [5] открытием радиопульсара в широкой паре с В-звездой (орбитальный период 1130 сут, период пульсара 47,8 мс), хотя пульсаров в тесных двойных системах оказалось значительно больше.

Вывод об обязательности существования пульсаров в тесных парах следовал непосредственно из наблюдений [6] и был получен после того, как было сделано оптическое отождествление рентгеновского пульсара Her X-1, партнером которого оказалась сравнительно легкая звезда с массой около двух масс Солнца. Такая звезда не только не могла потерять большой массы при взрыве, она вообще не могла взорваться и должна была окончить свою жизнь в виде белого карлика после потери примерно половины своей массы в виде истечения. После

этого перетекание вещества прекратилось бы и нейтронная звезда должна была вновь стать радиопульсаром. Оценки показали, что на стадии рентгеновского пульсара типа Геркулеса вращение нейтронной звезды должно было ускориться, так что возродившийся пульсар (позднее названный подкрученным) должен быть довольно быстрым, с периодом меньше 1 с. Время эволюции звезды в Геркулесе порядка 10 млн лет, так что за время существования вселенной много звезд должно было превратиться в пульсары в тесных парах. Единственной причиной того, что этого не наблюдается, мне казалась слабость излучения пульсаров, прошедших аккрецию, а это могло быть связано только с аномальной слабостью их магнитного поля, которое могло быть заэкранировано аккрецирующей плазмой. Этими мыслями я поделился с Б.В. Комбергом, с которым мы работали тогда над моделью рентгеновского пульсара в Геркулесе. Из обсуждений с ним стало также ясно, что пары, где имелись рентгеновские пульсары с массивными компаньонами, типа источника в Центавре, после конца эволюции и взрыва второй звезды как сверхновой могли распасться и образовать два пространственно близких пульсара, у которых должны были наблюдаться определенные корреляции между возрастными, периодами и расстоянием. В итоге мы написали совместную статью [6], где изложили все эти соображения и оценки, а также сделанную Б.В. Комбергом обработку наблюдательного материала по пульсарам, где было отобрано 10 пар близких (одиночных) пульсаров, относительно которых высказывалось предположение, что они имеют совместное происхождение из одной и той же пары. Сейчас такое совместное происхождение кажется маловероятным из-за того, что в большинстве двойных пульсаров с компаньоном в виде нейтронной звезды второго пульсара не видно. Наверное, оси нейтронных звезд в паре становятся непараллельными после коллапсов и взрывов, а также в результате потери вращательной энергии пульсарным излучением, и мы, как правило, можем увидеть только одну диаграмму направленности. Впрочем, нет никакого запрета на случайное попадание обеих диаграмм на Землю и возможна пара из двух радиопульсаров [7]. Тесная двойная система, состоящая из двух радиопульсаров, была открыта только в 2004 г. [2]. Может быть, некоторые из предложенных нами в [6] пар имеют общее происхождение. Все же главный вывод нашей работы состоял в том, что наблюдательные данные в сочетании с теорией звездной эволюции "не только не дают возможности исключить нахождение нейтронной звезды в паре с другой звездой, также находящейся на конечной стадии эволюции (белый карлик, нейтронная звезда, коллапсар), но, напротив, приводят к такому выводу с большой вероятностью. Поэтому отсутствие радиопульсаров в составе тесных двойных (на 27 апреля 1973 г. — Г.Б.) требует ... дополнительного предположения о затухании магнитного поля". Осенью 1974 г., примерно через полгода после выхода нашей статьи из печати, в Москву приехал профессор Д. Пайнс с сенсацией об открытии Р. Халсом и Дж. Тейлором первого радиопульсара PSR1913+16 в двойной системе. Он рассказал об этом на встрече с Я.Б. и частью нашей группы в Институте физпроблем, отметив, что этот второй по скорости вращения пульсар, по-видимому, очень молодой. Помню, что я тут же встал, рассказал о нашей работе и сделал вывод, что вновь открытый пульсар является

старым и должен обладать аномально слабым магнитным полем. Профессор Пайнс снисходительно выслушал меня, а затем повторил, что, по мнению ведущих специалистов США, пульсар молодой, потому что быстрый. На мои попытки объяснить быстроту вращения подкруткой при аккреции он не реагировал и разговор перешел на другие темы. К сожалению, наша статья существовала тогда только на русском языке, поэтому дарить Пайнсу ее оттиск не имело смысла. После возвращения в США Д. Пайнс и К. Херринг написали заметку в *Physics Today* [8] о своих встречах с советскими учеными, где, в частности, приведена и фотография (рис. 1) на память об одной из этих встреч.

Мы с Борисом Комбергом решили доказать слабость магнитного поля двойного пульсара с помощью статистического исследования имеющихся данных по пульсарам, основываясь на аномально малой для столь быстрого вращения радиосветимости двойного пульсара. Из сравнения с пульсаром 1913+16 мы оценили магнитное поле двойного пульсара в 3×10^{10} Гс, что вскоре хорошо подтвердилось измерениями [9]. Наши выводы мы успели опубликовать только в виде препринта [10]. Прежде чем мы послали статью в печать, появились результаты измерения замедления двойного пульсара и оценка его магнитного поля. Поэтому мы послали в журнал переработанный вариант препринта, где все выводы были сделаны в утвердительном, а не в сослагательном, как в препринте, наклонении [11]. Все же предсказание того, что двойной пульсар является старым, прошедшим стадию рентгеновского источника и имеет аномально слабое магнитное поле, было опубликовано до измерения замедления его вращения в моей заметке в *Природе* вместе с информацией о его открытии [12].

Хотя все идеи были опубликованы в 1974–1976 гг., только в начале 80-х годов, после открытия миллисекундных пульсаров, эти представления стали общепринятыми. Мало кто стал сомневаться в существовании подкрученных пульсаров. Идея о затухании магнитного поля звезды при аккреции также стала общепризнанной [13] после открытия системы из двух пульсаров, в которой подкрученный быстрый пульсар имеет магнитное поле, более чем на два порядка меньшее, чем более

молодой медленный пульсар [2]. Первый пульсар в двойной системе оказался уникальной физической лабораторией, работа в которой позволила Дж. Тейлору и его сотрудникам выполнить рекордные по точности исследования по обоснованию общей теории относительности. Нобелевская премия присуждена Дж. Тейлору и Р. Халсу, которые открыли этот пульсар наблюдательно.

2. Магнитные поля и периоды радиопульсаров

Уже более 35 лет тому назад было установлено, что радиопульсары представляют собой быстро вращающиеся сильно замагниченные нейтронные звезды, у которых магнитная ось наклонена к оси вращения (см., например, [14]). Нейтронная звезда, вращающаяся с угловой скоростью Ω и обладающая дипольным магнитным полем с напряженностью B_p на поверхности звезды у ее магнитного полюса, излучает электромагнитную волну, уменьшая при этом энергию вращения нейтронной звезды со скоростью $\dot{E}$, определяемой как [15–17]

$$\dot{E} = -AB_p^2\Omega^4, \quad A = \frac{R^6 \sin^2 \beta}{6c^3} = \frac{2d_m^2 \sin^2 \beta}{3c^3 B_p^2}, \quad d_m = \frac{B_p R^3}{2}, \quad (1)$$

где d_m — магнитный момент звезды, выраженный через ее радиус R и напряженность поля на магнитном полюсе B_p , а β — угол между магнитной осью и осью вращения. Вращательная энергия однородно вращающейся звезды $E = I\Omega^2/2$ зависит от ее момента инерции I . Измеряя период вращения $P = 2\pi/\Omega$ и скорость его изменения $\dot{P}$, можно оценить магнитное поле нейтронной звезды — радиопульсара

$$B_p^2 = -\frac{I\dot{\Omega}}{A\Omega^3} = \frac{IP\dot{P}}{4\pi^2 A}. \quad (2)$$

В [18] было отмечено, что вращающаяся нейтронная звезда представляет собой униполярный электромагнитный генератор, который при наличии окружающей плазмы создает релятивистский ветер, приводящий к потере вращательной энергии даже в случае соосного ротатора, поэтому при оценке магнитного поля в (1), (2) можно принять $\sin \beta = 1$. Магнитные поля радиопульсаров, оцененные с использованием измерений периода и его производной, лежат в широком диапазоне, примерно между 10^8 и 10^{13} Гс (рис. 2) [17, 19, 28]. Распределение числа нейтронных звезд по их магнитным полям состоит из двух сильно отличающихся групп: одиночных радиопульсаров с магнитными полями в интервале примерно от 10^{11} до 10^{13} Гс и подкрученных пульсаров (ПП), магнитные поля которых лежат в интервале примерно от 10^8 до 10^{10} Гс. Подкрученные пульсары являются членами тесных двойных систем или входили в них ранее. Одиночные радиопульсары постепенно теряют свою вращательную энергию, и их наблюдаемые периоды существенно превышают период самого молодого пульсара в Крабовидной туманности 0,033 с. ПП ускорили свое вращение на предшествующей стадии аккреции, поэтому они вращаются значительно быстрее, с периодом, достигающим 1,558 мс у пульсара В1937+21. На стадии аккреции произошло также су-



Рис. 1. Встреча теоретиков в Институте теоретической физики им. Л.Д. Ландау. Слева направо: Г.С. Бисноватый-Коган, И.Д. Новиков, академики В.Л. Гинзбург и Я.Б. Зельдович, профессор Дэвид Пайнс. (Фото Г. Баума из [8].)

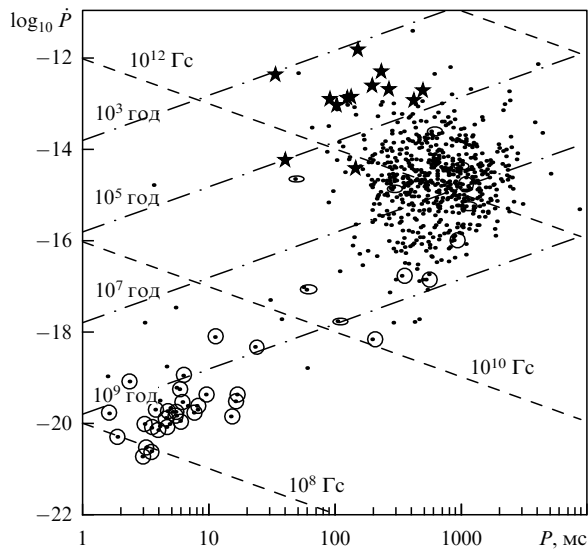


Рис. 2. Диаграмма распределения радиопульсаров на плоскости $P-\dot{P}$ (период – производная периода). Точки, соответствующие объектам в двойных системах, обведены кружочками для орбит с малым эксцентриситетом и эллипсами для эллиптических орбит. Пульсары, подозреваемые в связи с остатками сверхновых, отмечены звездочками [28].

щественное уменьшение магнитного поля, которое, по всей вероятности, было экранировано падающим веществом. Предсказание о существовании быстрых подкрученных пульсаров с относительно слабым магнитным полем было сделано в работе [6], опубликованной до обнаружения первого ПП В1913+16 [1] с периодом 0,059 с.

В течение почти семи лет после открытия пульсаров обнаруживались только одиночные объекты. Создавалось впечатление, что пульсары избегают двойственности, в то время как среди обычных звезд не менее половины входят в состав двойных систем. На протяжении всех этих семи лет предполагалось, что при взрыве коллапсирующей сверхновой, приводящем к появлению пульсара, происходит разрыв пары, либо по какой-то причине в тесных парах вообще не происходят взрывы коллапсирующих сверхновых [20].

3. Двойные рентгеновские пульсары

Наблюдения маломассивных рентгеновских двойных (ММРД) свидетельствовали о малости магнитных полей нейтронных звезд, которые не показывали регулярных пульсаций, свойственных рентгеновским пульсарам. Значительное улучшение точности рентгеновских измерений на спутнике RXTE привело к открытию миллисекундного рентгеновского пульсара в ММРД SAX J1808.4-3658 с частотой импульсов 401 Гц [21]. Это открытие позволило заполнить пробел и подтвердить предсказанную ранее [22] генетическую связь ММРД с подкрученными миллисекундными пульсарами, которые обладают общими свойствами быстрого вращения, и небольшого магнитного поля, обычно порядка 10^8 Гс. К началу 2005 г. было известно шесть миллисекундных пульсаров [23, 24], частоты пульсаций которых лежат в интервале от 185 до 599 Гц. По орбитальным периодам

эти пульсары делятся на две четко различимые группы. Три пульсара находятся в парах с орбитальными периодами от 2 до 4,3 ч со спутниками в виде коричневых карликов нормального химического состава; остальные три пульсара находятся в ультратесных парах с орбитальными периодами от 40 до 44 мин с маломассивными гелиевыми спутниками. Различие между этими двумя группами может быть связано с различием начальных масс компаньона нейтронной звезды при образовании пары в процессе приливного захвата. Для звезды достаточно большой массы время горения водорода в ядре может быть меньше времени жизни ММРД, который превращается в подкрученный радиопульсар с гелиевым компаньоном — белым карликом. Если при этом образуется достаточно тесная двойная система, то гелиевая звезда приблизится к нейтронной из-за потери вращательного момента при излучении гравитационных волн, и аккреция на нейтронную звезду может возобновиться, но уже в условиях гораздо меньшего орбитального периода, давая рождение ММРД второго поколения [25]. После начала второй стадии перетекания орбитальный период вновь начинает расти. Рентгеновский источник 4U 1820-30 с орбитальным периодом 11,4 мин является, по-видимому, сравнительно недавно образовавшимся ММРД второго поколения, в то время как 3-миллисекундные рентгеновские пульсары, наряду с близким по орбитальному периоду ММРД 4U 1626-67 ($P_{\text{orb}} = 41,4$ мин), могли образоваться около 3×10^8 лет тому назад. Эта оценка следует из расчетов эволюции двойной системы, состоящей из нейтронной звезды и гелиевого белого карлика, с перетеканием массы, определяемым гравитационным излучением [26].

Большинство ММРД являются вспыхивающими источниками (рентгеновские барстеры). Помимо шести рентгеновских пульсаров, демонстрирующих стабильные колебания на всех стадиях, среди ММРД источников было обнаружено 11, которые показывали стабильные пульсации только на стадии вспышки с частотой пульсаций, не превышающей 619 Гц.

4. Теоретическое предсказание. Неизбежность формирования двойных подкрученных радиопульсаров

Исследование сценария дальнейшей эволюции двойного рентгеновского источника Her X-1, сделанное в работе [6], показало, что за время, значительно меньшее космологического, компаньон нейтронной звезды в этой системе дойдет до конца своей эволюции, превратившись в белый карлик. После этого аккреция вещества на нейтронную звезду прекратится, и она должна будет стать радиопульсаром, если сохранит достаточно быстрое вращение и достаточно сильное магнитное поле. В [6] показано, что после прекращения аккреции скорость вращения нейтронной звезды останется достаточно большой. Равновесный период вращения звезды при аккреции, равный периоду вращения аккреционного диска на альфвеновском радиусе (где магнитное давление сравнивается с давлением плазмы), определяется выражением

$$P_{\text{eq}} \approx \frac{3B_{12}^{6/7}}{L_{37}^{3/7}}, \quad (3)$$

где P_{eq} измеряется в секундах, $B_{12} = B/10^{12}$ Гс, $L_{37} = L/10^{37}$ эрг с^{-1} . В ярком рентгеновском источнике Her X-1 светимость достигает $L_{37} \approx 1$, период вращения равен 1,24 с и уменьшается с характерным временем удвоения частоты вращения $t_{\text{ev}} \sim 3 \times 10^5$ лет [27]. В процессе эволюции звезда увеличивает свой радиус, что в условиях заполнения полости Роша ведет к увеличению скорости перетекания массы $\dot{M}$, однозначно связанной со светимостью $L \approx 0,1 \dot{M} c^2$. Таким образом, со временем нейтронная звезда в источнике Her X-1 должна ускорять свое вращение. При переходе к белому карлику звезда не испытывает взрывную потерю массы, поэтому должна сохраниться тесная пара с примерно тем же орбитальным периодом. Переход к стадии белого карлика и прекращения аккреции происходит за время, гораздо меньшее, чем t_{ev} , поэтому после прекращения аккреции период вращения нейтронной звезды должен быть заметно меньше секунды. Многие радиопульсары вращаются гораздо медленнее, а за время жизни галактики многие системы типа Her X-1 должны были бы превратиться в тесные двойные системы, где быстровращающаяся нейтронная звезда должна находиться в тесной паре с белым карликом.

Вставал вопрос: почему радиопульсары в таких парах в течение семи лет не были обнаружены? Единственно возможный ответ на этот вопрос, указанный в работе [6], состоял в предположении аномальной слабости пульсаров в тесных двойных системах, связанной со значительным уменьшением магнитного поля на стадии аккреции. Механизмом затухания поля предполагалась его экранировка плазмой, натекающей на нейтронную звезду в результате длительной стадии аккреции. Оценка магнитного поля нейтронной звезды в Her X-1 из (3) дает верхнюю границу $B < 3 \times 10^{11}$ Гс, а по скорости уменьшения периода получается нижняя оценка магнитного поля $B > 10^8$ Гс. При меньшем поле рентгеновский пульсар перестает пульсировать из-за того, что радиус магнитосферы звезды становится меньше ее физического радиуса. В [6] предположили, что в результате аккреции магнитное поле нейтронной звезды уменьшается примерно в 100 раз, что делает рождающийся подкрученный пульсар более слабым, чем обычные одиночные пульсары с полями $10^{11} - 10^{13}$ Гс.

Открытие первого пульсара в тесной двойной системе подтвердило это предположение. Пульсар 1913+16 с периодом вращения 0,059 с оказался старым, с возрастом $\sim 10^8$ лет и магнитным полем $2,3 \times 10^{10}$ Гс. Аналогичными свойствами обладают и остальные подкрученные пульсары [2, 28], число которых уже существенно превышает сотню. Большинство таких пульсаров имеют в качестве компаньонов маломассивные звезды нормального либо гелиевого химического состава. Эти пульсары, предшественниками которых являются ММРД, часто вращаются очень быстро, достигая миллисекундных периодов, а их магнитные поля приближаются к 10^8 Гс. Меньшая часть подкрученных пульсаров входит в двойные системы с массивным компаньоном — другой нейтронной звездой. Только в одной обнаруженной недавно двойной системе обе нейтронные звезды видны как пульсары, но лишь один из них является подкрученным.

Периоды подкрученных пульсаров с массивными компаньонами обычно не меньше 20 мс, т.е. примерно на порядок больше, чем у ПП с маломассивными

компаньонами. Это можно связать с временем эволюции компаньона, в течение которого происходит подкрутка. Маломассивный компаньон аккрецирует очень долго, вплоть до почти полного перетекания ($10^9 - 10^{10}$ лет) и успевает подкрутить нейтронную звезду до миллисекундных периодов. Эволюция массивного компаньона, заканчивающаяся взрывом сверхновой и образованием нейтронной звезды, протекает за значительно меньшее время $10^6 - 10^7$ лет, в течение которого звезда не успевает сильно раскрутиться, а магнитное поле не успевает сильно закручиваться и не опускается ниже 10^{10} Гс. Пары, состоящие из двух нейтронных звезд, не входят в шаровые скопления, что указывает на их происхождение из первичной пары достаточно массивных звезд.

Оценки магнитного поля Her X-1 к настоящему времени довольно противоречивы. Как отмечалось выше, на основе измерений светимости, периода и его производной в [6] его магнитное поле оценивалось порядка 10^{10} Гс. В 1978 г. спектр этого источника был измерен в жесткой области, и была обнаружена спектральная деталь при энергии ~ 60 кэВ [29]. Эта деталь была интерпретирована как циклотронная линия, соответствующая магнитному полю $\sim 6 \times 10^{12}$ Гс. Последующие измерения показали переменность этой широкой детали, положение которой менялось от 40 до 60 кэВ (см. [30]). Столь сильные расхождения в оценке магнитного поля Her X-1 не поддавались простому объяснению, долгое время магнитное поле Her X-1 принималось большим, соответствующим энергии циклотронной линии. Детальные измерения формы импульса Her X-1 на разных стадиях его переменности, сделанные впервые в [31] на спутнике АСТРОН, показали, что наилучшее объяснение они находят при небольшом магнитном поле, порядка первоначальной оценки. Эти результаты получили подтверждение данными с других рентгеновских спутников [32, 33]. Положение циклотронной линии большой энергии в сочетании с полем, гораздо меньшим его циклотронного значения, удалось согласовать в модели, где линия излучается сильно анизотропно распределенными ультррелятивистскими электронами, которые совершают колебательные движения вдоль магнитного поля, а в перпендикулярной плоскости вращаются с нерелятивистскими скоростями [30]. Линейчатое излучение таких электронов, называемое магнитодипольным, будет сдвинуто в жесткую область на фактор 2γ , где γ — продольный релятивистский фактор. В случае $2\gamma \sim 40$ широкая линия при энергии ~ 50 кэВ может появиться в наблюдаемом спектре источника при $B \sim 5 \times 10^{10}$ Гс.

В работе [34] на основе статистического анализа 24 двойных радиопульсаров с почти круговыми орбитами была найдена корреляция между периодом вращения нейтронной звезды P_r и орбитальным периодом P_{orb} , а также между орбитальным периодом и значением магнитного поля B . Для двойных радиопульсаров с большим орбитальным периодом $P_{\text{orb}} > 100$ сут имеет место рост P_r и B с увеличением P_{orb} , а для меньших орбитальных периодов наблюдается разброс вокруг значений $P_r \sim 3$ мс и $B \sim 2 \times 10^8$ Гс. Эти корреляции свидетельствуют о том, что увеличение массы аккрецируемого вещества приводит к уменьшению магнитного поля вплоть до значения 10^8 Гс, ниже которого оно не опускается.

5. Затухание магнитных полей при аккреции

Первое свидетельство о затухании магнитных полей в результате аккреции получено из наблюдений первого двойного пульсара PSR 1913 + 16 [1]. Этот пульсар имеет быстрое вращение с периодом 0,059 с, орбитальный период $7^{\text{h}}45^{\text{m}}$ и большой эксцентриситет $\varepsilon = 0,6171$. Сразу после открытия этот пульсар был интерпретирован как старый подкрученный пульсар со слабым магнитным полем [12]. Последующие измерения [9] производной периода пульсара $\dot{P}$ позволили оценить его возраст $\tau = P/2\dot{P} \approx 10^8$ лет и магнитное поле $B \approx 2 \times 10^{10}$ Гс, что доказало справедливость такой интерпретации. Среди более чем 100 подкрученных пульсаров в большинстве двойных систем нейтронная звезда находится в паре с маломассивным вырожденным карликом. Системы, состоящие из двух нейтронных звезд, как в PSR 1913 + 16, находятся в явном меньшинстве, всего известно только шесть таких систем. Все подкрученные пульсары, вне зависимости от природы их компаньона, имеют магнитные поля $10^8 - 10^{10}$ Гс, что полностью подтверждает гипотезу затухания магнитных полей при аккреции. Еще одно убедительное доказательство справедливости этого предсказания было получено после открытия первой двойной системы, состоящей из двух радиопулсаров.

Согласно простым оценкам возможности экранирования магнитного поля звезды при аккреции существует большая вероятность этого процесса. В [35] было показано, что если пренебречь развитием неустойчивостей, приводящих к проникновению падающей плазмы внутрь магнитосферы пульсара, то уже за один день давление аккрецирующей плазмы превысит магнитное давление диполя с поверхностным магнитным полем $B = 10^{12}$ Гс при субкритической скорости аккреции $10^{-9} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. При этом исходный магнитный диполь окажется погребенным под слоем плазмы, токи в которой препятствуют выходу на поверхность магнитного поля самой звезды. В реальности развивающиеся неустойчивости приводят к проникновению газа через магнитосферу и сильно замедляют процесс экранирования магнитного поля. В процессе аккреции значение магнитного поля определяется балансом между экранирующим действием падающего газа и турбулентной диффузией поля. С ростом массы аккрецируемого вещества увеличивается слой, сквозь который поле звезды должно продиффундировать наружу, и, соответственно, внешнее магнитное поле уменьшается.

Во многих работах (см. ссылки в [36]) рассматривалось затухание магнитного поля звезды за счет нагрева кристаллической коры нейтронной звезды при аккреции, уменьшения проводимости вещества и ускорения омической диссипации магнитного поля. Этот механизм работает, однако, только если электрические токи, создающие магнитное поле пульсара, текут в оболочке нейтронной звезды, которая прогревается при аккреции. Очевидно, что сильно вырожденное ядро нейтронной звезды остается нечувствительным к такому нагреву и сохраняет очень высокую проводимость. Поэтому магнитное поле, образованное глубоко залегающими электрическими токами, может быть ослаблено только за счет экранировки натекающей при аккреции плазмой [6]. Исследовано несколько моделей экранирования магнитного поля нейтронной звезды при аккреции [36–39].

Обычно предполагается, что падающее вещество канализируется магнитным полем и течет вдоль силовых линий к поверхности в область магнитных полюсов диполя [40, 41]. По мере того как магнитное поле нейтронной звезды падает в результате экранирования, уменьшается степень канализации потока и увеличивается площадь полярных шапок, куда падает вещество. Можно легко оценить угловую ширину полярной шапки θ_p в зависимости от магнитного поля на поверхности B_s нейтронной звезды [42]. Магнитная силовая линия, которая достигает альфвеновского радиуса r_A , начинается от угла θ_p на поверхности нейтронной звезды с радиусом r_s и является последней замкнутой силовой линией дипольного поля. Легко показать, что

$$\sin \theta_p = \left(\frac{r_s}{r_A} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Полагая динамическое давление свободно падающего газа равным магнитному давлению на альфвеновской поверхности, получаем выражение для альфвеновского радиуса

$$r_A = (2GM)^{-1/7} r_s^{12/7} B_s^{4/7} \dot{M}^{-2/7}, \quad (5)$$

где M — масса нейтронной звезды, а $\dot{M}$ — скорость аккреции. Из (4) и (5) следует, что

$$\sin \theta_p \propto B_s^{-2/7}. \quad (6)$$

Таким образом, полярная шапка расширяется по мере уменьшения магнитного поля, пока θ_p не станет равным 90° , когда нарушается применимость (6). Для $M = 3 \times 10^{33}$ г, $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$, $r_s = 10$ км, $B_s = 10^{12}$ Гс из (5) получаем $r_A \approx 260$ км, а из (4) определяем начальный угловой размер полярной шапки порядка 10° . Аккрецирующее вещество падает на полярные шапки, а затем растекается по поверхности звезды по направлению к экватору. В рассмотренной в [39, 43] модели потоки с обоих полюсов встречаются у экватора и уходят внутрь звезды. В кинематической модели, рассчитанной в [39], получено, что потоки вещества к экватору накрывают собой магнитное поле звезды и эффективно уменьшают его, увеличивая размер полярных шапок. Когда размер полярной шапки достигает 90° , аккреционный поток становится сферическим и радиальным и, как утверждается в [39], затухание магнитного поля прекращается ввиду предполагаемой неэффективности экранирования поля радиальным потоком. Если $\theta_{p,i}$ — начальный размер полярной шапки, то согласно (6) магнитное поле в процессе аккреции уменьшится в $(\sin 90^\circ / \sin \theta_{p,i})^{7/2}$ раз, пока не достигнет своего стационарного значения. Принимая $\theta_{p,i}$ в интервале $5^\circ - 10^\circ$, получаем возможность уменьшения поля при аккреции в $10^3 - 10^4$ раз, что как раз соответствует разнице между магнитными полями обычных и подкрученных пульсаров. Если же принять, что магнитное поле при аккреции достигает стационарного значения, когда альфвеновский радиус станет равным радиусу нейтронной звезды, то из (5) при $r_A = r_s$ получаем

$$B_{\text{asymp}} = (2GM)^{1/4} \dot{M}^{1/2} r_s^{-5/4}. \quad (7)$$

Используя указанные выше стандартные значения входящих сюда величин, имеем $B_{\text{asymp}} \approx 10^8$ Гс. После

прекращения аккреции возникает подкрученный миллисекундный радиопульсар с магнитным полем, близким к 10^8 Гс. Развитие магнито-гидродинамических неустойчивостей в области альфеновской поверхности облегчает проникновение плазмы сквозь магнитосферу и замедляет процесс экранирования магнитного поля. Более детальная модель экранирования поля при аккреции рассмотрена в [44].

В [11] было отмечено, "что заэкранированные при интенсивной аккреции поля нейтронных звезд могут просачиваться наружу после прекращения аккреции". При этом магнитное поле нейтронной звезды растет со временем, что может привести к увеличению скорости потери вращательной энергии $\dot{E}$ со временем, в отличие от обычно имеющего место уменьшения $\dot{E}$. Если записать рост поля в виде $B \sim \Omega^{-k}$, то согласно (1) получаем $\dot{E} \sim \Omega^{4-2k}$, и при $k > 2$ потери вращательной энергии растут со временем по мере его замедления. Другой характерной величиной изменения параметров пульсара является так называемый индекс торможения $n = \Omega \dot{\Omega} / \ddot{\Omega}$ (для указанной выше связи $n = 3 - 2k$). Если из наблюдений получается значение $n < 3$, то это может быть обусловлено увеличением магнитного поля нейтронной звезды со временем [45]. Оценки перколяции (просачивания) поля наружу были сделаны в [46]. Авторы рассмотрели случаи очень быстрой перколяции и роста поля в течение $10^3 - 10^4$ лет, вплоть до его исходной величины перед началом аккреции. Очевидно, что этот вывод противоречит наблюдениям, так как все подкрученные пульсары, в том числе и очень старые, с возрастом вплоть до 10^{10} лет [28] имеют одинаково малые магнитные поля. Такое расхождение связано с искусственной моделью, рассмотренной в [46]. Перколяция там начиналась с глубины не более 260 м, что соответствовало массе аккрецированного вещества менее $5 \times 10^{-5} M_{\odot}$. Во внешних слоях нейтронной звезды проводимость плазмы не столь велика, что позволяет быстрое просачивание поля наружу. В действительности длительность стадии аккреции может достигать $10^7 - 10^8$ лет и более, и масса упавшего на звезду вещества будет на несколько порядков больше. При этом магнитное поле будет погребено в гораздо более глубокие слои звезды с много большей проводимостью. Соответственно, перколяция магнитного поля наружу в подкрученных пульсарах станет пренебрежимо малой. Как отмечено в [45], перколяция магнитного поля наружу может иметь место в молодых нейтронных звездах, на которые после взрыва сверхновой упало небольшое количество экранирующего вещества, сквозь которое возможно достаточно быстрое просачивание магнитного поля и его рост со временем.

6. Эволюционные схемы образования

Эволюционные схемы образования подкрученных пульсаров приведены в [6], различные сценарии эволюции тесных двойных систем рассматривались в [47] (см. обзор в [48]). В [6, 47] проанализировано несколько сценариев эволюции достаточно массивных двойных систем, конечным продуктом которых является нейтронная звезда или черная дыра в одном или в обоих звездных остатках пары. В процессе эволюции звезды проходят разные стадии ядерного горения, которые заканчиваются образованием углеродно-кислородного белого

карлика, либо спокойное горение продолжается дальше, до образования в ядре звезды элементов железного пика. После образования железного ядра звезда коллапсирует с образованием нейтронной звезды или черной дыры. В процессе эволюции тесной пары звезд на определенных стадиях происходит интенсивный обмен массой, в результате чего первоначально более массивная звезда может стать менее массивной. Происходит также потеря массы звездами в виде истечения вещества — звездного ветра. Возможны несколько сценариев эволюции массивной тесной двойной системы.

1. Двойная система может быть разрушена после завершения ядерной эволюции более массивного компаньона с последующим коллапсом и взрывом сверхновой. Разрушение пары может быть связано либо с большим быстрым сбросом массы (эффект Блау), либо с анизотропией взрыва, при котором имеет место преимущественное направление выброса вещества или потока нейтрино, либо с полным разлетом звезды при взрыве. Преимущественное направление при взрыве сверхновой может быть реализовано в магниторотационной модели взрыва, в которой допускается нарушение зеркальной симметрии магнитного поля, приводящей к анизотропии выброса массы и потока нейтрино [49, 50]. После разрушения пары в результате первого взрыва и образования нейтронной звезды, по всей вероятности, появляется радиопульсар, возможно, обладающий большой пространственной скоростью. Компаньон этой пары после конца своей эволюции и взрыва сверхновой также может превратиться в одиночный пульсар. Таким образом, может появиться пространственно близкая пара пульсаров сравнимого возраста. Несколько кандидатов в такие пары было предложено в [6, 11]. Результатом второго коллапса может быть также одиночная черная дыра, обнаружение которой представляет весьма сложную задачу, до сих пор не решенную.

2. Если после первого коллапса с возможным взрывом сверхновой тесная пара не была разрушена, то релятивистский объект (нейтронная звезда или черная дыра) становится рентгеновским источником после начала перетекания массы с компаньона. За время аккреции нейтронная звезда ускоряет свое вращение и уменьшает магнитное поле. Если после второго коллапса и взрыва происходит разрыв пары, то может образоваться близкая пространственная пара пульсаров, один из которых является подкрученным. Такие пары пока не найдены. Ввиду того, что магнитные оси пульсаров могут быть рассогласованы при асимметричном взрыве, не обязательно оба генетически связанных пульсара будут видны с Земли из-за узости их диаграмм направленности. Разрыв пары при образовании черной дыры в результате коллапса представляется менее вероятным, чем при образовании нейтронной звезды. Однако, в принципе, это возможно, например из-за асимметрии нейтринного потока [50].

3. Открытие маломассивных рентгеновских двойных систем показало, что, бесспорно, такая пара не разрушится после конца эволюции компаньона и образуется подкрученный пульсар в тесной двойной системе [6]. Компаньонами ММРД являются звезды столь малой массы, что после конца своей эволюции они превращаются в белые карлики. Подавляющее большинство подкрученных пульсаров в тесных двойных имеют своими компаньонами белые карлики малой массы.

4. Образование тесной пары, состоящей из нейтронной звезды с массивным компаньоном, который закончил бы свою эволюцию коллапсом и взрывом с образованием нейтронной звезды, происходит значительно реже, тесные пары из двух нейтронных звезд составляют около 5 % от числа двойных подкрученных пульсаров, хотя первый подкрученный пульсар относится к данному типу объектов. Эти пары не входят в шаровые скопления, и их эволюция не зависит от столкновений с окружающими звездами [28, 51].

Анализируя причины отсутствия пульсаров в тесных двойных в 1973 г., в [6] были сделаны следующие выводы:

"...эволюционные соображения не только не дают возможности исключить нахождение нейтронной звезды в паре с другой звездой, также находящейся на конечной стадии эволюции (белый карлик, нейтронная звезда, коллапсар), но, напротив, приводят к такому выводу с большой вероятностью".

Превращение компаньона в мертвую звезду (белый карлик в Нег X-1 или нейтронную звезду) сопровождается уменьшением скорости аккреции и ростом равновесного периода (3). Согласно оценкам [6] падение скорости аккреции происходит столь быстро, что равновесный период (3) не успевает установиться, и после завершения аккреции остается "голая" быстровращающаяся нейтронная звезда. В [6] было сделано заключение, "что причиной отсутствия радиопульсаров в составе тесных двойных систем является затухание магнитного поля нейтронной звезды при аккреции на нее вещества от центрального компонента".

Эти выводы полностью подтвердились наблюдениями в последующие годы.

7. Двойные радиопульсары

и шаровые скопления.

Образование одиночных подкрученных радиопульсаров

Благодаря планомерным поискам число обнаруженных ПП быстро возрастает. Особенно это относится к ПП в шаровых скоплениях (ШС). Если в 1990 г. было зафиксировано 10 ПП, в 1992 г. — 30, то к концу 2004 г. их число составило примерно 100 [52]. Множество ПП делится на две неравные части: релятивистские подкрученные пульсары (РПП), состоящие из двух нейтронных звезд, на долю которых приходится около 5 %, и остальные ПП, в которые входят пары с маломассивным компаньоном — вырожденным (белым) карликом и одиночные ПП. Периоды всех РПП не становятся менее 23 мс, в то время как многие остальные ПП имеют миллисекундные периоды. РПП не входят в состав ШС и являются продуктом эволюции тесной пары достаточно массивных звезд. Они представляют собой уникальный инструмент для исследования свойств гравитации, и последующие наблюдения ПП J0737–3039A, существенно увеличат точность измерения эффектов ОТО и возможных отклонений от нее.

Среди пульсаров, которые относят к классу подкрученных (быстрое вращение + слабое магнитное поле), многие объекты являются одиночными. Механизм разрыва пары, в которую ранее входил подкрученный пульсар, ясен не до конца. После открытия первого затменного радиопульсара было сделано предположение об испарении компаньона пульсарным излучением

[53], однако статистика ПП свидетельствует против этого. ПП, так же как и ММРД, имеют большую концентрацию в шаровых скоплениях. Согласно [28] из полного числа 103 ПП в ШС находится 47 ПП, в то время как масса всех ШС не превышает 0,001 массы Галактики. Таким образом, относительная концентрация ПП в ШС почти в тысячу раз больше, чем в среднем по Галактике. Такая же концентрация в ШС имеет место и в распределении ММРД [54]. Подобное сходство в распределениях ПП и ММРД является еще одним свидетельством их генетической связи [6, 11, 22]. Согласно [28] в ШС находится 21 одиночный ПП (45 % от всех ПП в ШС), а в галактическом балдже расположено только 9 одиночных ПП, что равно всего 16 % их полного числа в балдже. Столь существенное различие указывает на то, что не только образование ММРД и их последующее превращение в ПП связано с их вхождением в ШС [55]. Разрушение двойных, содержащих ПП, также может быть связано с их частыми столкновениями со звездами ШС, где их концентрация намного превышает концентрацию звезд в балдже. В [25] предполагается, что одиночные ПП в балдже могут быть остатками полностью испарившихся ШС, так же как и расположенные в балдже ММРД [55], которые превращаются затем в двойные ПП балджа. Очевидно, что время испарения ШС, в которых образуются одиночные ПП, должно быть большим, чтобы там успело пройти две стадии эволюции: образование ММРД путем приливного захвата либо путем захвата звезды при столкновении с первичной тесной парой [56]; а затем образование двойного ПП в результате эволюции ММРД либо разрушение пары и образование одиночного ПП. Численные расчеты [57] показали, что столкновения со звездами шарового скопления могут разрушить только достаточно широкие пары звезд с орбитальными периодами 10–100 дней. Однако из наблюдений следует [28], что ПП обычно являются членами гораздо более тесных пар. Решение этой проблемы может быть получено в рамках механизма "вынужденного испарения" (ВИ), предложенного в [26], где разрушение самых тесных пар происходит на последних стадиях эволюции ММРД.

Как было показано теоретически еще в 1950 г. [58], столкновения звезд с тесными парами сопровождаются извлечением энергии из двойной системы и нагревом всего скопления. В противоположность этому столкновения достаточно широкой пары звезд со звездами скопления ведут к дальнейшему уширению пары, которое заканчивается ее разрушением. Эти выводы были подтверждены численными экспериментами [59], из которых, в частности, следовало, что образование нескольких тесных пар может привести к испарению и полному разрушению ШС. Это свойство имеет очень простое физическое объяснение. Обмен энергией при упругом столкновении звезд определяется их начальными кинетическими энергиями (скоростями при одинаковых массах звезд). В среднем энергия передается от более быстрой к более медленной звезде, причем это свойство не зависит от того, является звезда одиночной или входит в состав пары. В результате столкновения между одиночными звездами устанавливается квазистационарное распределение звезд по скоростям, близкое к максвелловскому, отклонения от которого при больших скоростях связаны с испарением звезд из скопления. При столкновении звезд с тесной двойной системой проис-

ходит следующее. В тесной системе кинетическая энергия орбитального движения звезды превышает среднюю кинетическую энергию звезд в скоплении, поэтому при столкновении звезда скопления в среднем приобретает энергию, уменьшая полную энергию пары. Полная отрицательная энергия пары (кинетическая + потенциальная) становится по абсолютной величине больше, что согласно теореме вириала [15] увеличивает ее кинетическую энергию движения по орбите. Пара становится более тесной и с большей скоростью будет передавать энергию окружающим звездам, нагревая скопление. Другими словами, можно сказать, что двойная звездная система обладает отрицательной теплоемкостью, так как потеря ею энергии ведет к увеличению кинетической энергии звезд, которая является аналогом температуры. При достаточно эффективном процессе обмена энергией между звездами скопления и входящими в него тесными парами полное разрушение скопления может произойти за время меньше космологического, оставляя в виде остатков ММРД, двойные и одиночные ПП, которые становятся объектами бадджа.

Иная ситуация возникает при столкновении звезд поля с тесной парой, в которой один из компонентов является вырожденной звездой, заполняющей свою полость Роша, и находится в состоянии перетекания массы на более массивную нейтронную звезду. Пусть пара состоит из нейтронной звезды массы M_1 и вырожденного карлика массы M_d . Если вырожденный карлик заполняет свою полость Роша, то его радиус R_d связан с расстоянием между звездами в паре R_{12} соотношением

$$R_d = R_{12} \frac{2}{3^{4/3}} \left(\frac{M_d}{M} \right)^{1/3}, \quad M = M_1 + M_d. \quad (8)$$

Равновесные модели вырожденных карликов малой массы различного химического состава с учетом неидеальности вещества были рассчитаны в [60]. В звезде с уравнением состояния идеального нерелятивистского вырожденного газа радиус растет с уменьшением массы до тех пор, пока эффекты неидеальности, приводящие к отталкиванию между частицами, не меняют эту зависимость. Это происходит, когда масса карлика становится очень небольшой, порядка нескольких масс Юпитера. Гравитационное излучение приводит к потере углового момента двойной системы [61] и старается сделать систему более тесной. Когда компаньон нейтронной звезды приблизится к ней настолько, что заполнит свою полость Роша, начинается перетекание массы на нейтронную звезду. В процессе перетекания радиус компаньона близок к радиусу своей полости Роша, поэтому уменьшение массы вырожденного карлика сопровождается ростом не только его радиуса, но и радиуса его полости Роша. Это означает, что расстояние между звездами растет и пара становится более мягкой. Эволюция таких пар под действием гравитационного излучения рассчитана в [26] вплоть до наступления неидеальности в веществе белого карлика. Получено, что за космологическое время $\tau_c = 2 \times 10^{10}$ лет масса углеродного белого карлика достигнет $0,0025 M_\odot$. К этому моменту орбитальный период двойной системы P_{orb} достигнет примерно 1,5 ч,

$$P = \frac{2\pi R_{12}^{3/2}}{(GM)^{1/2}} = \frac{9\pi R_d^{3/2}}{\sqrt{2GM_d}}, \quad (9)$$

а скорость карлика в двойной составит

$$v_d = \frac{2\pi R_{12}}{P} = \frac{\sqrt{2}}{3^{2/3}} \left(\frac{GM^{2/3} M_d^{1/3}}{R_d} \right)^{1/2} \quad \text{при } M_d \ll M. \quad (10)$$

Пара станет "мягкой" и будет разрушена близкими столкновениями со звездами поля, если кинетическая энергия карлика на орбите станет меньше средней кинетической энергии звезд поля: $M_f v_f^2 > M_d v_d^2$. Для шаровых скоплений 47 Tuc и ω Cen соответствующие средние скорости равны 10,3 и 16,8 км с⁻¹, а средние массы — $0,67 M_\odot$ и $0,51 M_\odot$ соответственно. Согласно оценкам [26] пары в этих ШС будут мягкими, если массы их карликов не превышают $6 \times 10^{-4} M_\odot$ и $9 \times 10^{-4} M_\odot$ соответственно, что в несколько раз меньше, чем массы карликов, перетекающих под действием гравитационного излучения, по прошествии космологического времени. Для достижения столь малых масс потребовалось бы около 10 космологических времен.

В [26] было обращено внимание на то, что столкновения звезд поля с тесными парами, в которых происходит перетекание вещества на нейтронную звезду и заполнение карликом полости Роша, воздействуют на пару так же, как и гравитационное излучение. Твердая пара при столкновении со звездами поля теряет энергию и угловой момент, и в отсутствие перетекания она стала бы еще тверже, однако в условиях перетекания и заполнения полости Роша столкновения делают пару мягче при всех условиях. В случае достаточно большой плотности окружающих звезд эволюция пары под действием столкновений может идти быстрее, чем под действием гравитационного излучения. Тесная пара становится мягкой и непосредственно разрушается близкими столкновениями. Такой процесс разрушения пары был назван "вынужденное испарение" [26]. Для оценки характерного времени вынужденного испарения τ_m используем выражение для времени релаксации импульса [62], так как в тесной паре излишние импульс и энергия могут быть переданы движению центра масс:

$$\tau_m = \frac{v_d^3}{4\pi G^2 M_f^2 n_f A}. \quad (11)$$

Здесь кулоновский логарифм $A \approx 10$, n_f — средняя плотность звезд поля. С учетом (10) характерное время релаксации, определяющее время разрушения пары процессом ВИ, записывается в виде

$$\tau_m \approx 10^{22} \frac{m m_d}{m_f^2 n_{51}}, \quad (12)$$

где τ_m измеряется в секундах, m — масса звезды в массах Солнца, $n_{51} = n_f / 10^{-51} \text{ см}^{-3}$. Здесь использовалось приближенное выражение для связи массы карлика с его радиусом $R = 7,6 \times 10^8 m_d^{1/3}$, справедливое для уравнения состояния идеального ферми-газа электронов. Везде рассматривался углеродный белый карлик с числом барионов на один электрон $\mu_e = 2$. Рассматривая эволюцию пары в результате столкновений, в [26] было показано, что для разрушения пары ВИ механизмом за время, меньшее космологического, необходимо, чтобы плотность звезд поля n_f (пк⁻³) превысила

$$n_f > 3 \times 10^5 \frac{m^{9/11}}{m_f^2}. \quad (13)$$

Центральные области наиболее плотных ШС типа M15, где обнаружено много одиночных ПП, удовлетворяют этому требованию. Таким образом, механизм ВИ может привести к образованию одиночных ПП в ШС. В балдже одиночные ПП могли появиться после испарения ШС, где они уже успели образоваться. Отметим, что пары с водородно-гелиевыми коричневыми карликами разрушаются механизмом ВИ легче [26], при меньшей плотности звезд, когда в (13) следует использовать коэффициент 2 вместо 3.

8. Релятивистские эффекты в тесной паре нейтронных звезд

8.1. Наблюдаемые релятивистские эффекты

Поскольку нейтронные звезды являются очень компактными массивными объектами, то двойной пульсар, а также и другие системы, состоящие из двух нейтронных звезд, могут рассматриваться как почти идеально точечные объекты и быть использованы для проверки гравитационных теорий в пределе сильного гравитационного поля. Для осуществления такой проверки требуется наблюдательно найти различные релятивистские поправки к кеплеровскому закону определения орбиты, так называемые посткеплеровские (ПК) параметры. Для точечных масс с пренебрежимо малым влиянием вращения звезд ПК параметры в любой теории являются функциями заранее не известных масс обеих звезд, а также измеряемых с большой точностью кеплеровских параметров P_b (орбитальный период) и e (эксцентриситет).

Когда свободными параметрами являются только массы двух звезд, при измерении трех или более ПК параметров система оказывается переопределенной и, следовательно, создает возможность для проверки гравитационных теорий. При использовании правильной теории гравитации все кривые на диаграмме масс двух нейтронных звезд M_A , M_B , определяемые измеряемыми ПК параметрами, независимо от теории должны пересекаться в одной точке. В ОТО пять наиболее важных ПК параметров в первом постньютоновском (1ПН, или $O(v^2/c^2)$) порядке определяются в виде [63]

$$\dot{\omega} = 3T_{\odot}^{2/3} \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-5/3} \frac{1}{1-e^2} (M_A + M_B)^{2/3}, \quad (14)$$

$$\gamma = T_{\odot}^{2/3} \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{1/3} e \frac{M_B(M_A + 2M_B)}{(M_A + M_B)^{4/3}}, \quad (15)$$

$$\dot{P}_b = -\frac{192\pi}{5} T_{\odot}^{5/3} \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-5/3} \frac{1}{(1-e^2)^{7/2}} \times \\ \times \left(1 + \frac{73}{24} e^2 + \frac{37}{96} e^4 \right) \frac{M_A M_B}{(M_A + M_B)^{1/3}}, \quad (16)$$

$$r = T_{\odot} M_B, \quad (17)$$

$$s = x T_{\odot}^{-1/3} \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-2/3} \frac{(M_A + M_B)^{2/3}}{M_B}, \quad (18)$$

где P_b , e и x — соответственно период, эксцентриситет и большая полуось орбиты двойной системы, получаемые из наблюдений. Массы M_A и M_B относятся к пульсарам А и В в двойном пульсаре J0737–3039 либо к пульсару и

его невидимому компаньону в других парах с двумя нейтронными звездами. Обе массы выражаются в массах Солнца ($M_{\odot}$). Постоянная $T_{\odot}$ определяется в виде $T_{\odot} = GM_{\odot}/c^3 = 4,925490947$ мкс, где G и c — ньютоновская гравитационная постоянная и скорость света. Первый ПК параметр $\dot{\omega}$ измеряется наиболее легко и представляет собой скорость релятивистского поворота линии апсид. Согласно (14) измерение $\dot{\omega}$ сразу определяет полную массу системы ($M_A + M_B$) [64]. Параметр γ представляет собой амплитуду запаздывания времени прибытия сигнала, вызванного влиянием переменного гравитационного красного смещения и растяжением времени (квадратичный эффект Доплера) при движении пульсара по эллиптической орбите, из-за переменности расстояния между звездами и скорости движения пульсара. Излучение гравитационных волн приводит к потере системой орбитального углового момента и уменьшению орбитального периода, определяя $\dot{P}_b$. Оставшиеся два параметра r и s определяют задержку времени, обусловленную эффектом Шапиро, и связаны с гравитационным полем компаньона. При достижении достаточной точности временных измерений эти параметры можно получить из наблюдений, только если орбита двойной системы видна почти с ребра.

8.2. Релятивистские эффекты в пульсаре Халса–Тейлора

Орбитальный период пульсара PRS 1913+16 равен $P_b \approx 7,8$ ч, эксцентриситет $e \approx 0,61$, функция масс пульсара $f_A \approx 0,13 M_{\odot}$. Функция масс определяется из законов Кеплера [65]

$$f_A(M) = \frac{M_B^3 \sin^3 i}{(M_A + M_B)^2} = 10385 \times 10^{-11} (1-e)^{3/2} K_A^3 P_b. \quad (19)$$

Здесь массы взяты в массах Солнца, период двойной системы выражен в сутках, полуамплитуда кривой лучевых скоростей пульсара K_A выражена в км с⁻¹, i — угол наклона орбиты, $i = 90^\circ$ для орбиты, видимой с ребра. В правой части этой формулы стоят наблюдаемые величины, что позволяет вычислить функцию масс. В таблице 1 приведены вместе с неопределенностями (1σ) параметры пульсара, включая три релятивистских параметра $\langle \dot{\omega} \rangle$, γ , $\dot{P}_b$, полученных путем подгонки измерений времен прихода импульсов с 1981 по 2001 гг. [66]. Достигнутый уровень точности настолько высок, что оказывается необходимым учесть небольшие кинематические поправки (примерно 0,5 % от наблюдаемого P_b), связанные с ускорением солнечной системы и двойной системы с подкрученным пульсаром в гравитационном поле Галактики [67]. После учета всех этих факторов было получено, что все параметры согласуются с ОТО с точностью лучше 0,4 % (см. рис. 3).

Таблица 1. Измеренные параметры орбиты PSR 1913+16 [66]

Параметр	Значение	Неопределенность
$a \sin i/c$, с	2,341774	0,000001
e	0,6171338	0,0000004
P_b , сут	0,322997462727	0,000000000005
ω_0 , град	226,57518	0,00004
$\langle \dot{\omega} \rangle$, град год ⁻¹	4,226607	0,000007
γ , с	0,004294	0,000001
$\dot{P}_b$, 10 ⁻¹² с с ⁻¹	-2,4211	0,0014

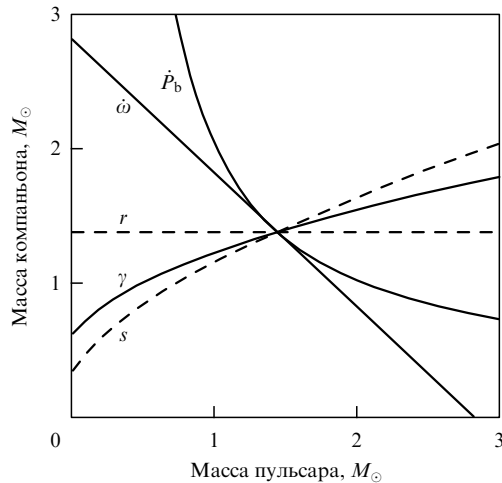


Рис. 3. Наблюдательные ограничения на массы звезд в двойном пульсаре PRS 1913+16. Сплошные кривые соответствуют уравнениям (14)–(16) при учете измеренных значений $\dot{\omega}$, γ и $\dot{P}_b$. Пересечения этих кривых в одной точке (в пределах экспериментальной неопределенности порядка 0,35 % в $\dot{P}_b$) устанавливает существование гравитационных волн. Штриховые линии соответствуют *предсказанным* значениям параметров r и s . Эти значения могут стать измеримыми при дальнейшем улучшении качества данных [67].

9. Два пульсара в двойной системе: самая тесная пара нейтронных звезд — лучшая лаборатория для проверки ОТО

9.1. Времена прихода импульсов в двойном пульсаре

Об открытии ПП J0737–3039A с периодом 23 мс, входящего в пару с другим компактным объектом, имеющим орбитальный период 2,4 ч и слабо эксцентрическую орбиту ($e = 0,0878$), было сообщено в [68]. Параметры двойной системы указывали на то, что компактным компаньоном является нейтронная звезда. В [2] этот компаньон был открыт в виде радиопульсара J0737–3039B с периодом 2,8 с. Таким образом, впервые была обнаружена двойная система, состоящая из двух радиопульсаров, подкрученного и обыкновенного. Эта система имеет самый маленький орбитальный период из всех ПП с двумя нейтронными звездами. Вместе с наличием в ней двух пульсаров с достаточно узкими импульсами это дает беспрецедентные возможности для проверки фундаментальных законов гравитационной физики и делает ее замечательной лабораторией для исследований в области релятивистской астрофизики. Для пульсара А в течение примерно года были измерены все пять релятивистских параметров (14)–(18). Наряду с проверкой ПК параметров, новые дополнительные возможности проверки ОТО (по сравнению с пульсаром Халса–Тейлора) открываются здесь, благодаря возможности измерения параметров орбит у обоих пульсаров в паре. Так как пульсар А вращается значительно быстрее, а также является более ярким объектом всегда, за исключением ~ 27 -секундного затмения, времена прихода импульсов у пульсара А измеряются значительно точнее, чем у пульсара В, поэтому ПК параметры орбиты пульсара А определяются с гораздо большей точностью. Измеряя проекции больших полуосей орбит обоих пульсаров А (x_A) и В (x_B), из третьего закона Кеплера можно получить точное значение для отношения масс обеих звезд

$$R(M_A, M_B):$$

$$R(M_A, M_B) \equiv \frac{M_A}{M_B} = \frac{x_B}{x_A}. \quad (20)$$

По крайней мере, в первом ПН порядке это простое соотношение для R остается справедливым в любой релятивистской теории гравитации [69]. Еще важнее то, что величина R не зависит не только от теории, но и от эффектов сильного поля самогравитации, которые влияют на ПК параметры. Это позволяет получить новое строгое ограничение на теорию гравитации, так как любая комбинация масс, определенная из измерений ПК параметров, должна соответствовать отношению масс, полученному из третьего закона Кеплера. В сочетании с пятью известными ПК параметрами это дополнительное ограничение в двойном пульсаре позволяет выявить наиболее переопределенную к настоящему времени систему, в которой большинство эффектов может быть изучено в приближении сильного поля. Из-за излучения гравитационных волн расстояние между пульсарами в паре уменьшается со скоростью 7 мм сут^{-1} . Однозначное соотношение между массами, справедливое как в ОТО, так и в любой другой теории гравитации, может быть использовано при построении графиков всех ПК параметров на диаграмме с массами M_A и M_B по осям. Все эти графики должны пересекаться с известной прямой $R = \text{const}$ в одной точке в случае использования правильной теории гравитации (в данном случае ОТО). Подобные тесты до сих пор были возможны только для PSR B1913+16 [66] и для PSR B1534+12 [70]. Однако ни разу не удавалось получить сразу столько кривых на плоскости $M_A - M_B$, как для системы из двух пульсаров, представленных на рис. 4 из [71].

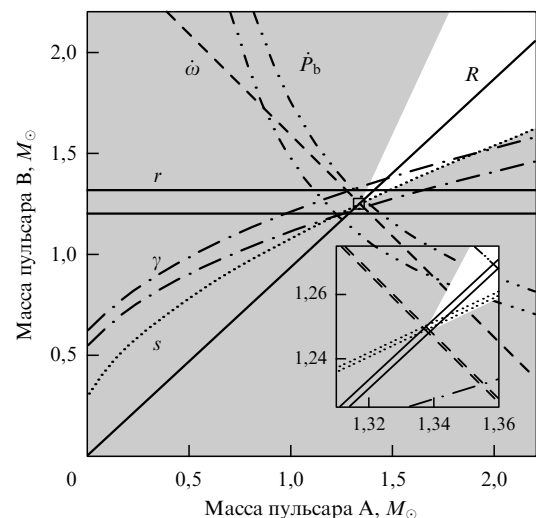


Рис. 4. Наблюдательные ограничения на массы нейтронных звезд в паре пульсаров J0737–3039 на плоскости $M_A - M_B$. Затенена область масс, которая запрещена функциями масс обоих пульсаров (19). Другие ограничения показаны парами линий, между которыми расположены разрешенные в ОТО области масс, задаваемые соответствующими ПК параметрами ($\dot{\omega}$, γ , $\dot{P}_b$, r и s), с известным отношением масс, соответствующим линии R . В квадрате справа дана увеличенная в 16 раз диаграмма для малой области вокруг пересечения областей трех наиболее сильных ограничений ($\dot{\omega}$, R , s). Разрешенная область находится на пересечении всех трех полос.

По другой счастливой случайности система из двух пульсаров наблюдается почти с ребра, что позволило определить с большой точностью параметры запаздывания Шапиро. Благодаря такой геометрии оказалось возможным исследовать магнитосферы пульсаров при их взаимодействии [72], затмение сигнала от пульсара А и другие эффекты такого взаимодействия [2, 73, 74]. Эти эффекты должны будут учитываться при анализе времен прихода импульсов (ВПИ), где возможно нарушение предположения о "чистой" системе гравитирующих точечных масс. Хотя до сих пор все исследования подтверждали предположение о "чистоте" данной системы, следует иметь в виду, что все они проводились в предположении постоянного усредненной формы импульсов с большим отношением сигнала к шуму [75]. Изменения в форме импульсов могли бы привести к систематическим изменениям в измеряемых ВПИ, поэтому необходимо детальное изучение профилей пульсаров А и В для выявления каких-либо изменений в формах импульсов со временем. Для двойного пульсара имеются следующие причины таких изменений.

В ОТО собственная система свободно падающего объекта испытывает прецессию относительно удаленного наблюдателя, называемую геодезической прецессией, которая является результатом спин-орбитального взаимодействия, подобно спин-орбитальному взаимодействию в атомной физике [76]. Спин пульсара прецессирует относительно вектора полного углового момента, изменяя относительную ориентацию пульсаров относительно друг друга и относительно Земли. Так как орбитальный угловой момент значительно больше собственных угловых моментов нейтронных звезд, то полный угловой момент практически совпадает с орбитальным. Скорость прецессии [77] зависит от периода и эксцентриситета орбиты, а также от масс пульсаров M_A и M_B . Для орбитального периода двойного пульсара периоды прецессии, получаемые из ОТО, составляют 75 лет для А и 71 год для В.

Геодезическая прецессия напрямую влияет на ВПИ, так как она приводит к изменению со временем направления спинов звезд и, как следствие, к изменению эффектов абберации [69]. Эти изменения влияют на "наблюдаемые" значения проекции большой полуоси и эксцентриситета, которые за счет переменной абберации отличаются от "внутренних" значений, что позволит потенциально уточнить геометрию системы [78]. Другим следствием геодезической прецессии являются вековые изменения формы импульса обоих пульсаров, связанные с прецессией пульсарного луча вместе с осью вращения, а также с изменениями угла между осью вращения и осью пульсара.

9.2. Результаты анализа данных [71]

В течение 15 месяцев наблюдений не было обнаружено какое-либо изменение среднего профиля у пульсара А. Благодаря этому анализ ВПИ пульсара А сильно упрощается, однако возможность обнаружения таких изменений в будущем не исключена. Хотя малость эффекта геодезической прецессии может быть связана с почти параллельными векторами спина пульсара А и вектором орбитального момента, не исключено, что эта малость объясняется тем, что система находится в фазе прецессии, когда она трудно наблюдаема. Именно такая ситуация имела место для пульсара PSR B1913+16 [79].

Хотя допустимым остается довольно большой диапазон параметров геометрии системы, некоторые модели, предсказывавшие сильные изменения профиля, уже можно исключить [80].

В отличие от пульсара А аналогичное изучение изменений профиля пульсара В показало заметное вековое изменение профиля наряду с орбитальным. Вместе с профилем изменяется также орбитальная кривая блеска пульсара В. Это может быть связано с изменением взаимодействия двух пульсарных магнитосфер, вызванным изменением геометрии системы в ходе геодезической прецессии. Учет этих изменений требует существенного усложнения анализа данных по ВПИ, предварительные результаты которого приведены в табл. 2. Результаты анализа данных по ВПИ показали удивительно малую скорость собственного движения

Таблица 2. Наблюдаемые и вычисленные параметры пульсаров PSR J0737–3039А и В. В скобках указаны стандартные (1σ) ошибки в единицах последней значащей цифры [2, 71]

Параметр	Пульсар	
	PSR J0737-3039A	PSR J0737-3039B
Период пульсара P , мс	22,699378556138(2)	2773,4607474(4)
Производная периода $\dot{P}$	$1,7596(2) \times 10^{-18}$	$0,88(13) \times 10^{-15}$
Прямое восхождение α (J2000)	$07^h 37^m 51^s, 24795(2)$	
Склонение δ (J2000)	$-30^\circ 39' 40'', 7247(6)$	
Мера дисперсии DM, см $^{-3}$ пк	48,914(2)	48,7(2)
Орбитальный период P_b , сут	0,1022515628(2)	
Эксцентриситет e	0,087778(2)	
Скорость прецессии периастра $\dot{\omega}$, град год $^{-1}$	16,900(2)	
Проекция большой полуоси $x = a \sin i / c$, с	1,415032(2)	1,513(4)
Параметр гравитационного смещения γ , мс	0,39(2)	
Параметр задержки Шапиро $s = \sin i$	0,9995(4)	
Параметр задержки Шапиро r , мкс	6,2(6)	
Скорость уменьшения орбитального периода $\dot{P}_b$, 10^{-12}	$-1,20(8)$	
Отношение масс $R = M_A / M_B$	1,071(1)	
Плотность потока на 1390 МГц, мЯн	1,6(3)	0–1,3(3)
Характеристический возраст τ , 10^6 лет	210	50
Напряженность магнитного поля на поверхности B , Гс	$6,3 \times 10^9$	$1,6 \times 10^{12}$
Потери вращательной энергии $\dot{E}$, эрг с $^{-1}$	5800×10^{30}	$1,6 \times 10^{30}$
Функция масс, $M_\odot$	0,29097(1)	0,356(3)
Расстояние, кпк	$\sim 0,6$	

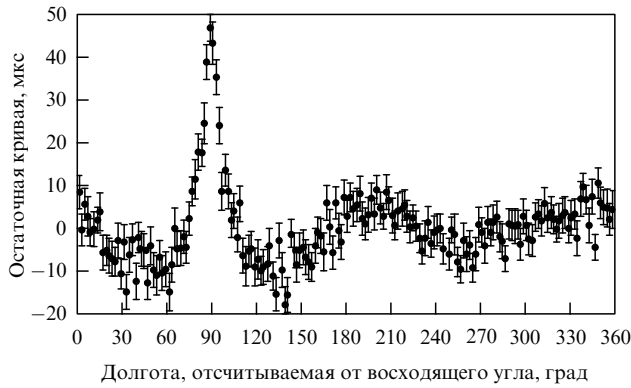


Рис. 5. Эффект задержки Шапиро, обусловленный гравитационным потенциалом пульсара В при наблюдении ВПИ пульсара А. Показана остаточная кривая, получающаяся после учета всех ПК эффектов, приведенных в табл. 2, кроме параметров задержки Шапиро l и s . Структура слева связана с самой сильной гармоникой задержки Шапиро, оставшейся после учета других ПК параметров.

системы (30 км ч^{-1}) с учетом меры дисперсии, указывающей на расстояние в 600 пк [81]. Столь медленное собственное движение может быть обусловлено слабостью отдачи при взрыве сверхновой с образованием пульсара В [82], что согласуется с малым наблюдаемым эксцентриситетом системы, свидетельствующим в пользу малого выброса массы при втором коллапсе [83]. Изучение эффектов ОТО облегчается при малом собственном движении системы, так как последнее вносит вклад в наблюдаемое увеличение $\dot{P}_b$ из-за относительного движения, приводящего к отрицательному угловому ускорению системы [84, 85]. При столь малом собственном движении его вклад в увеличение периода много меньше 1 %.

Наиболее точно измеренные параметры из табл. 2: отношение масс R , скорость движения периастра $\dot{\omega}$ и параметр задержки Шапиро s уже могут быть использованы для проверки теории гравитации (рис. 5). Предполагая, что правильной теорией гравитации является ОТО, получаем из (14) полную массу системы, которая в комбинации с известным отношением масс позволяет определить $M_A = 1,338 \pm 0,001 M_\odot$ и $M_B = 1,249 \pm 0,001 M_\odot$. Используя эти значения масс, можно вычислить из ОТО параметр задержки Шапиро s и сравнить его с наблюдаемым. В [71] получено $s^{\text{ОТО}}/s^{\text{набл}} = 1,0002^{+0,0011}_{-0,0006}$. Таким образом, ОТО согласуется с этим тестом на уровне 0,1 %, что к настоящему времени является наилучшей проверкой правильности ОТО в пределе сильного поля.

9.3. Дальнейшие перспективы

Через несколько лет, благодаря большему времени наблюдений и использованию лучших инструментов, появится возможность измерения дополнительных ПК параметров [69], включая ПК члены разложения более высокого порядка. В частности, появится возможность исследования влияния спина нейтронных звезд на их орбитальное движение, отсутствующее в ньютоновской теории. Этот эффект должен наблюдаться в виде вековых [77] и периодических [86] изменений наблюдаемого значения $\dot{\omega}$. Для системы J0737–3039 этот эффект должен быть примерно на порядок сильнее, чем для пульсара PSR B1913+16, составляя 2×10^{-4} град год $^{-1}$ для

пульсара А. Измерение этого эффекта даст возможность впервые определить момент инерции нейтронной звезды [79, 87].

При достаточно точном измерении параметра задержки Шапиро s и отношения масс R ожидаемое значение $\dot{\omega}_{\text{exp}}$ может быть найдено как точка пересечения. Это значение можно сравнить с наблюдаемым значением $\dot{\omega}_{\text{obs}}$, которое задается в виде [87]

$$\dot{\omega}_{\text{obs}} = \dot{\omega}_{\text{1PN}} [1 + \Delta\dot{\omega}_{\text{2PN}} - g^A \Delta\dot{\omega}_{\text{SO}}^A - g^B \Delta\dot{\omega}_{\text{SO}}^B]. \quad (21)$$

Здесь два последних члена связаны с вкладом спинов обоих пульсаров, причем $g^{A,B}$ зависят от геометрии, а $\Delta\dot{\omega}_{\text{SO}}^{A,B}$ появляются в результате релятивистского спин-орбитального взаимодействия, формально на уровне первого члена разложения 1ПН. Однако в двойном пульсаре эти члены оказываются сравнимыми со вторыми членами разложения 2ПН [86], и их учет станет необходим только при учете более высоких членов разложения в $\dot{\omega}$. Величина $\Delta\dot{\omega}_{\text{SO}} \propto I/PM^2$ [87], поэтому при точном знании масс M можно измерить момент инерции I нейтронной звезды, что даст уникальную возможность для изучения уравнения состояния вещества при сверхвысоких плотностях и давлениях.

9.4. Прошлое и будущее пульсаров в паре

В результате излучения гравитационных волн звезды в паре будут сближаться и сольются примерно через 85 млн лет. Это открытие существенно увеличивает оценку вероятности обнаружения слияния двух нейтронных звезд по их гравитационному излучению на детекторах гравитационных волн [68]. Измерения изменений частоты импульсов сразу двух пульсаров при их движении в общем гравитационном поле позволяет увеличить точность при проверке справедливости ОТО и существования гравитационного излучения. Свойства пульсаров в данной паре полностью удовлетворяют эволюционной схеме образования двойного пульсара, предложенной в [6]. Согласно этой схеме 23-миллисекундный пульсар ускорил свое вращение в процессе аккреции, одновременно уменьшив свое магнитное поле из-за экранирования упавшей на него плазмой. Второй пульсар с периодом 2,8 с появился позже в результате второго взрыва сверхновой, который не разрушил пару. Следовательно, миллисекундный пульсар в этой паре должен быть старше и иметь более слабое магнитное поле. И в самом деле, магнитное поле 23-миллисекундного пульсара оказалось равным $B_{\text{ms}} = 6,3 \times 10^9$ Гс, а его характерный возраст $\tau = 210$ млн лет. Нормальный 2,8-секундный пульсар имеет поле $B_n = 1,6 \times 10^{12}$ Гс и возраст $\tau = 50$ млн лет [2]. Массы нейтронных звезд в этой системе оцениваются в $1,34 M_\odot$ для 23-миллисекундного пульсара и $1,25 M_\odot$ для 2,8-секундного пульсара.

Зная современные параметры данной системы, можно проследить [83] ее дальнейшую и предыдущую эволюцию, так как единственным физическим процессом, меняющим параметры двойной системы, является гравитационное излучение. Действующие в обычных звездах магнитный звездный ветер и приливное взаимодействие не играют роли в системе двух нейтронных звезд. Изменение большой полуоси двойной системы a и эксцентриситета e с массами звезд m_1 и m_2 под действием гравитационного излучения определяется, после усреднения по периоду, следующей системой

уравнений [88]:

$$\frac{da}{dt} = -\frac{64}{5} \frac{m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{a^3 (1 - e^2)^{7/2}} \left(1 + \frac{73}{24} e^2 + \frac{37}{96} e^4 \right), \quad (22)$$

$$\frac{de}{dt} = -\frac{304}{15} \frac{m_1 m_2 (m_1 + m_2) e}{a^4 (1 - e^2)^{5/2}} \left(1 + \frac{121}{304} e^2 \right). \quad (23)$$

Современные параметры двойной системы таковы [2]:

$$\begin{aligned} m_1 &= 1,34 M_\odot \text{ (миллисекундный пульсар)}, \\ m_2 &= 1,25 M_\odot, \quad e_0 = 0,0878, \\ P_{b0} &= 0,102 \text{ сут} = 8,83 \times 10^3 \text{ с}, \quad a_0 = 8,8 \times 10^{10} \text{ см}. \end{aligned} \quad (24)$$

Последнее значение в (24) получено из третьего закона Кеплера

$$\frac{a^3}{P_b^2} = \frac{G(m_1 + m_2)}{4\pi^2} \quad (25)$$

для известных масс звезд и периода двойной системы P_{b0} . Интегрируя систему (22), (23), получаем зависимости $a(t)$, $e(t)$, $P_b(t)$ при интегрировании в будущее (рис. 6) и при интегрировании в прошлое (рис. 7). Время жизни системы до ее слияния согласно рис. 6 составляет 84 млн лет в соответствии с оценкой, приведенной в [2]. Интегрирование в прошлое показывает, что за характерное время жизни второго (50 млн лет) и миллисекундного (210 млн лет) пульсаров параметры системы меняются очень мало (рис. 7). В то же время трудно себе представить, что после коллапса и взрыва второго компаньона эксцентриситет системы e не увеличился, как это наблюдается у других двойных систем, состоящих из двух нейтронных звезд, имеющих $e > 0,18$, например $e = 0,617$ (PSR 1913+16) и $e = 0,68$ (PSR 2127+11C) [28, 51]. Таким образом, либо следует принять, что оценки возраста пульсаров, сделанные по измерениям замедления их вращения, сильно занижены, либо второй коллапс в данной системе действительно проходил практически без выброса вещества, не увеличивая эксцентриситета. Возможно, что в столь тесной паре на стадии предсверхновой произошло полное выравнивание периодов орби-

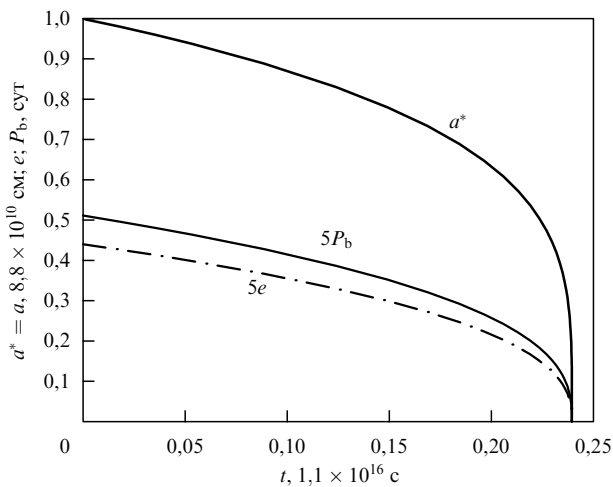


Рис. 6. Эволюция параметров двойной системы: большей полуоси a , орбитального периода P_b и эксцентриситета e под действием гравитационного излучения [83].

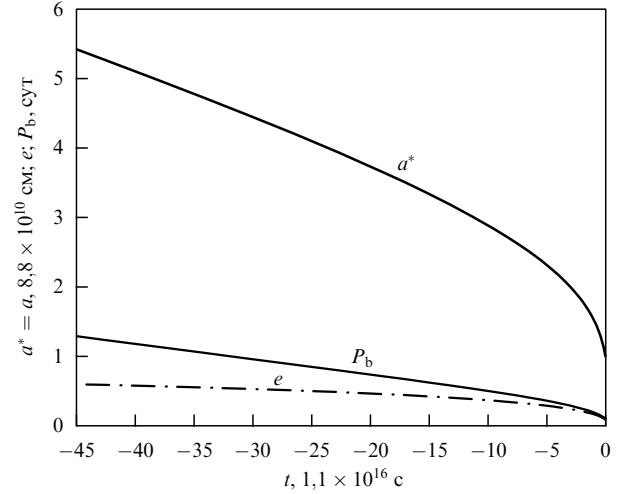


Рис. 7. Возможная прошлая эволюция параметров двойной системы: большей полуоси a , орбитального периода P_b и эксцентриситета e под действием гравитационного излучения [83].

тального и осевого вращений. В этом случае период вращения второй нейтронной звезды после ее образования составил бы 10–100 мс и ее энергия была бы недостаточна для магниторотационного взрыва [89], а выброс вещества был пренебрежимо мал. В пользу интенсивной в прошлом приливной релаксации в данной системе свидетельствует и наблюдаемость обоих пульсаров, что возможно при близости диаграмм направленности. Если бы мы имели дело со старой системой, то 7 млрд лет тому назад параметры системы, эволюционировавшей только под действием гравитационного излучения, были бы таковы: $a = 3,76 a_0$, $P = 0,73 \text{ сут}$, $e = 0,5$.

10. Слияние двух нейтронных звезд: гравитационно-волновые и гамма-всплески

Основной всплеск гравитационного излучения при сближении нейтронных звезд в паре (НП) происходит непосредственно перед их слиянием. НП являются основными потенциальными объектами наблюдений гравитационных волн. К настоящему времени наиболее чувствительными из действующих являются наземные лазерные интерферометры ЛИГО [90] (LIGO — Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory), GEO [91] (GEO) и ВИРГО [92] (VIRGO). Оценки частоты слияний релятивистских звезд (нейтронных звезд и черных дыр) очень важны для выработки стратегии строительства гравитационно-волновых интерферометров [93, 94]. Эти оценки связаны с частотой слияний в окружающем объеме, из которого гравитационно-волновой сигнал может быть зафиксирован, зависящей от мощности источника и чувствительности приемника. Для оценок можно использовать теоретический подход, основанный на расчетах звездной эволюции и наблюдаемой частоте вспышек сверхновых. Более надежным представляется эмпирический подход, основанный на свойствах известных тесных НП, при учете эффектов селекции, однако и здесь неопределенность оценок превышает два порядка величины [95] ввиду малого числа известных тесных НП. Время жизни НП PSR J0737–3039 до слияния (около

Таблица 3. Параметры трех тесных НП: период пульсара P , орбитальный период P_b , эксцентриситет орбиты e , характеристический возраст пульсара $\tau_c = P/2\dot{P}$, ожидаемое время слияния τ_g за счет излучения гравитационных волн [28, 95]

Параметр	Пульсар		
	B1534+12	B1913+16	B2127+11C
P , мс	37,9	59,0	30,5
P_b , сут	0,42	0,32	0,34
e	0,27	0,62	0,68
τ_c , 10^8 год	2,5	1,1	0,97
τ_g , 10^8 год	27	3,0	2,2

85 млн лет) примерно в 3,5 раза меньше, чем у пульсара PSR B1913+16, что ведет к увеличению оценок ожидаемой частоты слияний [68]. В [95] для оценки ожидаемой частоты слияний, помимо учета свойств этой тесной НП, использовался также усовершенствованный статистический метод [96]. Этот метод позволил построить кривую вероятности ожидаемой частоты слияний, исходя из свойств четырех известных тесных НП, время слияния которых меньше космологического. Помимо двух обсуждавшихся выше НП к ним относится ПП B1534+12 и B2127+11C (табл. 3).

НП B2127+11C расположена в шаровом скоплении M15 и, как показал анализ в работе [97], частота слияний подобных НП в Галактике пренебрежимо мала по сравнению с частотой слияния НП поля, поэтому анализ частоты слияний в [95] был проведен фактически с учетом свойств только трех остальных НП. В [96] показано, что форма кривой распределения вероятностей слияний по времени слабо зависит от параметров. В то же время скорость в максимуме кривой вероятности существенно определяется наклоном функции светимости радиопульсаров, а также физическим минимумом светимости пульсаров. Ограничения на эти параметры были получены в [98] и использовались при расчетах в работе [95]. Полное время жизни пульсара J0737–3039, определяемое как сумма $\tau_c + \tau_g$ было принято равным $100 + 85 = 185$ млн лет [68].

10.1. Частота слияний нейтронных звезд в Галактике и регистрация гравитационно-волновых импульсов

Для модели эволюции пульсаров из [98] получена [95] средняя частота слияний в Галактике $\mathcal{R} = 83 \text{ Мгод}^{-1}$. Доверительные интервалы для 68%-ной и 95%-ной вероятностей равны 40–170 и 20–290 Мгод^{-1} соответственно. Ожидаемая частота регистрации гравитационно-волнового импульса, приходящего от окружающих галактик, составляет в среднем 0,035 и 190 событий в год для начального (детектирует события в радиусе 20 Мпк) и усовершенствованного (будет детектировать события в радиусе 350 Мпк) интерферометра ЛИГО соответственно, а соответствующие доверительные интервалы на уровне 95 % равны 0,007–0,12 и 40–660 событий в год [95].

По сравнению с предыдущими расчетами [96] $\mathcal{R}$ увеличилась в 6,4 раза за счет учета вновь открытого пульсара J0737–3039, роль которого преобладает при вычислении полной вероятности, что видно из рис. 8. Такое преобладание связано, во-первых, с большим

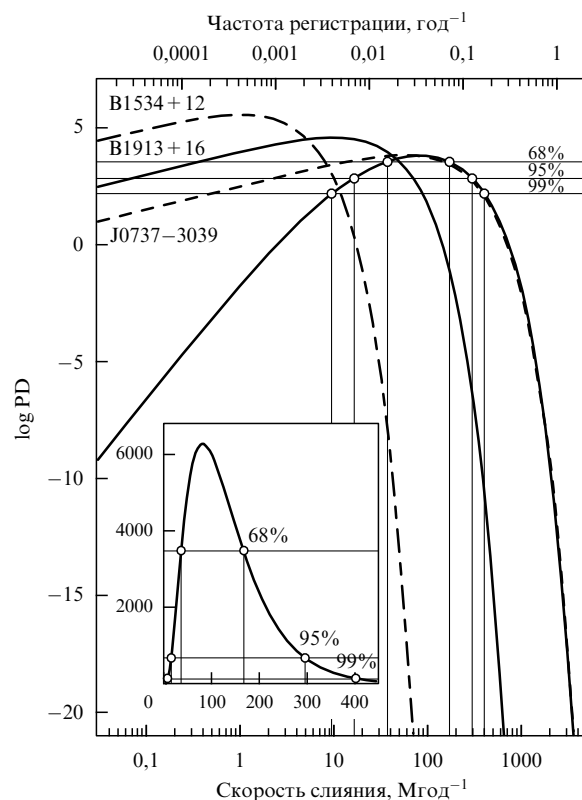


Рис. 8. Логарифм плотности вероятности ($\log PD$), характеризующий скорость слияния НП звезд в Галактике (нижняя ось) и предсказанную частоту регистрации слияний на начальном варианте интерферометра ЛИГО (верхняя ось). Расчеты проведены с использованием данных о трех НП и с учетом ограничений из [98]. Сплошная линия дает полную вероятность регистрации, а штриховые линии соответствуют каждому пульсару в отдельности. На вставке полная плотность вероятности, а также линии уровней, соответствующие доверительным интервалам 68, 95 и 99 %, приведены в линейной шкале [95].

числом НП типа J0737–3039 (1700) по сравнению с НП типа B1913+16 (700) и B1534+12 (500) и, во-вторых, с более коротким полным временем жизни J0737–3039 (185 млн лет) по сравнению с двумя другими (365 млн лет для B1913+16 и 2,9 млрд лет для B1534+12). Исследование более широкого класса моделей эволюции пульсаров показало, что для всех из них учет пары J0737–3039 приводит к росту частоты слияний в 5–7 раз, хотя сами частоты могут отличаться для разных моделей более чем в 50 раз [95].

10.2. Слияния нейтронных звезд и гамма-всплески

Слияние нейтронных звезд ведет к быстрому выделению огромной энергии, поэтому давно рассматривается в качестве механизма производства космических гамма-всплесков [93, 99]. Обнаружение космологической природы гамма-всплесков (ГВ) по измерению красных смещений линий в спектрах их оптических послесвечений указало на огромные масштабы энерговыделения, которые не могут быть получены в результате таких слияний. Слияние нейтронных звезд численно исследовалось в [100, 101]. Здесь гамма-излучение обусловлено аннигиляцией ($\nu, \bar{\nu}$), и выход энергии оказывается недостаточным для объяснения самых мощных космологических гамма-всплесков (КГВ), даже в предположении

сильной направленности излучения КГВ. Энергия, излучаемая только в оптическом послесвечении гамма-всплеска GRB 990123 [102, 103], примерно на порядок превышает полный выход энергии излучения в этой модели.

Космологическое происхождение установлено пока для определенного класса ГВ, имеющих достаточно большую длительность (несколько сот секунд) и сложную многопиковую кривую блеска. Около 40 % ГВ состоят из одного короткого импульса длительностью меньше 1 с. Вполне возможно, что короткие ГВ не имеют столь сильного энерговыделения и могут быть связаны со слиянием НП звезд.

При существенном различии масс нейтронных звезд в паре процесс слияния может сопровождаться интенсивным перетеканием вещества на более массивную звезду. Когда в результате перетекания масса "легкой" нейтронной звезды уменьшится до примерно $0,09 M_{\odot}$, она перестает находиться в гидростатическом равновесии и начинает быстро терять массу путем истечения, пока не произойдет полный разлет звезды. Это происходит потому, что нейтронная звезда очень малой массы, в силу особенностей уравнения состояния, обладает положительной полной энергией. Так как все характерные времена в нейтронной звезде не превышают долей секунды, истечение и последующий разлет могут рассматриваться внешним наблюдателем как разные этапы одного и того же взрыва. Подобная эволюция НП впервые исследована в [104]. Там же было отмечено, что разлет маломассивной нейтронной звезды, возможно, сопровождается гамма-всплеском из-за протекания цепной ядерной реакции, рассмотренной ранее [105]. В применении к ГВ эта реакция рассматривалась в веществе, вышедшем в результате звездотрясения на поверхность нейтронной звезды и состоящем из сверхтяжелых переобогащенных нейтронами ядер из более глубоких слоев.

11. Заключение

Если первый радиопульсар в тесной двойной системе был обнаружен через 7 лет после открытия радиопульсаров, то для обнаружения тесной пары двух радиопульсаров потребовалось почти 30 лет. Это свидетельствует о большой редкости таких пар и, видимо, связано с большой вероятностью того, что большинство нейтронных звезд в паре имеют разные диаграммы направленности и не могут быть одновременно видимы с Земли. Такое рассогласование могло возникнуть в результате несимметричного взрыва сверхновой, где эффекты отдачи могли изменить направления векторов углового момента нейтронных звезд и нарушить их согласованность, которая могла быть установлена приливными взаимодействиями на спокойных стадиях эволюции. Несимметричность может возникнуть при магниторотационном взрыве сверхновой с коллапсирующим ядром, когда оси вращения и магнитного поля не совпадают, и где, как показано в [106], очень существенно развитие магниторотационной неустойчивости.

Не случайным представляется обнаружение удивительно медленного собственного движения пары двух пульсаров. Это может быть связано с малой степенью асимметрии взрыва, малостью эффекта отдачи и слабого рассогласования угловых моментов, благодаря чему оба

пульсара видны с Земли. Из этого можно сделать вывод, что поиск подобных объектов следует вести вблизи плоскости Галактики, где остаются пульсары с медленным собственным движением и слабой асимметрией взрыва.

Измерения пяти ПК параметров в системе из двух пульсаров позволили сразу с большой точностью определить отношение масс, а дальнейшие измерения времен прихода импульсов от обоих пульсаров позволят сильно увеличить точность определения этих параметров, а также наблюдательно исследовать другие релятивистские эффекты. В результате этого либо значительно увеличится достоверность ОТО, либо появятся данные о необходимости ее модификации.

Выражаю искреннюю благодарность Б.В. Комбергу за обсуждение и полезные замечания. Данная работа была поддержана грантом РФФИ № 05-02-17697А.

Список литературы

1. Hulse R A, Taylor J H *Astrophys. J. Lett.* **195** L51 (1975)
2. Lyne A G et al. *Science* **303** 1153 (2004)
3. Hewish A et al. *Nature* **217** 709 (1968)
4. Шварцман В Ф *Астрон. журн.* **48** 438 (1971)
5. Johnston S et al. *Astrophys. J. Lett.* **387** L37 (1992)
6. Бисноватый-Коган Г С, Комберг Б В *Астрон. журн.* **51** 373 (1974)
7. Бисноватый-Коган Г С *Природа* (2) 15 (1995)
8. Herring C, Pines D *Phys. Today* **28** (11) 46 (1975)
9. Taylor J H et al. *Astrophys. J. Lett.* **206** L53 (1976)
10. Бисноватый-Коган Г С, Комберг Б В, Препринт Пр-269 (М.: ИКИ, 1976)
11. Бисноватый-Коган Г С, Комберг Б В *Письма в Астрон. журн.* **2** 338 (1976)
12. Бисноватый-Коган Г С *Природа* (3) 100 (1975)
13. van den Heuvel E P J *Science* **303** 1143 (2004)
14. Ginzburg V L, Zheleznyakov V V, Zaitsev V V *Astrophys. Space Sci.* **4** 464 (1969)
15. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1962)
16. Pacini F *Nature* **216** 567 (1967)
17. Малов И Ф *Радиопульсары* (М.: Наука, 2004)
18. Goldreich P, Julian W H *Astrophys. J.* **157** 869 (1969)
19. Lyne A G, Graham-Smith F *Pulsar Astronomy* 2nd ed. (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1998)
20. Trimble V, Rees M, in *The Crab Nebula: Proc. of the IAU Symp. No. 46, Jodrell Bank, England, August 5–7, 1970* (Eds R D Davies, F Graham-Smith) (Dordrecht: Reidel, 1971) p. 273
21. Wijnands R, van der Klis M *Nature* **394** 344 (1998)
22. Ruderman M, Shaham J *Comments Mod. Phys. C: Comments Astrophys.* **10** (9) 15 (1983)
23. Galloway D K et al. *Astrophys. J.* **622** L45 (2005); astro-ph/0501064
24. Wijnands R, astro-ph/0501264
25. Бисноватый-Коган Г С *Астрофизика* **31** 567 (1989); **32** 193 (1990)
26. Бисноватый-Коган Г С *Астрофизика* **32** 313 (1990)
27. Lovelace R V E, Romanova M M, Bisnovaty-Kogan G S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **275** 244 (1995)
28. Lorimer D R *Living Rev. Relativity* **4** (6) 5 (2001); astro-ph/0104388
29. Trümper J et al. *Astrophys. J. Lett.* **219** L105 (1978)
30. Байшев А Н, Бисноватый-Коган Г С *Астрон. журн.* **76** 283 (1999)
31. Шеффер Е К и др. *Астрон. журн.* **69** 82 (1992)
32. Scott D M, Leahy D A, Wilson R B *Astrophys. J.* **539** 392 (2000)
33. Ramsay G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **337** 1185 (2002)
34. van den Heuvel E P J, Bitzaraki O *Astron. Astrophys.* **297** L41 (1995)
35. Bisnovaty-Kogan G S *Riv. Nuovo Cimento, Ser. 3* **2** (1) 1 (1979)
36. Choudhuri A R, Konar S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **332** 933 (2002)
37. Cheng K S, Zhang C M *Astron. Astrophys.* **337** 441 (1998)
38. Cheng K S, Zhang C M *Astron. Astrophys.* **361** 1001 (2000)
39. Choudhuri A R, Konar S *Current Sci.* **86** 444 (2004)
40. Бисноватый-Коган Г С, Фридман А М *Астрон. журн.* **46** 721 (1969)

41. Амнуэль П Р, Гусейнов О Х *Астрон. циркуляр* (524) (1969)
42. Shapiro S L, Teukolsky S A *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: the Physics of Compact Objects* (New York: Wiley, 1983)
43. Konar S, Choudhuri A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **348** 661 (2004)
44. Lovelace R V E, Romanova M M, Bisnovaty-Kogan G S *Astrophys. J.* **625** 957 (2005)
45. Michel F C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **267** L4 (1994)
46. Muslimov A, Page D *Astrophys. J. Lett.* **440** L77 (1995)
47. Тутуков А В, Юнгельсон Л Р *Научные информации* **27** 86 (1973)
48. Bhattacharya D, van den Heuvel E P J *Phys. Rep.* **203** 1 (1991)
49. Бисноватый-Коган Г С, Моисеенко С Г *Астрон. журн.* **69** 563 (1992)
50. Bisnovaty-Kogan G S *Astron. Astrophys. Trans.* **3** 287 (1993)
51. Faulkner A J et al. *Astrophys. J.* **618** L119 (2004); astro-ph/0411796
52. Camilo F, Rasio F A, in *Binary Radio Pulsars* (Astron. Soc. of the Pacific Conf. Ser., Vol. 328, Eds F A Rasio, I H Stairs) (San Francisco: ASP, 2005) p. 147
53. Kluzniak W et al. *Nature* **334** 225 (1988)
54. Shklovskii I S *Comments Mod. Phys. C: Comments Astrophys.* **9** (6) 261 (1982)
55. Бисноватый-Коган Г С, Романова М М *Астрон. журн.* **60** 900 (1983)
56. Rasio F A, astro-ph/0212211
57. Rappaport S, Putney A, Verbunt F *Astrophys. J.* **345** 210 (1989)
58. Гуревич Л Э, Левин Б Ю *Астрон. журн.* **27** 273 (1950)
59. Aarseth S J, Lecar M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **13** 1 (1975)
60. Zepolsky H S, Salpeter E E *Astrophys. J.* **158** 809 (1969)
61. Тутуков А В *Научные информации* **11** 69 (1969)
62. Спитцер Л (мл.) *Динамическая эволюция шаровых скоплений* (М.: Мир, 1990)
63. Damour T, Deruelle N *Ann. Inst. Henri Poincaré Sect. A* **44** 263 (1986)
64. Брумберг В А и др. *Письма в Астрон. журн.* **1** 5 (1975)
65. Мартынов Д Я *Курс общей астрофизики* 4-е изд. (М.: Наука, 1988)
66. Weisberg J M, Taylor J H, in *Radio Pulsars* (Astron. Soc. of the Pacific Conf. Ser., Vol. 302, Eds M Bailes, D J Nice, S E Thorsett) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2003) p. 93
67. Taylor J H (Jr.) *Rev. Mod. Phys.* **66** 711 (1994)
68. Burgay M et al. *Nature* **426** 531 (2003)
69. Damour T, Taylor J H *Phys. Rev. D* **45** 1840 (1992)
70. Stairs I H et al. *Astrophys. J.* **581** 501 (2002)
71. Kramer M et al., astro-ph/0503386
72. McLaughlin M A et al. *Astrophys. J. Lett.* **613** L57 (2004)
73. Kaspi V M et al. *Astrophys. J. Lett.* **613** L137 (2004)
74. McLaughlin M A et al. *Astrophys. J. Lett.* **616** L131 (2004)
75. Taylor J H *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A* **341** 117 (1992)
76. Damour T, Ruffini R C.R. *Acad. Sci. Ser. A Sci. Math.* (Paris) **279** 971 (1974)
77. Barker B M, O'Connell R F *Astrophys. J.* **199** L25 (1975)
78. Stairs I H, Thorsett S E, Arzoumanian Z *Phys. Rev. Lett.* **93** 141101 (2004)
79. Kramer M *Astrophys. J.* **509** 856 (1998)
80. Jenet F A, Ransom S M *Nature* **428** 919 (2004)
81. Cordes J M, in *Milky Way Surveys: The Structure and Evolution of our Galaxy* (Astron. Soc. of the Pacific Conf. Ser., Vol. 317, Eds D Clemens, R Y Shah, T Brainerd) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2004) p. 211
82. Piran T, Shaviv N J *Phys. Rev. Lett.* **94** 051102 (2005)
83. Бисноватый-Коган Г С, Тутуков А В *Астрон. журн.* **81** 797 (2004)
84. Шкловский И С *Астрон. журн.* **46** 715 (1969)
85. Damour T, Taylor J H *Astrophys. J.* **366** 501 (1991)
86. Wex N *Class. Quantum Grav.* **12** 983 (1995)
87. Damour T, Schäfer G *Nuovo Cimento* **101** 127 (1988)
88. Лайтман А и др. *Сборник задач по теории относительности и гравитации* (М.: Мир, 1979)
89. Bisnovaty-Kogan G S *Stellar Physics Vol. 2 Stellar Evolution and Stability* (Berlin: Springer, 2002)
90. Abramovici A et al. *Science* **256** 325 (1992)
91. Danzmann K et al., in *First Edoardo Amaldi Conf. on Gravitational Wave Experiments, Frascati, Rome, Italy, 14–17 June 1994* (Edoardo Amaldi Foundation Ser., Vol. 1, Eds E Coccia, G Pizzella, F Ronga) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 100
92. Caron B et al. *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **54** 167 (1997)
93. Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Astrophys. Space Sci.* **252** 401 (1997)
94. Cutler C, Thorne K, in *Proc. of the 16th Conf. on General Relativity & Gravitation, Durban, South Africa, 15–21 July 2001* (Eds N T Bishop, S D Maharaj) (Singapore: World Scientific, 2002) p. 72
95. Kalogera V et al. *Astrophys. J. Lett.* **601** L179; **614** L137 (2004)
96. Kim C, Kalogera V, Lorimer D R *Astrophys. J. Lett.* **584** 985 (2003)
97. Phinney E S *Astrophys. J. Lett.* **380** L17 (1991)
98. Cordes J M, Chernoff D F *Astrophys. J.* **482** 971 (1997)
99. Lipunov V M et al. *Astrophys. J.* **454** 593 (1995)
100. Ruffert M, Janka H-Th *Astron. Astrophys.* **338** 535 (1998)
101. Ruffert M, Janka H-Th *Astron. Astrophys.* **344** 573 (1999)
102. Akerlof C et al. *Nature* **398** 400 (1999)
103. Kulkarni S R et al. *Nature* **398** 389 (1999)
104. Блинников С И и др. *Письма в Астрон. журн.* **10** 422 (1984)
105. Бисноватый-Коган Г С, Четчин В М *УФН* **127** 263 (1979)
106. Ardeljan N V, Bisnovaty-Kogan G S, Moiseenko S G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **359** 333 (2005)

Binary and recycled pulsars: 30 years after the observational discovery

G.S. Bisnovaty-Kogan

Space Research Institute, Russian Academy of Sciences,
ul. Profsoyuznaya 84/32, 117810 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 333-45 88
E-mail: gkogan@iki.rssi.ru

Binary radio pulsars, first discovered by Hulse and Taylor [1] in 1974, are a unique testing tool for general relativity theory (GRT), which confirmed it with precision beyond that of Earth-based experiments and with which, in particular, indirect evidence for gravitational waves has been obtained. Radio pulsars in binaries (which came to be known as recycled) have completed their accretion phase, during which the rotation rate of the neutron star increased — leading to periods of as little as a few milliseconds — and its magnetic field became 2 to 4 orders of magnitude smaller than original. Of about a hundred known recycled pulsars, many turned out to be single neutron stars. The high concentration of single recycled pulsars in globular clusters suggests that stellar encounters are highly instrumental in the loss of the companion. A system of one recycled radio pulsar and one 'normal' one discovered in 2004 is the most compact among binaries containing recycled pulsars [2] — a fact which, together with the presence of two pulsars in one system, holds promise for further improvements in the testing of GRT. This paper examines theoretical evidence for the pulsars as well as discussing their formation and evolution and mechanisms by which their companions may be lost. The use of recycled pulsars in testing GRT is discussed, and their possible relation to the most intriguing objects in the universe — cosmic gamma ray bursts — is examined.

PACS numbers: 04.30.Db, 04.80.Cc, 97.60.Gb, **97.80. – d**

Bibliography — 106 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (1) 59 – 75 (2006)

Received 25 August 2005
Physics – Uspekhi **49** (1) (2006)