

О ПРИРОДЕ ЦЕПОЧКИ УЗЕЛКОВ В ТУМАННОСТИ ВЕЛА

© 2023 г. Г. А. Пономарёв^{1,2}, А. Н. Фурсов², С. С. Фатеева²,
К. П. Левенфиш¹, А. Е. Петров^{1*}, А. М. Красильщиков¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.

После доработки 17.01.2023 г.; принята к публикации 17.01.2023 г.

У пульсарных туманностей наблюдается сложная рентгеновская морфология с большим разнообразием структур — торов, колец, арок, джетов, полосок и узелков. Современные релятивистские магнитогидродинамические (РМГД) модели этих объектов успешно объясняют и воспроизводят их базовую джет-торовую структуру. Между тем природу более тонких рентгеновских деталей джет-торовых туманностей — таких, например, как узелки на внутреннем кольце туманности Краб, или узелки вокруг яркой части юго-восточного джета туманности Вела — еще только предстоит выяснить. Недавно узелки в туманности Краб были интерпретированы как гигантские плазмоиды, возникающие в ее экваториальном поясе — сразу за ударной волной остановки пульсарного ветра — в ходе магнитного пересоединения потоков плазмы различной полярности. В данной работе мы исследуем, могут ли рентгеновские узелки туманности Вела быть связанными с излучением гигантских плазмоидов. В рамках численной РМГД модели мы показываем, что в объектах типа Велы — двухторовых туманностях в трансзвуковом движении относительно внешней среды — условия для наиболее мощного магнитного пересоединения создаются на окраинах рентгеновской туманности, где по обе стороны от ее экваториального пояса регулярно возникают участки повышенной замагниченности. В проекции на небесную плоскость эти участки выстраиваются вдоль двух узких соосных “внешних колец”, из которых наветренное больше подветренного. Из-за разницы колец в размерах их дальние стороны должны быть очень близки друг к другу, если туманность видна с подветренной стороны под тем же углом, что и Вела. Поэтому гигантские плазмоиды с дальней стороны туманности должны концентрироваться в области, имеющей форму узкой дугообразной полоски, ограниченной этими половинками.

Ключевые слова: пульсарные туманности, остатки сверхновых, рентгеновские источники.

DOI: 10.31857/S0320010823020031, **EDN:** PZHUQA

1. ВВЕДЕНИЕ

Пульсар — сильно замагниченная, быстро вращающаяся нейтронная звезда. Большая часть ее вращательных потерь энергии уносится пульсарным ветром — потоком холодной, ультрарелятивистской, бесстолкновительной электрон-позитронной ($e^\pm$) плазмы с замороженным торoidalным магнитным полем. При столкновении с окружающей средой пульсарный ветер тормозится с образованием ударной волны остановки. На ней плазма ветра нагревается, а ее давление, плотность и магнитное поле повышаются скачком. Сразу за фронтом ударной волны $e^\pm$ начинают испускать интенсивное синхротронное излучение, наблюдаемое как яркая туманность вокруг пульсара. Рентгеновское излучение пульсарных туманностей

(ПТ) имеет сложную пространственную структуру (морфологию). Во всех деталях эта морфология изучена пока что у двух объектов, принадлежащих к туманностям с джет-торовой морфологией — у одноторовой туманности Краб (Вайскопф и др., 2000; Хестер и др., 2002; Мори и др., 2004) и двухторовой туманности Вела (Гельфанд и др., 2001; Павлов и др., 2001). В русскоязычной литературе они также известны как Крабовидная туманность и туманность в созвездии Парусов соответственно. Ниже для краткости мы будем использовать имена Краб и Вела для обозначения компактных рентгеновских структур этих объектов.

На рентгеновских картах Краба и Велы видны как крупные регулярные структуры — торы, кольца, джеты, так и мелкие сильно переменные особенности — узелки, полоски, жгуты (см., например, обзоры Хестера, 2008; Каргальцева и др.,

*Электронный адрес: a.e.petrov@mail.ioffe.ru

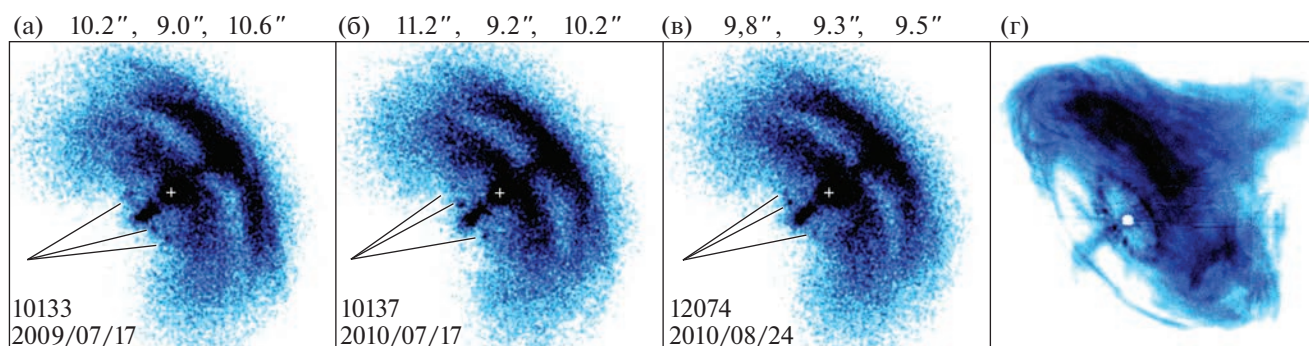


Рис. 1. (а)–(в) — Три отдельных наблюдения пульсарной туманности Вела, сделанные рентгеновским телескопом Chandra (0.5–8 кэВ). Снимки показывают туманность в динамике на масштабах года и месяца. Стрелками помечены крошечные рентгеновские узелки вокруг яркого юго-восточного джета Велы. Хотя эти узелки переменны, на каждом снимке они выстраиваются по дуге. Угловые расстояния от пульсара до узелков (в порядке стрелок, от верхней к нижней) приведены над картами. (г) — Рентгеновское изображение (0.5–8 кэВ) туманности Краб, полученное телескопом Chandra. На дальней от наблюдателя (нижней на карте) стороне внутреннего кольца туманности хорошо заметна цепочка узелков. Шкала яркости на картах инверсная — темные цвета соответствуют наиболее ярким частям туманности.

2015). В то время как природу регулярных структур успешно объясняют численные релятивистские МГД (РМГД) модели туманностей (см., например, Комиссаров, Любарский, 2004; Дель Занна и др., 2004, 2006; Камю и др., 2009; Порт и др., 2014), природу некоторых тонких структур еще только предстоит выяснить.

В данной работе исследуется природа цепочки сильно-переменных рентгеновских узелков вокруг яркого сегмента юго-восточного джета туманности Вела. Эти узелки указаны стрелками на рис. 1, где приведены три отдельных наблюдения Велы рентгеновским телескопом Chandra. Согласно наблюдениям, узелки могут менять свою яркость и положение, появляться и исчезать, но всегда выстраиваются в некое подобие дугообразной цепочки. Скорее всего, эта цепочка подчеркивает дальнюю от наблюдателя сторону какого-либо кольца или тора туманности. Своей узловой структурой цепочка напоминает дальнюю сторону так называемого внутреннего кольца туманности Краб. Снимок последней приведен на рис. 1 справа, где внутри диффузного тора хорошо различимо яркое и узловатое внутреннее кольцо вокруг темной области с пульсаром в центре (цветовая шкала на рисунке инвертирована). Внутреннее кольцо Крабовидной туманности лежит в ее экваториальной плоскости; его часто ассоциируют с экваториальным участком ударной волны остановки ветра. В туманности Вела цепочка узелков смещена к юго-востоку от плоскости экватора, поэтому прямая аналогия с внутренним кольцом туманности Краб для ее интерпретации не применима.

Недавно природа пары десятков узелков на внутреннем кольце в Крабе была исследована Черутти и Джьячинти (2021). Их трехмерное чис-

ленное моделирование методом PIC (Particle-in-Cell — “частица в ячейке”) показало, что узелки могут быть связаны с гигантскими плазмоидами. Последние формируются при магнитном пересоединении в экваториальном токовом слое сразу за фронтом ударной волны остановки пульсарного ветра. Токовый слой разделяет сильно замагниченные истечения противоположной полярности из разных полусфер туманности. В туманностях с одним тором эти разнополярные истечения встречаются сразу за ударной волной остановки (Камю и др., 2009; Порт и др., 2014; Бюлер, Джиоми, 2016; Пономарёв и др., 2019). Если пульсарный ветер сильно замагничен, то в кольцевой области пересоединения в ходе последовательного слияния первичных мелких плазмоедов может возникнуть всего несколько крупномасштабных плазмоедов. Поэтому излучение этой области будет выглядеть не равномерно ярким, а узловатым, как это и наблюдается у внутреннего кольца туманности Краб (рис. 1). Черутти и Джьячинти (2021) пришли к выводу, что для объяснения наблюдаемого числа узелков на этом кольце предпочтительна высокая (по меркам пульсарных туманностей) средняя замагниченность плазмы ветра: $\langle \sigma \rangle \gtrsim 5$, где σ — это отношение плотностей энергии магнитного поля и частиц.

В настоящей работе мы исследуем, может ли цепочка слабых рентгеновских узелков в двухторовой туманности Вела также быть образована плазмоидами, несмотря на то, что узелки расположены заведомо вне экваториального пояса туманности и далеко от фронта ударной волны остановки ветра. На основе численной РМГД-модели туманности типа Велы, мы показываем, что в двухторовых объектах условия для магнитного пересоеди-

нения могут формироваться на окраинах туманности, если последняя взаимодействует с трансзвуковым течением. Согласно радионаблюдениям, Вела действительно движется сквозь натекающий трансзвуковой поток¹. Считается, что этот поток был инициирован прохождением через туманность асимметричной обратной ударной волны сверхновой (Додсон и др., 2003; см. также Шевалье, Рейнольдс, 2011).

2. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для исследования узелков Велы мы используем осесимметричную РМГД модель туманности как независимым описанием “северной” и “южной” полусфер (2.5D модель). Возможность такого подхода обоснована:

(i) наблюдениями Велы. Согласно им, магнитное поле туманности имеет высокоупорядоченную тороидальную геометрию, что следует из карт поляризованного излучения в радио- и рентгеновском диапазонах. Доля поляризованного излучения приближается к своему синхротронному пределу. В радиоизлучении из ближайших окрестностей двойного тора эта доля близка к 60% (Додсон и др., 2003), а в рентгеновском излучении всей туманности она выше 60%, как показывают данные спутника IXPE (Кси и др., 2022). Столь высокая степень поляризации подразумевает низкий уровень крупномасштабной турбулентности сильно замагниченных истечений, ответственных за синхротронное излучение туманности. Турбулентность не разрушает высокоупорядоченное тороидальное магнитное поле, унаследованное этими истечениями от пульсарного ветра. Регулярность магнитного поля является отличительной чертой осесимметричных (2.5D) идеальных РМГД моделей, что обосновывает их применение для моделирования Велы. В отличие от них, в трехмерных (3D) моделях, основанных на бездиссипативной идеальной РМГД, развиваются мощная трехмерная вихревая турбулентность и шланговые (кинковые) неустойчивости, быстро хаотизирующие поле путем переработки его тороидальной компоненты в полоидальную и радиальную;

¹Под “трансзвуковым” понимается движение с числом Маха $M_s \sim 1$, т.е. чуть выше или ниже скорости звука. Почти каждый пульсар однажды совершит переход от дозвукового к сверхзвуковому движению относительно внешней среды — либо повстречав обратную ударную волну сверхновой (как Вела), либо миновав расстояние $\sim 68\%$ от радиуса оболочки остатка сверхновой (согласно оценкам ван дер Свалюва и др., 1998). Исключения составляют лишь пульсары, получившие при рождении скорость в несколько сотен км с⁻¹, которые с самого начала оказываются в сверхзвуковом режиме движения относительно вещества остатка.

(ii) опытом численного моделирования Краба. Его первые 3D модели успешно воспродуцировали его тор, “виспы” и “внутренний узелок”, однако же столкнулись с определенными сложностями. Порт и др. (2014) заметили, что в 3D-модели не формируются хорошо развитые джеты (вместо них видны лишь магнитные шлейфы — plumes), а также не происходит ожидаемой стабилизации ударной волны остановки ветра (в то время как у Краба наблюдается и то, и другое). Затем Олми и др. (2016) использовали значение σ , вытекающее из анализа относительных вкладов в спектр излучения Краба обратного комптоновского и синхротронного излучений, и показали, что в объектах с таким σ джеты должны быть намного мощнее, чем наблюдается у Краба. Опыт с Крабом показывает, что адекватную численную модель этой туманности пока что не удается построить из первых принципов — путем простого подбора комбинации базовых параметров и перехода в 3D — по крайней мере, в рамках идеальной бездиссипативной РМГД;

(iii) опытом моделирования двухторовых туманностей. В осесимметричных моделях не только формируются два тора, но и естественно объясняются другие синхротронные детали Велы (Пономарев и др., 2019, 2021). В своем недавнем обзоре Олми и Буккиантини (2023) подчеркнули, что при описании внутренней туманности Краб 2D и 3D модели дают схожие результаты. Можно ожидать, что для Велы различие между этими моделями должно быть еще менее значимым, поскольку ее магнитное поле гораздо регулярней, а ее двойной тор гораздо компактней, чем у Краба (менее двух радиусов ударной волны против трех у Краба).

Среди множества пульсарных туманностей с джет-торовой рентгеновской морфологией, Вела — пока что единственный известный объект с двумя торами. Помимо двух торов, у Велы имеется еще ряд деталей, аналогов которых нет у Краба. Эти детали столь необычны, что гипотезы об их происхождении даже не рассматривались в научной литературе, насколько нам это известно. Среди них — смещение пульсара от центра нижнего тора; разная величина самих торов; межторовая приосевая деталь, которую Павлов и др. (2001) именуют “внутренним джетом”; яркость именно среднего участка ЮВ джета, а также поперечная полоска в начале этого участка и цепочка узелков вокруг него, и др. Необычность морфологии предполагает, что Вела формировалась при особом сочетании условий. Поиск этого сочетания путем простого перебора базовых параметров потребовал бы огромных компьютерных ресурсов, поскольку морфология ПТ чувствительна к целому ряду параметров пульсара и внешней среды. Более того, опыт с Крабом не исключает, что такой поиск может и

не увенчаться успехом, если моделирование будет ограничено рамками идеальной РМГД. Взамен этого, было бы разумней — по крайней мере, на начальных этапах построения идеальной РМГД модели Велы — испробовать феноменологический подход и попытаться определить физические условия, способствующие формированию отдельных структур туманности и всей их совокупности.

Модельные расчеты показывают, что возникновение двух стабильных торов требует сочетания, как минимум, трех условий — наличия в туманности широкого, медленного слабозамагниченного экваториального истечения, повышенного давления в этом истечении (по сравнению со смежными областями), и повышенной (по сравнению с одноторовыми ПТ) стабильности геометрии ударной волны остановки ветра (Пономарёв и др., 2020). Все три условия способствуют регуляризации сильно замагниченных истечений туманности, бегущих по обе стороны от экваториального пояса, и препятствуют развитию в них сильной турбулентности. Это позволяет истечениям сохранять упорядоченное тороидальное магнитное поле, унаследованное от пульсарного ветра, до самых границ рентгеновской туманности, и препятствует диссипации магнитной энергии. Так что на границах ПТ напряженность магнитного поля оказывается почти столь же высокой, как и вблизи ударной волны торможения пульсарного ветра.

Способ обеспечить повышенное давление на экваторе ПТ очевиден. При большом угле α наклона магнитной оси пульсара к оси его вращения (например, $\alpha \gtrsim 70^\circ$) в пульсарном ветре формируется широкий сектор “полосатого ветра” (striped wind). Этот сектор с угловым размером $\pm\alpha$ (считая от вращательного экватора пульсара) заполнен полосами пульсарной плазмы с переменной магнитной полярностью, при пересоединении которых магнитное поле почти полностью диссипирует (Любарский, 2002). В результате при подходе к ударному фронту “полосатый” ветер оказывается слабо замагниченным; к тому же, он атакует фронт по нормали. Оба обстоятельства приводят к тому, что “полосатый” экваториальный ветер тормозится намного эффективнее, чем высокоширотный “неполосатый” ветер, который замагничен сильно и атакует ударный фронт под косым углом (см., например, Кеннел, Коронити, 1984; Комиссаров, 2012; Дель Занна и др., 2004). Эффективное торможение, согласно соотношениям Ранкина–Гюгонно, сопровождается повышенным ударным сжатием плазмы, так что слабозамагниченный “полосатый ветер” попадает в экваториальный пояс ПТ пересжатым и недорасширенным относительно смежных с ним сильно замагниченных истечений. Его последующее расширение препятствует проникновению в экваториальный пояс

магнитной турбулентности, способствуя тем самым поддержанию пониженной синхротронной светимости этого пояса.

Заметим, однако, что условия долговременного поддержания избыточного давления во всем экваториальном поясе компактной туманности нуждаются в дальнейшем исследовании. Одним из этих условий может быть повышенная стабильность геометрии ударной волны, причины которой также необходимо исследовать. Как отмечалось выше, более чем умеренная активность ударной волны в Крабе резко контрастирует с ее бурной динамикой в РМГД моделях этой туманности. Более того, диффузность излучения в Веле и устойчиво низкая светимость ее экваториального пояса скорее всего означают, что истечения в Веле гораздо регулярнее, чем в Крабе. Иначе бы в ней наблюдались так называемые “виспы”, которых на деле не видно, хотя Вела в 7 раз ближе к нам, чем Краб. (Напомним, что “виспами” называют яркие переменные жгутообразные структуры, которые связывают с крупномасштабными магнитными вихрями, которые развиваются в экваториальном поясе туманности Краб.) Моделирование Порта и др. (2014) и Бюлера и Джиоми (2016) показало, что подвижность ударной волны может быть ослаблена понижением средней замагниченности пульсарного ветра. Однако это ослабление оказывается недостаточным для поддержания регулярности истечений. Раньше или позже, взаимораскачка ударной волны и сброшенных ею потоков плазмы порождает сильную вихревую турбулентность; она начинает возмущать магнитные истечения, вынуждает их вторгаться в экваториальный пояс и разрушать двухторовую структуру. Расчеты Пономарёва и др. (2020) показывают, что другим способом регуляризации геометрии ударной волны и истечений может служить ускоренный отвод плазмы с периферии компактной (рентгеновской) туманности. Именно с периферии в двухторовых объектах начинается накопление магнитной турбулентности, так что отвод оттуда магнитной плазмы и замороженных в нее вихрей препятствует этому накоплению. Отвод также предотвращает накопление избыточной плазмы на средних широтах ПТ, в результате которого давление там могло бы превысить давление в экваториальном поясе и спровоцировать коллапс последнего.

Ускоренный отвод плазмы может быть обеспечен внешним потоком, идущим мимо туманности и/или возникшем из-за собственного движения пульсара относительно внешней среды. Поток может также выступать в роли вынуждающей силы, которая перераспределяет давление в объеме пульсарной туманности и регуляризует ее истечения, сглаживая их мелкомасштабные возмущения, что дополнительно стабилизирует ударную волну и

способствует сохранению низкой замагниченности на экваторе. Наконец заметим, что внешний поток является наиболее вероятной причиной экваториальной асимметрии, наблюдаемой у большинства ПТ (включая Велу и Краб), поскольку наветренная и подветренная части туманности должны взаимодействовать с потоком по-разному (Левенфиш и др., 2021).

При включении внешнего потока в РМГД модель ПТ число неопределенных или слабоограниченных параметров модели возрастает как минимум на 8. Модель требует задания плотности и скорости потока, а так же шести углов, которые задают ориентацию потока относительно оси вращения пульсара, скорости его собственного движения, и луча зрения наблюдателя. Предварительные 3D-расчеты, которые мы выполнили, показали очевидное: морфология транзвуковой туманности весьма чувствительна к небольшому изменению даже одного из параметров. Чрезвычайно ресурсоемкое исследование пространства параметров ради поиска их комбинации, наилучшей для объяснения морфологии Велы, на сегодня невозможно. Поэтому в данной работе мы подбирали эту комбинацию феноменологически. Подобным образом обычно поступают при поиске экстремума функции многих переменных, когда начальные значения этих переменных пытаются задать как можно ближе к их предполагаемым значениям в экстремуме.

Общеизвестно, что и умеренно, и сильно сверхзвуковые внешние течения создают зону повышенного давления с наветренной стороны ПТ и зону разрежения с подветренной стороны. В общем случае разность этих давлений зависит от многих параметров (от числа Маха и ориентации натекающего потока, и от свойств самой туманности). В наших расчетах мы формировали эту разность искусственным подбором локального течения, и затем, путем моделирования, определяли интервал ее значений, который позволяет наилучшим образом воспроизвести большинство деталей морфологии Велы. Этот интервал, выраженный через отношение давлений с наветренной и подветренной сторон туманности, охватывает значения $\sim 10^2$ – 10^3 и приближенно отвечает звуковым числам Маха потока $M_s \sim 1.3$ – 2.3 . Такой внешний поток отводит избыточную плазму, стабилизирует геометрию ударной волны, и при этом не разрушает двойной тор.

В качестве основы была использована осесимметричная 2.5D модель туманности пульсара с большим магнитным наклоном и слабо замагниченным ветром ($\alpha = 80^\circ$, $\sigma_0 = 0.03$ – 0.1). Такая туманность склонна к формированию двухторовой структуры (см. рис. 2а, подпись к нему и пояснения выше). Детальное исследование показало,

что наличие определенной разности давлений с наветренной и подветренной сторон этой модельной туманности важно для интерпретации большинства структур Велы. В частности, оно помогает объяснить различный размер ее торов (Пономарёв и др., 2021), поскольку из-за повышенного давления с наветренной стороны наветренный тор отступает от оси ПТ, а из-за разрежения позади туманности подветренный тор поджимается к этой оси (см. рис. 2). Кроме того, разрежение помогает подветренному джету сформировать трехчастную структуру с яркой средней частью, которая не выходит за пределы подветренного тора (Пономарёв и др., 2021; см. рис. 2б). Именно такую необычную структуру имеет подветренный юго-восточный джет Велы (см. в этом выпуске журнала статью Фатеевой и др., 2023, про поперечную полосу в этом джете). Детали численной РМГД модели туманности, выбор сетки и способ построения карт синхротронного излучения на базе этой модели описаны в Приложениях А и С.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Картина течений в двухторовой туманности

Прежде чем обсудить результаты моделирования, поясним структуру плазменных течений в двухторовой туманности. Сделаем это на примере карты ее магнитного поля. Они показаны на поперечном срезе туманности на рис. 2. Глубокие красный и синий цвета на этих картах отвечают сильно замагниченным истечениям разной полярности; их пересоединение потенциально может приводить к формированию гигантских плазмоидов.

В двухторовых моделях ПТ эти истечения не встречаются сразу за ударной волной остановки, как это имеет место в одноторовых моделях. Напротив, они остаются разделенными до самых окраин рентгеновской туманности широким, медленным, слабо замагниченным экваториальным истечением. Последнее формируется за поясом Маха — экваториальным участком ударного фронта, нормальным к радиальным линиям тока пульсарного ветра. На этом участке поток пульсарной плазмы слабо замагничен, и атакует фронт по нормали, поэтому тормозится гораздо сильнее, чем поток пересекающий арочные своды ударной волны. По этой причине экваториальный поток входит в туманность пересжатым и недорасширенным относительно смежных с ним истечений. Это препятствует проникновению в экваториальный пояс ПТ истечений сильно замагниченной плазмы, сброшенных в туманность с арочных сводов ударной волны. По мере продвижения к границам ПТ, экваториальный поток постепенно расширяется, стремясь выровнять свое давление с

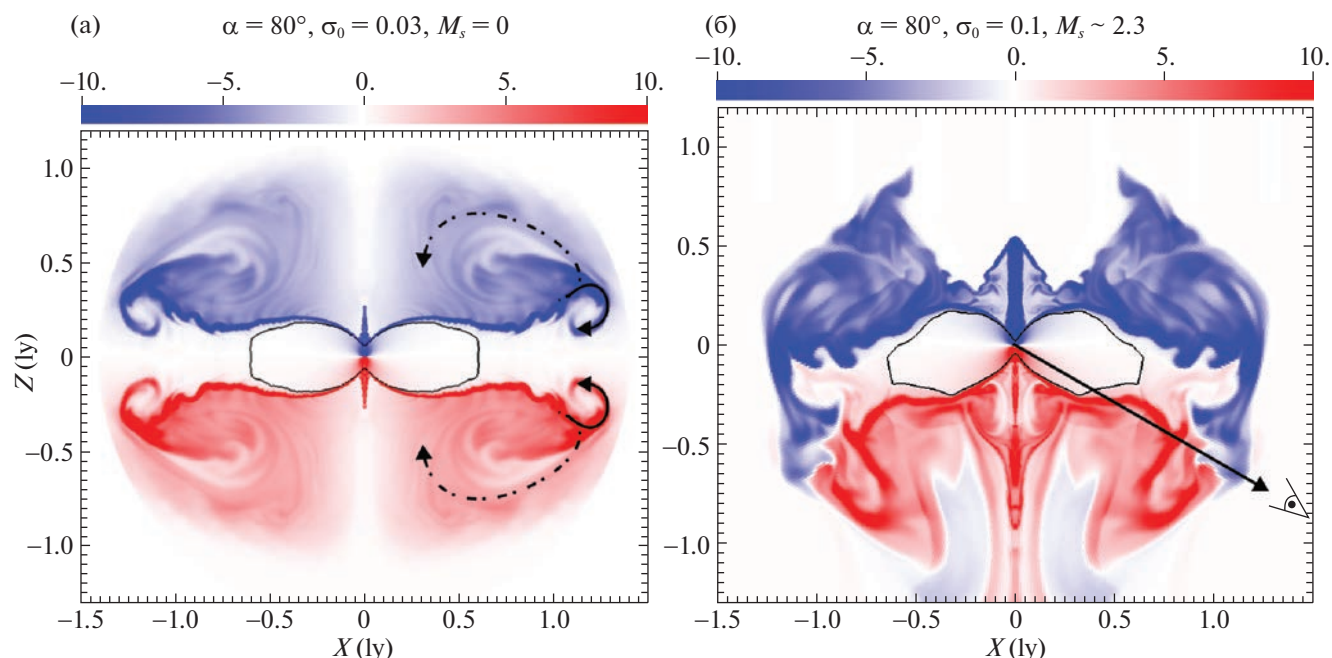


Рис. 2. Карты азимутального магнитного поля, иллюстрирующие картину течений в РМГД моделях двухторовой пульсарной туманности (ПТ), покоящейся относительно внешней среды (а) и взаимодействующей с трансзвуковым течением (б). Параметры моделей приведены над картами. Напряженность поля (в мкГс) показана цветом согласно цветовой шкале над рисунком; красный и синий цвета отвечают истечениям различной магнитной полярности. Почти что белый экваториальный пояс туманности (между разнополярными истечениями) соответствует медленному слабомагнитненному истечению за поясом Маха ударной волны остановки пульсарного ветра (очерчена черным контуром). Стрелки на левой карте указывают направление вращения циркуляционных (штрихпунктирная) и пограничных (сплошная) тороидальных вихрей в каждой из полусфер ПТ. Черная стрелка на правой карте указывает направление на наблюдателя, принятое приблизительно таким же, как в туманности Вела — 120° к наветренному концу оси симметрии ПТ (северо-западному у Велы, и верхнему на рисунке).

соседними областями. Это вынуждает граничащие с ним магнитные истечения подниматься на все более высокие широты туманности и создавать разнополярные структуры на далеком расстоянии друг от друга. При такой картине течений модельная туманность приобретает двухторовую морфологию, как видно на карте ее синтетического синхротронного рентгеновского излучения на рис. 3б.

3.2. Роль внешнего потока в формировании условий для пересоединения

В упрощенной РМГД модели, где двухторовая туманность покоится относительно внешней среды, ее разнополярные сильно замагниченные истечения не смешиваются (рис. 2а). В каждой из полусфер ПТ релятивистское ($v/c \sim 0.75-0.85$) сильно замагниченное истечение достигает границы туманности, резко тормозится там и расщепляется на два регулярных тороидальных магнитных вихря. На тот, что расположен на более высоких широтах, мы будем ссылаться как на крупномасштабную циркуляцию плазмы в туманности, а на тот, что

граничит с экваториальным потоком — как на пограничный вихрь. Направления вращения обоих вихрей показаны стрелками на рис. 2а. Разнополярные вихри из противоположных полусфер ПТ разделяет широкий экваториальный пояс, занятый медленным, слабо замагниченным истечением (Понмарёв и др., 2019).

Если туманность взаимодействует с трансзвуковым потоком, картина течений в ней изменяется (рис. 2б). Туманность в целом приобретает куполообразную форму, поскольку ее внешние части начинают слегка отставать от внутренних. Два регулярных разнополярных циркуляционных вихря “выживают”, но меняют свой размер и положение: “наветренный” вихрь отодвигается от оси туманности и становится больше (по по главному радиусу, а не в сечении трубки тора) “подветренного”, который, наоборот, поджимается к оси. При этом оба тороидальных вихря продолжают держаться поодаль друг от друга.

Участь пограничных вихрей иная. Они разрываются и вытягиваются наподобие магнитных плаз-

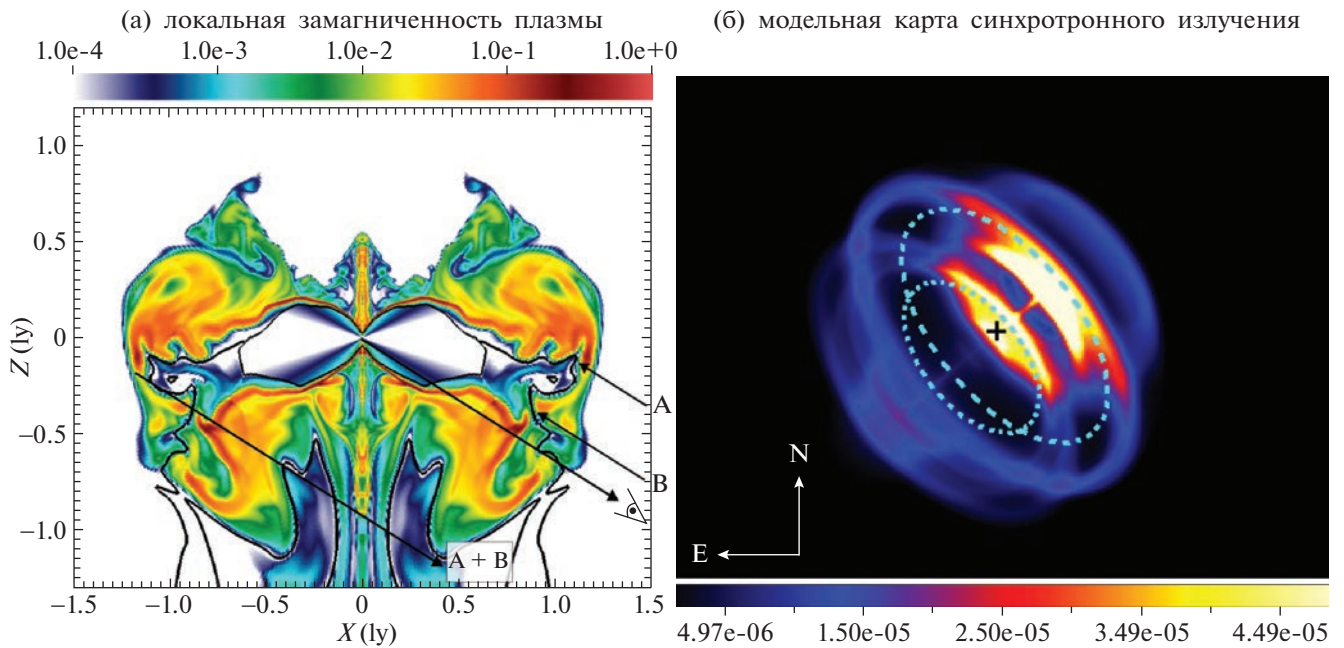


Рис. 3. (а) — Карта локальной замагниченности σ_{hot} в РМГД модели пульсарной туманности ($\alpha = 80^\circ$, $\sigma_0 = 0.1$, $M_s = 2.3$). Темная искривленная линия за ударной волной остановки следует токовому слою между истечениями разной магнитной полярности. Области повышенной σ вблизи токового слоя отмечены буквами А, В. В этих областях потенциально могут образовываться гигантские плазмоиды. (б) — Карта синтетического синхротронного рентгеновского излучения модельной туманности слева (о построении карты см. в Приложении С). Шкала яркости излучения — линейная, в произвольных единицах. Положение пульсара отмечено крестиком. Эллипсы — проекции (на плоскость неба) двух колец с центром на оси симметрии ПТ, проходящих через окрестности точек А и В. Карта является суммой 11 моментальных синхротронных карт модельной ПТ, построенных с интервалом около месяца за период эволюции ПТ в один год. Изображения слиты, чтобы подчеркнуть стационарность двухторовой структуры.

менных языков, которые с окраин одной полусферы ПТ могут стохастическим образом проникать в другую полусферу, где магнитное поле имеет обратный знак. В месте случайного контакта языков с релятивистским сильно замагниченным истечением обратной полярности может происходить мощное магнитное пересоединение, которое, в свою очередь, может приводить к образованию плазмоидов.

Таким образом, в двухторовой туманности условия для мощного магнитного пересоединения возникают на внешних окраинах экваториального пояса, если с наветренной и подветренной сторон тороидальной структуры формируется асимметричное поле давления, связанное с относительным движением туманности и внешней среды. Это отличает двухторовую пульсарную туманность от одноторовой, в которой — независимо от ее движения относительно среды — наиболее мощное пересоединение имеет место на внутренней границе экваториального пояса, примыкающей к ударной волне остановки ветра (см. рис. 5).

Заметим, что с ростом напорного давления внешнего потока, быстрые замагниченные истече-

ния будут сходиться все ближе к экватору, а туманность будет все более походить на одноторовую. При $M_s \gg 1$ джет-торовая структура туманности сменится структурой типа “голова-хвост” (head-tail morphology), типичной для туманностей сильно сверхзвуковых пульсаров.

3.3. Где в двухторовой туманности могут формироваться плазмоиды

В двухторовых объектах азимутальное магнитное поле сохраняет силу и регулярность до самых окраин туманности (Пономарёв и др., 2019; см. рис. 2). Это дает основание полагать, что на внешней границе экваториального пояса потенциальное магнитное пересоединение может быть не менее мощным, чем оно было бы на внутренней границе, если бы разнополярные потоки могли войти там в контакт. Однако в целом это пересоединение должно быть слабее, чем в одноторовых ПТ, так как у последних средняя² замагниченность пульсарного

²Средние значения рассчитаны по формулам работы Порты и др. (2014), приведенными в Приложении В.

ветра — $\langle\sigma_{\text{cold}}\rangle$, вероятно, выше (Пономарёв и др., 2019). Пример приведен на рис. 5 в Приложении, где показаны карты локальной замагниченности σ_{hot} в объеме стационарных модельных туманностей: в двухторовой, где $\langle\sigma_{\text{cold}}\rangle = 0.00021$, и в одноторовой, где ветер замагничен на три порядка сильнее, $\langle\sigma_{\text{cold}}\rangle = 0.19$. Скорость пересоединения магнитного поля в плазме растет с ростом замагниченности (см., например, Вернер, Узденский, 2021).

Модель Черутти и Джьячинти (2021) интерпретирует узелки на внутреннем кольце Краба как гигантские плазмоиды, которые формируются в токовом слое, берущем свое начало сразу за фронтом ударной волны остановки пульсарного ветра. Эта модель основана на иерархической модели эволюции числа плазмоидов (Жоу и др., 2019), т.е. на последовательном попарном слиянии равновеликих плазмоидов от мелких к крупным. Согласно модельной оценке Черутти и Джьячинти (2021), число первичных плазмоидов в Крабе может достигать $\sim 2 \times 10^4$. Чтобы в конце процесса слияния их число уменьшилось до ~ 20 наблюдаемых узелков, в ходе эволюции токового слоя первичные плазмоиды должны испытать порядка десяти последовательных попарных слияний. Это предполагает существование достаточно стационарного и регулярного на больших масштабах токового слоя, наличие которого на внешней границе рентгеновских пульсарных туманностей маловероятно. Поэтому модель Черутти и Джьячинти (2021) напрямую неприменима к двухторовым объектам, в которых разнополярные сильно замагниченные истечения встречаются именно у внешней границы.

Несмотря на то что в двухторовых моделях азимутальное магнитное поле и сильно замагниченные истечения сохраняют свою крупномасштабную регулярность до самых границ ПТ, возникающий там же токовый слой должен быть нестационарен и сильно фрагментирован. Причем независимо от размера фрагментов, достаточно энергичный для порождения гигантских плазмоидов токовый слой должен быть сравнительно короткоживущим из-за двух особенностей своей динамики. Во-первых, этот слой возникает на отдельном случайном участке релятивистских сильно замагниченных истечений, к которому случайным образом и на короткое время подтянулся язык обратной полярности. Во-вторых, сравнительно крупный плазмоид может сформироваться лишь тогда, когда этот случайный участок случайно совпал с локальным максимумом замагниченности σ_{hot} , поскольку именно там скорость магнитного пересоединения будет выше, и, следовательно, число последовательных слияний будет большим. В-третьих, положение самого максимума заметно флуктуирует в турбулентном потоке на внешней границе рентгеновской туманности, хотя и держится поблизости

от границы последней. Максимум замагниченности возникает там, где релятивистские сильно замагниченные истечения туманности резко тормозятся и уплотняются, что имеет место либо при их развороте на границе ПТ, либо при их контакте с противоположенным языком обратной полярности.

Локальные максимумы замагниченности на окраинах трансзвуковой двухторовой ПТ хорошо видны на рис. 6 (в Приложении), где эта модель сопоставлена с одноторовой. А на рис. 3а моментальную карту локальной замагниченности двухторовой модели можно увидеть во всех деталях. Токовый слой, разделяющий разнополярную плазму, показан темным контуром, который берет начало за фронтом ударной волны остановки. Сильно замагниченные области в непосредственной близости от него отмечены буквами А и В. Именно в этих местах можно ожидать появления гигантских плазмоидов в двухторовых ПТ.

3.4. О видимости узелков на рентгеновских картах туманности Вела

Выясним, где на синхротронной карте можно ожидать появления ярких рентгеновских узелков, связанных с гигантскими плазмоидами, если последние в самом деле формируются в областях, подобных А и В (рис. 3а). А именно, в сильно замагниченных областях близ токового слоя, которые регулярно возникают на окраинах двухторовых ПТ в окрестности быстрых магнитных истечений в каждой из полусфер, и к которым стохастическим образом подтягиваются языки магнитной плазмы обратной полярности. В осевой симметрии, в проекции на небесную плоскость, эти области — к примеру, А и В — будут выглядеть как эллипсы (рис. 3б). Их ближние к наблюдателю стороны будут проецироваться на доплеровски-уярченные участки диффузных торов — арки, на ярком фоне которых отдельные крошечные рентгеновские узелки могут быть неразличимы. Однако для узелков, которые проецируются на дальние стороны торов, ситуация иная — там излучение быстрых замагниченных потоков доплеровски ослаблено. На его фоне излучение нетепловых электронов на “магнитных островах” плазмоидов может стать заметным и узелки, отвечающие этим островам — видимыми.

В разделе 3.2 мы упоминали, что под воздействием внешнего потока наветренный циркуляционный вихрь отодвигается от оси туманности, а подветренный прижимается к ней. Поскольку эти два крупномасштабных вихря отвечают за появление двух рентгеновских торов на синхротронной карте ПТ, у трансзвуковой туманности наветренный рентгеновский тор оказывается больше подветренного (что, собственно, и наблюдается у Велы). Для удаленного наблюдателя, который видит

такую туманность с ее подветренной стороны (а значит, со стороны ее меньшего тора), проекции дальних сторон торов на плоскость неба должны быть очень близки друг к другу. Этот эффект хорошо заметен на карте синтетического рентгеновского излучения³ на рис. 3б. Тот же самый геометрический эффект применим к эллипсам А и В (А больше В) (рис. 3б). Таким образом, рентгеновские узелки с дальних сторон этих эллипсов будут попадать в пределы очень узкой дугообразной полосы, которая пересекает ось туманности. Если туманность наблюдается в проекции Велы, то эта узкая полоса (которая в трехмерии представляла бы цепочку дискретных узелков) должна пересекаться с ярким сегментом подветренного джета. На рис. 3а соответствующая проекция показана стрелкой А+В, параллельной лучу зрения на пульсар.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью представленной работы было выяснить, содержат ли релятивистские МГД модели пульсарных туманностей какие-либо указания на то, что цепочка слабых рентгеновских узелков, пересекающаяся (в проекции) по дуге с юго-восточным джетом двухторовой туманности Вела, может представлять из себя цепочку гигантских плазмоидов. Для этой цели мы исследовали взаимодействие модельной двухторовой пульсарной туманности со слабо сверхзвуковым потоком внешней среды. (В туманности Вела такой поток с числом Маха $M_s \sim 1.3$ предположительно создан прохождением через туманность обратной ударной волны родительского остатка сверхновой). Серия пробных 2.5D-расчетов показала, что взаимодействие туманности с внешним потоком весьма чувствительно к каждому из восьми параметров, определяющих свойства такого потока. Поскольку полноценное исследование пространства этих восьми параметров на сегодняшний день невозможно, мы подошли к проблеме феноменологически. Известно, что сверхзвуковые течения создают зону повышенного давления с наветренной стороны туманности и зону разрежения позади нее. В наших расчетах мы создавали эту разность давлений искусственно, путем подбора локального течения вблизи модельной двухторовой туманности, надуваемой пульсаром с большим магнитным наклонением и слабо

замагниченным пульсарным ветром. Мы нашли, что при разнице давлений, отвечающей звуковым числам Маха внешнего потока $\sim 1.3-2.3$, модельная туманность хорошо воспроизводит яркие детали рентгеновской морфологии Велы — два ее тора, из которых подветренный меньше; смещение пульсара относительно центра подветренного тора; два несхожих джета, из которых наветренный виден между торами, а подветренный имеет яркую среднюю часть, возникающую из поперечной полосы и ограниченную аксиальным размером (толщиной) подветренного тора.

Касательно цели моделирования, наши расчеты показали следующее:

1. В объектах типа Велы, т.е. в двухторовых пульсарных туманностях в транзвуковом движении относительно внешней среды, условия для пересоединения и формирования плазмоидов складываются на внешней границе рентгеновской туманности, а не сразу за ударной волной остановки ветра, как в одноторовых объектах типа туманности Краб.
2. На периферии двухторовых ПТ могут возникать локальные максимумы замагниченности плазмы, поскольку именно там релятивистские сильно замагниченные истечения резко тормозятся при развороте или контакте с противотоком. В окрестности таких максимумов можно ожидать возникновения наиболее мощных плазмоидов.
3. В двухторовой туманности, в проекции на небесную плоскость наблюдателя, геометрическое местоположение наиболее мощных плазмоидов должно быть представлено двумя соосными эллипсами (двумя “внешними кольцами”, в отличие от одного “внутреннего кольца” в Крабе).
4. Из-за различия соосных эллипсов в размерах (наветренный больше подветренного) их дальние от наблюдателя половинки должны быть очень близки друг к другу, если туманность, подобно Веле, наблюдается с подветренной стороны, в проекции, сходной с проекцией Велы. Поэтому плазмоиды с дальних сторон эллипсов должны казаться наблюдателю расположенными “по цепочке”, из-за их концентрации в пределах узкой дугообразной полосы, ограниченной этими половинками.

³Заметим, что появление на этой карте дальних сторон торов, а также нескольких ярких арок в хвосте модельной ПТ, является артефактом осевой симметрии. В туманности Вела поток направлен под углом $\sim 120^\circ$ к оси симметрии, считая от ее северо-западного конца по часовой стрелке, и, вероятно, имеет компоненту, направленную в картинную плоскость. При такой геометрии потока дальние части ПТ были бы почти невидимы для наблюдателя, но для иллюстрации этого случая нужны 3D модели.

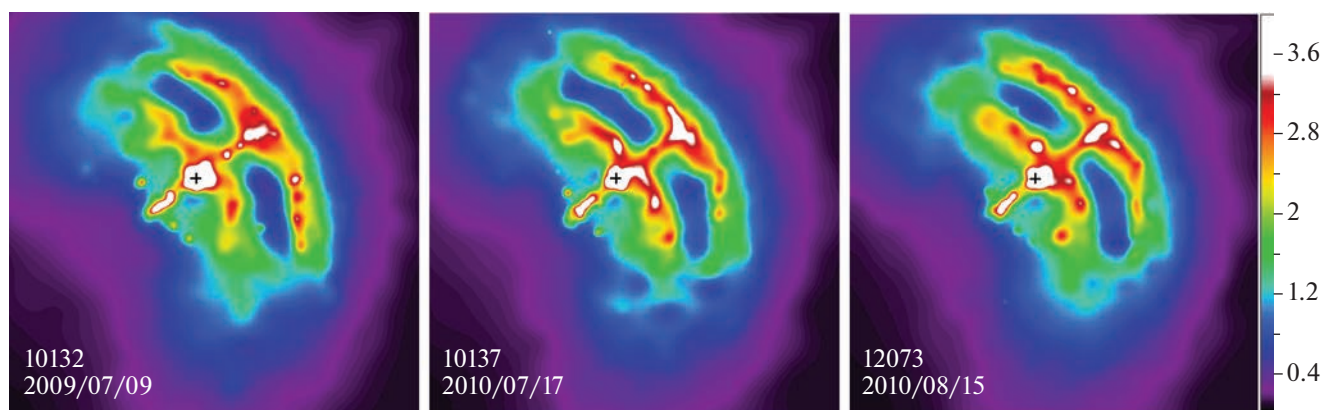


Рис. 4. Адаптивно сглаженные рентгеновские карты пульсарной туманности Вела (0.5–8 кэВ; архивные данные телескопа Chandra). Даты наблюдений и их номера в архиве (ObsID) приведены на картах слева внизу. Сглаживание выполнено согласно алгоритму *asmooth* (Эбелинг и др., 2006). На представленных картах яркие точечные рентгеновские узелки заметны не только вокруг юго-восточного джета, но и на доплеровски ярких арках. Без адаптивного сглаживания узелки на арках были бы неразличимы (см. рис. 1).

5. В проекции туманности Вела вышеуказанная “цепочка” должна пересекаться с ярким средним участком подветренного джета двухторовой пульсарной туманности.
6. Все вышеперечисленное дает нам основания предложить интерпретацию наблюдаемой в Веле цепочки слабых рентгеновских узелков как цепочки плазмоедов из дальней от наблюдателя стороны этой рентгеновской туманности.

Интересно, что адаптивное сглаживание рентгеновской карты Велы позволяет выявить наличие рентгеновских узелков не только вокруг юго-восточного джета, но и на ярких участках обоих торов (рис. 4), т.е. там, где предсказывает наша РМГД модель. Стоит отметить, что торы туманности Вела реверберируют под действием внешнего потока. Из-за реверберации крылья обеих арок могут смещаться до $\sim 2'' - 4''$ на рентгеновских снимках туманности, сделанных в разные моменты времени (Павлов и др., 2001; Каргальцев и др., 2002). Интересно, что и узелки вокруг южного джета Велы также слегка смещаются от наблюдения к наблюдению, причем амплитуда их пространственных смещений ($\lesssim 2''$; см. подписи над картами рис. 11) сопоставима с таковой у крыльев арок. В заключение еще раз подчеркнем, что в нашей упрощенной модели дальние половинки двух торов (а значит — и “внешних колец” из плазмоедов) расположены дальше друг от друга, чем это имело бы место в 3D модели. Об этом говорят наши

предварительные 3D расчеты с более реалистичным внешним потоком. А именно, трансзвуковым потоком, натекающим под углом 60° к оси туманности, и под углом порядка 120° к лучу зрения наблюдателя с небольшой положительной проекцией на этот луч. При такой конфигурации системы “туманность-поток-наблюдатель” ближние к наблюдателю половинки торов слегка разводятся потоком, а дальние наоборот поджимаются одна к другой. Соответственно ведут себя и дальние стороны двух “внешних колец”, вдоль которых, вероятнее всего, образуются гигантские плазмоеды в двухторовых туманностях.

Мы искренне признательны рецензенту за быстрое и внимательное прочтение нашей работы и за конструктивные замечания, позволившие нам прояснить ряд вопросов и улучшить представление наших результатов. Мы благодарны А.М. Быкову за полезные советы и за обсуждение результатов представленной работы. Авторы также признательны разработчикам кода PLUTO (Миньоне и др., 2007). Численное моделирование двухторовых пульсарных туманностей с помощью кода PLUTO проведено Г.А. Пономарёвым и А.Е. Петровым, поддержанными грантом РФФИ 21-72-20020. Моделирование частично выполнено на подсистеме “Торнадо” суперкомпьютерного центра СПбПУ Петра Великого. К.П. Левенфиш поддержана базовым проектом 0040-2019-0025 ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

А. Детали моделирования

Численная модель пульсарной туманности (ПТ) использует РМГД-модуль общедоступного кода PLUTO (Миньоне и др., 2007). Описание пульсарного ветра и метод построения карт синтетического синхротронного излучения аналогичны предыдущим работам (Дель Занна и др., 2006; Порт и др., 2014; Бюлер, Джиоми, 2016). Мощность ветра нормирована на скорость потерь вращательной энергии пульсара Вела, $L = 6.9 \times 10^{36}$ эрг с⁻¹. Плотность внешней среды взята такой же, как в работе Бюлера и Джиоми (2016): $\rho_a = 10^{-28}$ г см⁻³.

Параметры пульсарного ветра — в т.ч. наклонение α , и начальная замагниченность σ_0 — как правило, неизвестны или сильно модельно-зависимы (в случае Велы, см., например, табл. 3 в работе Каргальцева и др. 2017). Поэтому в РМГД моделях их задают наряду с прочими начальными условиями. Наша модель туманности построена при $\sigma_0 = 0.1$ и $\alpha = 80^\circ$, и осесимметрична. При этом полусферы туманности по обе стороны от ее экваториальной плоскости моделируются независимо. Прежде чем модельная ПТ начнет свое развитие, во всей области вычислений инициируется слабо сверхзвуковое течение. Геометрия этого локального течения подобрана так, чтобы искусственно создать определенную разность давлений с наветренной и подветренной сторон туманности.

Отметим, что модель ПТ, основанная на осевой симметрии и идеальной РМГД, имеет ряд очевидных недостатков. Она не позволяет моделировать сами процессы магнитного пересоединения и формирования плазмоедов (для этого необходимо обращение к микроскопическим моделям, таким как Particle-in-Cell). Она также не может рассматривать косой внешний поток и воспроизводить азимутально неоднородные структуры, такие как искривленные джеты или дискретные узлы в кольцевых структурах; для их моделирования нужны трехмерные модели. Тем не менее осесимметричная идеальная РМГД модель позволяет выяснить, способен ли внешний поток изменить структуру разнополярных течений в ПТ таким образом, чтобы условия для их магнитного пересоединения с образованием гигантских плазмоедов формировались вдали от ударной волны остановки.

Вычислительная сетка модели основана на 2-мерной сферической системе координат (r, θ) . По радиальной координате r базовая сетка охватывает пространственную область $[r_{\min}; r_{\max}] = [0.01; 3.13]$ светового года (св. г.) и разбита на 96 интервалов, размер которых логарифмически растет с удалением от пульсара. По полярному углу

$\theta = [0; \pi]$ сетка разбита на 32 равномерных интервала. С начала вычислений ($t = 0$) в транзвуковой модели для разрешения мелких масштабов в структуре течений ПТ используется трехуровневое адаптивное измельчение сетки (AMR — Adaptive Mesh Refinement). Между уровнями AMR размеры ячеек различаются в 2 раза по каждой из координат r, θ .

Заметим, что необходимое пространственное разрешение сетки является открытым вопросом. Представленная модель Велы (как и имеющиеся в литературе модели Краба) основана на идеальной бездиссипативной РМГД, поскольку вязкость (в т.ч. магнитная и турбулентная) бесстолкновительной сильнозамагниченной турбулентной плазмы пока что неизвестна. Избыточное измельчение сетки в идеальных моделях может привести к нефизическим эффектам и к появлению в этих моделях ложных пространственных структур, если размер пространственной ячейки (случайно) окажется меньше (неизвестного) масштаба вязкой диссипации. Помимо этого, существует проблема сходимости численных схем, используемых в настоящее время для моделирования ПТ. Порт и др. (2014) заметили, что в некоторых осесимметричных РМГД моделях при увеличении разрешения сетки в ~ 16 раз ударная волна остановки ветра может сжаться почти вдвое по радиальному и осевому размерам.

Пространственное разрешение нашей вычислительной сетки сопоставимо с таковым в работах других авторов (см. табл. 1). Это разрешение достаточно для воспроизведения мельчайших из наблюдаемых телескопом Chandra структур Велы — рентгеновских узелков вокруг ее юго-восточного джета (см. табл. 1). Размер отдельного узелка составляет 3–4 пиксела ПЗС-матрицы детектора ACIS этого телескопа, что отвечает угловому размеру $\sim 1''.5\text{--}2''$ на рентгеновском изображении Велы. Так как Вела находится на расстоянии ~ 295 пк от Земли (Каравео и др. 2001), физический размер узелка составляет $\sim 8 \times 10^{-3}$ светового года.

В. Локальная замагниченность и токовый слой в одноторовой и двухторовой ПТ

В системе отсчета неподвижного пульсара и в системе отсчета, движущейся вместе с плазмой, локальная замагниченность плазмы туманности определялась, соответственно, как

$$\sigma_{\text{hot}} = \frac{B^2}{4\pi\Gamma^2 w} = \frac{B^2}{4\pi\Gamma^2(\rho c^2/\Gamma + 4p)}$$

и

$$\sigma'_{\text{hot}} = \frac{B'^2}{4\pi w'} = \frac{B'^2}{4\pi(\rho' c^2 + 4p')}.$$

Таблица 1

Область туманности	R , ly	Δ , ly	Δ , 10^{16} см	Геом.	Коорд./тип сетки/ ур. AMR
Рециркуляционный вихрь	0.25	0.002	0.19	сфер.	$r/l+/3$
Пояс Маха	0.6	0.0045	0.43	сфер.	$r/l+/3$
Торы	1.0	0.0075	0.71	сфер.	$r/l+/3$
Граница туманности	1.4	0.01	0.95	сфер.	$r/l+/3$
Вся туманность (Порт + 2014 ^(*) : 3D)	—	0.02	1.89	декарт.	$(x, y, z)/u/5$
Вся туманность (Порт + 2014 ^(**) : 3D)	—	0.01	0.95	декарт.	$(x, y, z)/u/6$
Пояс Маха (Бюлер и Джиоми 2016)	0.25	0.0015	0.14	сфер.	$r/l+/4$
Тор Маха (Бюлер и Джиоми 2016)	0.7	0.0045	0.43	сфер.	$r/l+/4$
Вся туманность (Олми + 2016 ^(**) : 3D)	—	0.005	0.47	декарт.	$(x, y, z)/u/5$

Примечание. ^(*) — модели A3D, B3D, C3D; ^(**) — модель B3Dhr в табл. 1 в работе Порта и др. (2014). $l+$ — размер ячейки увеличивается логарифмически с увеличением значения координаты, u — однородная сетка: размер ячеек одинаковый по всей вычислительной области. Угловое разрешение телескопа Chandra: $\sim 0''.5 \sim 0.002$ св. г. Размер узелков Велы $\sim 2'' \sim 0.008$ св. г.

Здесь $w' = \rho' c^2 + \gamma p / (\gamma - 1)$ — плотность энтальпии плазмы; $\gamma = 4/3$ — показатель адиабаты ультрарелятивистского электрон-позитронного газа (см., например, п. 4.1 в работе Дель Занна и др., 2006). Величины в системе покоя плазмы (штрихованные) связаны с величинами в лабораторной системе (связанной с неподвижным пульсаром) соотношениями: $B' = B/\Gamma$; $\rho' = \rho/\Gamma$, $p' = p$, где $\Gamma = (1 - v_r^2/c^2)^{-1/2}$ — лоренц-фактор радиального пульсарного ветра. В пределе холодного ветра ($\rho' c^2 \gg p$), $\sigma_{\text{hot}} \rightarrow \sigma_{\text{cold}}$, где

$$\sigma_{\text{cold}} = \frac{B^2}{4\pi c^2 \rho \Gamma} = \frac{B^2}{4\pi c^2 \rho' \Gamma^2},$$

где правая часть формулы выражена через примитивные переменные кода PLUTO (Миньоне и др. 2007).

В нашей модели, подобно прочим РМГД моделям в литературе по ПТ, положено $\Gamma = 10$, поскольку при реалистичных $\Gamma \sim 10^2 - 10^6$ РМГД коды неустойчивы. Это выбор почти не сказывается на структуре и динамике ПТ, так как они полностью определяются динамическими свойствами пульсарного ветра — плотностью потока его кинетической энергии f_{kin} (или напорным давлением) и его замагниченностью $\sigma = f_{\text{kin}}/f_{\text{mag}}$. Поскольку оба этих параметра зависят только от комбинации $\rho' \Gamma^2$, а именно, $f_{\text{kin}} = \rho' \Gamma^2 v_r c^2$ и $\sigma = B^2 / (4\pi c^2 \rho' \Gamma^2)$, то модель можно отмасштабировать к реалистичным значениям Γ без изменения динамических свойств ветра, лишь соответствующим образом отмасштабировав плотность ветра ($\rho' \propto \Gamma^{-2}$) (Комиссаров, Любарский, 2004; Камю и др., 2009; Порт и др., 2014, 2017). Локальная замагниченность ветра зависит только от широты θ и не зависит от расстояния от пульсара r , поскольку уравнения, описывающие пульсарный ветер, осесимметричны (не зависят от ϕ), магнитное поле — азимутально ($B = B_\phi \propto r^{-1}$), а плотность $\rho' \propto r^{-2}$.

С. Построение синхротронных карт модельной туманности

Карты синхротронного излучения построены общепринятым для РМГД моделирования ПТ способом (дель Занна и др., 2006; Порт и др., 2014; Бюлер, Джиоми, 2016). Этот способ позволяет связать локальное значение излучательной способности частиц, испускающих синхротронное рентгеновское излучение, с локальными значениями РМГД параметров, вычисляемых в ходе моделирования — давлением, магнитным полем, и скоростью течения фоновой плазмы. В модели предполагается, что высокоэнергичные электроны и позитроны пульсарного ветра, испускающие рентгеновское излучение в объеме туманности, испытывают адвекционный перенос вдоль линий тока плазмы. Модель также предполагает, что распределение частиц по энергии формируется вблизи фронта ударной волны остановки, имеет на ней степенной характер $f(E) \propto E^{-s}$, $\Gamma_{\text{min}} \leq E/mc^2 \leq \Gamma_{\text{max}}$, где m — масса электрона, и эволюционирует вдоль линий тока. Функция распределения нормируется на локальное давление плазмы, а максимальная энергия излучающих частиц модулируется потерями частиц на излучение и адиабатическими потерями (Дель Занна и др., 2006).

Предположение об адвекционном переносе частиц и учет процессов их диффузии и ускорения в ходе распространения в туманности (требующих ресурсоемкого кинетического моделирования; см., например, Быков и др., 2017) ограничивают возможность количественного сопоставления модельных изображений и спектров с наблюдаемыми. Однако простота и нетребовательность используемой модели к компьютерным ресурсам обуславливают ее применение при моделировании структуры ПТ широким кругом авторов. Сравнение результатов

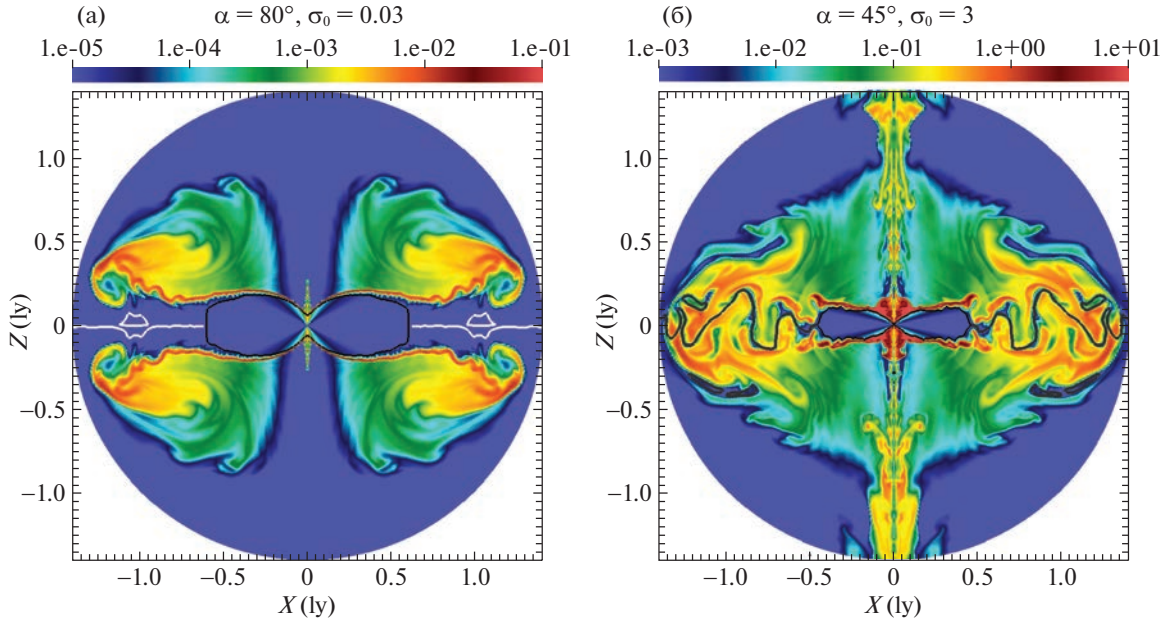


Рис. 5. Карты логарифма локальной замагниченности σ_{hot} в стационарных РМГД моделях двухторовой (а) и одноторовой (б) пульсарных туманностей. Параметры моделей приведены над картами. Белой (а) и черной (б) линиями за ударной волной остановки показаны экваториальные токовые слои между истечениями разной магнитной полярности. Цветовые шкалы имеют разные пределы для лучшей различимости деталей.

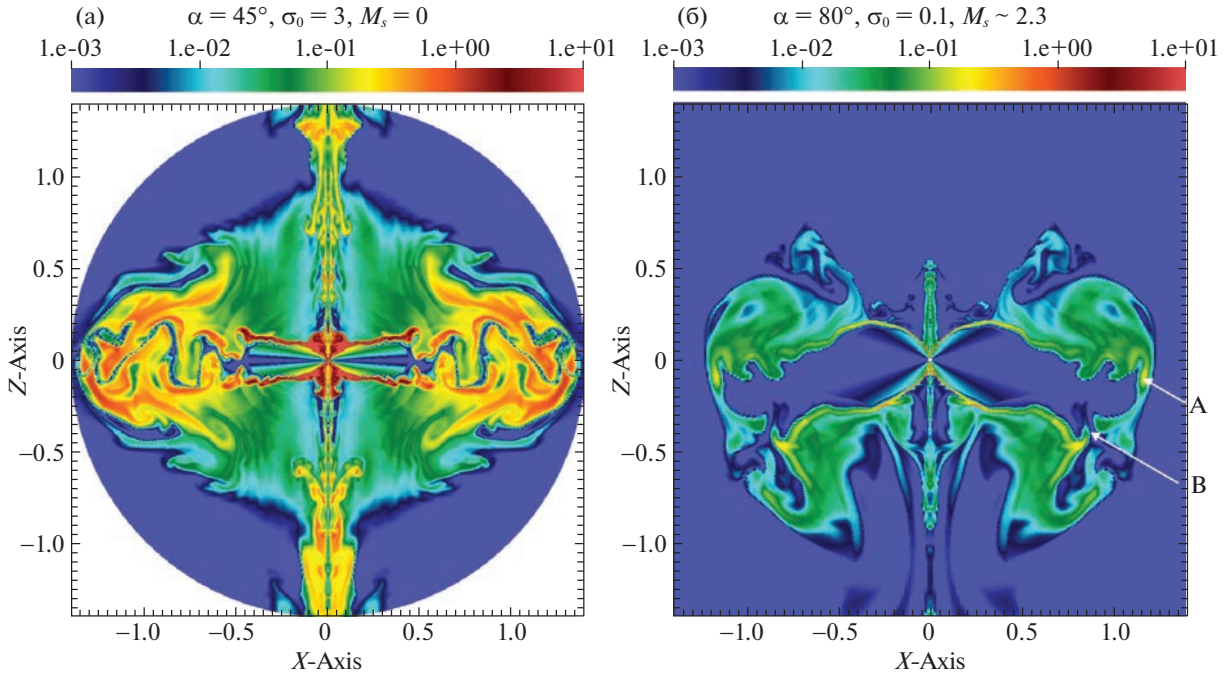


Рис. 6. Карты локальной замагниченности σ_{hot} в одноторовой и двухторовой модельных туманностях. Параметры моделей приведены над картами. Двухторовая туманность аналогично ПТ Вела взаимодействует со слабосверхзвуковым течением (с числом Маха $M \sim 2.3$). Цветовые шкалы совпадают. В отличие от одноторовой туманности, где сильно замагниченные потоки противоположной полярности разделены извилистым токовым слоем, начиная от самого фронта ударной волны, в слабее замагниченных двухторовых туманностях они сходятся лишь на периферии туманности.

нашего моделирования с результатами этих авторов требует применения того же подхода.

Карты синхротронного излучения демонстрируют пространственное распределение интенсивности модельного синхротронного излучения в кар-

тинной плоскости. Карты имеют разрешение $N \times N$ пикселей и получены путем интегрирования излучательной способности вдоль $N \times N$ параллельных лучей зрения, пронизывающих модельную туманность. В работе использовано $N = 300$. Из-

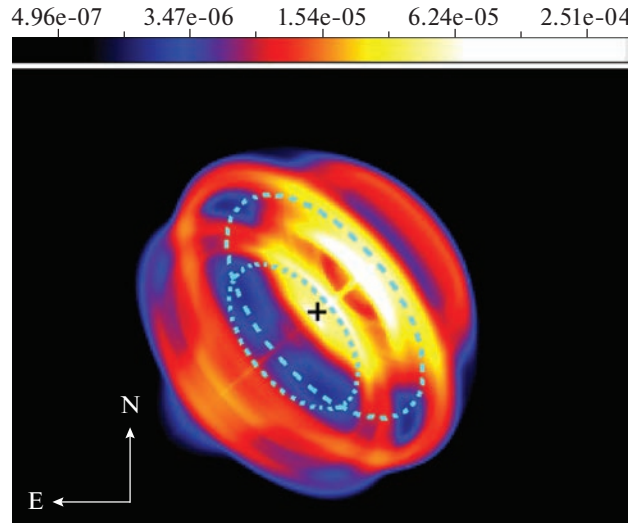


Рис. 7. Та же карта синтетического синхротронного рентгеновского излучения, что и на рис. 3б, но с логарифмической шкалой яркости (в произвольных единицах). Положение пульсара отмечено крестиком. Эллипсы — проекции (на плоскость неба) двух колец с центром на оси симметрии ПТ, проходящих через окрестности точек А и В на рис. 3.

лучательная способность вычислялась по формулам из работы Дель Занна и др. (2006) на основе локальных значений параметров РМГД-течений (скорости, давления и магнитного поля фоновой плазмы), полученных в результате моделирования.

В модельной туманности магнитные поля довольно слабы. В циркуляциях, занимающих большую часть объема туманности, они $\sim 1\text{--}5$ мкГс, а в узких быстрых замагниченных потоках $\sim 25\text{--}27$ мкГс. Слабые поля позволяют пренебречь синхротронными потерями энергии излучающих частиц и считать их спектр неизменным. Даже если бы поле в 27 мкГс заполняло бы весь объем туманности, то и тогда характерное время синхротронных и обратных комптоновских потерь

$$t, \text{ yr} \approx 9000 \left(\frac{1 \text{ keV}}{E_{\text{ph}}} \frac{B}{3 \mu\text{G}} \right)^{1/2} \times \left[1 + \left(\frac{B}{3 \mu\text{G}} \right)^2 \right]^{-1} \quad (1)$$

превышало бы время адвекции излучающих частиц $t_{\text{adv}} \sim R/u$ вдоль быстрых магнитных истечений (со скоростью $u \sim 0.7c$), а также время их *максимально медленной боровской* диффузии на расстояние R порядка размера туманности (~ 1.5 св. года),

$$\tau, \text{ yr} = \frac{R^2}{4D} = \frac{10}{\eta} \left(\frac{B}{5 \mu\text{G}} \right)^{3/2} \frac{(R, \text{ l.y.})^2}{\sqrt{E_{\text{ph}}, \text{ keV}}} \quad (2)$$

(E_{ph} — энергия фотона, B — напряженность магнитного поля, D — коэффициент диффузии). Для полей же в ~ 5 мкГс время потерь энергии превышает оценочный возраст компактной рентгеновской туманности Вела, отсчитываемый от момента прохождения обратной ударной волны остановки

через пульсар ($\sim 2\text{--}3$ тыс. лет; Маттана и др., 2011). Адиабатическими потерями в рассматриваемой модели также можно пренебречь. При слабых потерях на излучение адиабатические потери в модели Дель Занна и др. (2006) приводят к медленной вариации вдоль линии тока максимально возможной энергии частиц $\epsilon_{\infty} \propto n^{1/3}$ (где n — концентрация плазмы). Во внутренних частях нашей модельной туманности плотность частиц меняется незначительно, чтобы повлиять на форму спектра излучающих частиц, а во внешних частях взаимодействие с потоком внешней среды может, напротив, обеспечить некоторый адиабатический нагрев. Параметры используемого в модели распределения частиц, излучающих в рентгене, составляют $s = 2.2$, $\Gamma_{\text{min}} = 10^4$, $\Gamma_{\text{max}} = 10^9$.

На модельных синхротронных картах (рис. 3б, рис. 7) туманность представлена в той же проекции, в которой Вела видна с Земли. Ось туманности наклонена в картинную плоскость так, что ее северо-западный конец составляет угол $\theta_{\text{view}} = 120^\circ$ с направлением на наблюдателя. А в проекции на картинную плоскость этот конец составляет позиционный угол в 310° с направлением на север (через запад-юг-восток).

На рис. 7 показана та же синхротронная карта туманности, что и на рис. 3б, но с логарифмической шкалой яркости. Каждая из этих карт является суммой 11 моментальных синхротронных карт модельной ПТ, построенных с интервалом в ≈ 1 мес за период эволюции ПТ в один год. Слияние изображений сделано для того, чтобы подчеркнуть стационарность двухторовой структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бюлер, Джиоми (R. Bühler and M. Giomi), *MNRAS* **462**, 2762 (2016).
2. Быков и др. (A.M. Bykov, E. Amato, A.E. Petrov, A.M. Krassilchikov, and K.P. Levenfish), *Space Sci. Rev.* **207**, 235 (2017).
3. Вайскопф и др. (M.C. Weisskopf, J.J. Hester, A.F. Tennant, R.F. Elsner, N.S. Schulz, H.L. Marshall, M. Karovska, J.S. Nichols, et al.), *Astrophys. J.* **536**, L81 (2000).
4. ван дер Сваљу и др. (E. van der Swaluw, A. Achterberg, and Y.A. Gallant), *Memorie della Società Astronomia Italiana* **69**, 1017 (1998).
5. Вернер, Узденский (G.R. Werner and D.A. Uzdensky), *J. Plasma Phys.* **87**, 905870613 (2021).
6. Гельфанд и др. (D.J. Helfand, E.V. Gotthelf, and J.P. Halpern), *Astrophys. J.* **556**, 380 (2001).
7. Дель Занна и др. (L. Del Zanna, E. Amato, and N. Bucciantini), *Astron. Astrophys.* **421**, 1063 (2004).
8. Дель Занна и др. (L. Del Zanna, D. Volpi, E. Amato, and N. Bucciantini), *Astron. Astrophys.* **453**, 621 (2006).
9. Додсон и др. (R. Dodson, D. Lewis, D. McConnel, and A.A. Deshpande), *MNRAS* **343**, 116 (2003).
10. Жоу и др. (M. Zhou, P. Bhat, N.F. Loureiro, and D.A. Uzdensky), *Phys. Rev. Res.* **1**, 012004 (2019).
11. Камю и др. (N.F. Camus, S.S. Komissarov, N. Bucciantini, and P.A. Hughes), *MNRAS* **400**, 1241 (2009).
12. Каравео и др. (P.A. Caraveo, A. De Luca, R.P. Mignani, and G.F. Bignami), *Astrophys. J.* **561**, 930 (2001).
13. Каргальцев и др. (O. Kargaltsev, B. Cerutti, Yu. Lyubarsky, and E. Striani), *Space Sci. Rev.* **191**, 391 (2015).
14. Каргальцев и др. (O. Kargaltsev, N. Klingler, S. Chastain, and G.G. Pavlov), *J. Phys.: Conf. Ser.* **932**, Iss. 1, id. 012050 (2017).
15. Каргальцев и др. (O. Kargaltsev, G.G. Pavlov, D. Sanwal, and G.P. Garmire), *Neutron Stars in Supernova Remnants*, ASP Conf. Ser. **271** (Ed. Slane P.O., Gaensler B.M., San Francisco: ASP, 2002), p. 181.
16. Кеннел, Коронити (C.F. Kennel and F.V. Coroniti), *Astrophys. J.* **283**, 694 (1984).
17. Комиссаров, Любарский (S.S. Komissarov and Y.E. Lyubarsky), *MNRAS* **349**, 779 (2004).
18. Комиссаров (S.S. Komissarov), *MNRAS* **422**, 326 (2012).
19. Кси и др. (F. Xie, A. Di Marco, F. La Monaca, K. Liu, F. Muleri, N. Bucciantini, R.W. Romani, E. Costa, et al.), *Nature* **612**, 658 (2022).
20. Левенфиш и др. (K.P. Levenfish, G.A. Ponomaryov, A.E. Petrov, et al.), *J. Phys.: Conf. Series*, **2103**, 012020 (2021).
21. Любарский (Y.E. Lyubarsky), *MNRAS* **329**, L34 (2002).
22. Маттана и др. (F. Mattana, D. Götz, R. Terrier, L. Bouchet, G. Ponti, M. Falanga, M. Renaud, I. Caballero, et al.), *Astrophys. J.* **743**, L18 (2011).
23. Миньоне и др. (A. Mignone, G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Tesileanu, C. Zanni, and A. Ferrari), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **170**, 228 (2007).
24. Мори и др. (K. Mori, D. Burrows, J.J. Hester, G.G. Pavlov, Sh. Shibata, and H. Tsunemi), *Astrophys. J.* **609**, 186 (2004).
25. Олми, Буккиантини (B. Olmi and N. Bucciantini), eprint arXiv:2301.12903 (2023).
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2301.12903>
26. Олми и др. (B. Olmi, L. Del Zanna, E. Amato, N. Bucciantini, and A. Mignone), *J. Plasma Phys.* **82**, 635820601 (2016).
27. Павлов и др. (G.G. Pavlov, O. Kargaltsev, D. Sanwal, and G.P. Garmire), *Astrophys. J.* **554**, L189 (2001).
28. Пономарёв и др. (G.A. Ponomaryov, K.P. Levenfish, and A.E. Petrov), *J. Phys.: Conf. Ser.* **1400**, 022027 (2019).
29. Пономарёв и др. (G.A. Ponomaryov, K.P. Levenfish, A.E. Petrov, and Yu.A. Kropotina), *J. Phys.: Conf. Ser.* **1697**, 012022 (2020).
30. Пономарёв и др. (G.A. Ponomaryov, K.P. Levenfish, and A.E. Petrov), *J. Phys.: Conf. Ser.* **2103**, 012021 (2021).
31. Порт и др. (O. Porth, S.S. Komissarov, and R. Keppens), *MNRAS* **438**, 278 (2014).
32. Порт и др. (O. Porth, R. Bühler, B. Olmi, S. Komissarov, A. Lamberts, E. Amato, Y. Yuan, and A. Rudy), *Space Sci. Rev.* **207**, 137 (2017).
33. Хестер и др. (J.J. Hester, K. Mori, D. Burrows, J.S. Gallagher, J.R. Graham, M. Halverson, A. Kader, F.C. Michel, and P. Scowen), *Astrophys. J.* **577**, L49 (2002).
34. Хестер (J.J. Hester), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **46**, 127 (2008).
35. Черутти, Джьячинти (B. Cerutti and G. Giacinti), *Astron. Astrophys.* **656**, id. A91 (2021).
36. Шевалье, Рейнольдс (R.A. Chevalier and S.P. Reynolds), *Astrophys. J.* **740**, L26 (2011).
37. Фатеева С.С., Левенфиш К.П., Пономарёв Г.А. и др., Письма в Астрон. журн. **49**, (2023) [S.S. Fateeva, K.P. Levenfish, G.A. Ponomarev, et al., *Astron. Lett.* **49**, (2023)].
38. Эбелинг и др. (H. Ebeling, D.A. White, and F.V.N. Rangarajan), *MNRAS* **368**, 65 (2006).