



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Blandford, R.** Particle acceleration at astrophysical shocks: A theory of cosmic ray origin [Text] / R. Blandford, D. Eichler // *Physics Reports*. — 1987. — Vol. 154. — P. 1–75.
2. **Bell, A.R.** Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays [Text] / A.R. Bell // *Monthly Notices Royal Astronomical Society*. — 2004. — Vol. 353. — P. 550–558.
3. **Bykov, A.M.** Cosmic ray current driven turbulence in shocks with efficient particle acceleration: The oblique, long-wavelength mode instability [Text] / A.M. Bykov, S.M. Osipov, D.C. Ellison // *Monthly Notices Royal Astronomical Society*. — 2011. — Vol. 410. — P. 39–52.
4. **Shapiro, V.D.** Non-resonant firehose instability: Consequences for the theory of cosmic ray acceleration [Text] / V.D. Shapiro, K.B. Quest, M. Okolicsanyi // *Geophysical Research Letters*. — 1998. — Vol. 25. — P. 845–848.
5. **Noerdlinger, P.D.** Persistence of the firehose instability in highly relativistic plasmas [Text] / P.D. Noerdlinger, A. Ko-Min Yui // *Astrophysical Journal*. — 1968. — Vol. 151. — P. 901–905.
6. **Amato, E.** A kinetic approach to cosmic-ray-induced streaming instability at supernova shocks [Text] / E. Amato, P. Blasi // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2009. — Vol. 392. — P. 1591–1600.

УДК 524.3-17, 524.354

Ю.А. Уваров, А.М. Быков, Г.Г. Павлов, К.П. Левенфиш, Ю.А. Кропотина

**ПУЛЬСАРНАЯ ТУМАННОСТЬ ВЕЛА: ОПРЕДЕЛЕНИЕ
АНИЗОТРОПИИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ**

Современные наблюдения пульсаров в оптическом, радио- и рентгеновском диапазонах показали, что многие молодые пульсары окружены компактными туманностями, излучение которых обладает нетепловыми спектрами. Эти спектры хорошо аппроксимируются степенными функциями энергии излучаемых фотонов [1]. Особенно выделяются пульсары Вела (рис. 1) и Краб, поскольку благодаря их яркости удалось не только измерить спектры излучения их пульсарных туманностей, но и построить детальные изображения их ближайших окрестностей в оптическом, радио- и рентгеновском диапазонах [2–4]. Оказалось, что ближайшие к пульсару окрестности этих пульсарных туманностей обладают сложным внутренним строением, включающим джеты и торообразные структуры. Указания на существование подобных структур имеются и в данных наблюдений других пульсарных туманностей (G54,1 + 0,3; G106,65 + 2,96; 3C58 и др. [1, 5]), но в настоящее время только для пульсарных туманностей

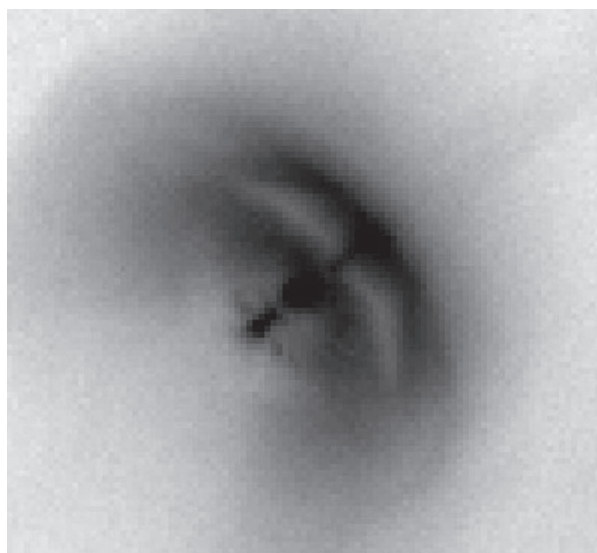


Рис. 1. Рентгеновская карта пульсарной туманности Вела, построенная по данным наблюдений обсерватории Чандра

Отчетливо видна двойная торообразная структура, которая образована арками — наиболее яркими частями двух кольцевых образований, наклоненных к наблюдателю и смещенных относительно друг друга

Вела и Краб существуют рентгеновские карты высокого разрешения, позволяющие детально изучать эти структуры.

Теоретическое описание процессов образования пульсарных туманностей является интересной и не полностью решенной задачей. Общеизвестно, что нетепловое излучение является синхротронным излучением ускоренных электронов и позитронов. Однако механизмы образования джетов, формирования торообразных структур и ускорения частиц еще до конца не изучены. Существующие в настоящее время модели пока не позволяют полностью описать всю совокупность наблюдаемых данных.

В предлагаемой работе рассматривается геометрическая модель торообразной структуры пульсарной туманности Вела, на основании которой определяется анизотропия функции распределения лептонов в окрестности этой структуры. Отметим, что результат работы основан на минимальных модельных предположениях и фактически прямо следует из анализа данных наблюдений.

Во втором разделе дается краткое описание существующих в настоящее время моделей торообразной структуры и описывается предлагаемая нами модель. В третьем разделе описывается процесс обработки данных рентгеновских наблюдений туманности Вела. В четвертом разделе описываются и обсуждаются полученные результаты. В заключение приводятся наиболее важные результаты.

Модели пульсарных туманностей

Существующие модели. На рентгеновских изображениях высокого разрешения пульсарной туманности Вела отчетливо видны джеты, двойная торообразная структура (или арки) и диффузный фон (см. рис. 1). Похожие структуры наблюдаются и у пульсарной туманности Краб.

Механизм формирования джетов еще не выяснен до конца, но считается, что они образуются при истечении потока частиц из магнитосферы пульсара вдоль его оси вращения под действием вращающегося магнитного поля пульсара.

Торообразная структура может быть образована ударной волной (УВ), формирующейся на границе раздела радиального экваториального

пульсарного ветра и внутренней части пульсарной туманности [3]. Двойственность арок в торообразной структуре в пульсарной туманности Вела при таком подходе возникает в результате смены знака и перехода через нуль тороидальной компоненты магнитного поля на экваторе. Поскольку наблюдаемая нами интенсивность синхротронного излучения непосредственно связана с интенсивностью магнитного поля, то прилегающая к экваториальной плоскости область оказывается не видна. В результате наблюдается двойная торообразная структура, наиболее яркими частями которой являются арки.

В модели Гельфанда с соавторами [3] (далее называется моделью Гельфанда) предполагается цилиндрическая форма фронта ударной волны и используется эффект Доплера для объяснения вариации интенсивности наблюдаемого излучения арок по азимутальному углу (задающему положение на арке и описывающему поворот вокруг оси симметрии). Эти предположения представляются спорными. В случае туманности Вела арки слишком сильно смещены от экваториальной плоскости, чтобы считать форму фронта УВ цилиндрической. Этот вывод подтверждается изображениями туманности. Для строго цилиндрической геометрии зависимость интенсивности излучения обоих торов от азимутального угла должна была бы быть одинаковой. Однако наряду с близкими к нам частями торов — яркими арками, мы наблюдаем дальнюю, менее яркую, часть дальнего тора и при этом не наблюдаем дальнюю часть ближнего тора (рис. 1, 2). Эффект Доплера безусловно имеет место, но он достаточно слаб, поскольку большей частью излучает область за фронтом, где скорость потока хотя и велика, но существенно меньше скорости света. Кроме того, он монотонно зависит от угла между направлением движения потока плазмы и лучом зрения и не может полностью объяснить наблюдаемую угловую зависимость интенсивности излучения (см. рис. 1, дальний тор).

В модели Радхакришнана с соавторами [6] (далее называется моделью Радхакришнана) образование двойных арок объясняется как результат взаимодействия потоков энергичных частиц, вылетающих с магнитных полюсов пульсара, с окружающей пульсар туманностью.

Таким образом, угол наклона магнитного полюса пульсара к оси вращения оказывается напрямую связан простым геометрическим соотношением с размером и положением арок и пульсара. В рамках своей модели [6] авторы пришли к выводу о том, что арки существенно отличаются друг от друга в размерах. Этот вывод, на наш взгляд, не согласуется с изображениями туманности Вела. Однако следующий из геометрических соображений угол наклона магнитной оси к оси вращения, равный 71° , хорошо согласуется с данными поляризации радиоизлучения [6].

В следующем подразделе мы построим более полную феноменологическую модель торообразной структуры пульсарной туманности Вела и с ее помощью на основе анализа зависимости интенсивности излучения арок от азимутального угла восстановим анизотропию функции распределения лептонов.

Предлагаемая модель. На рис. 2 показана геометрия предлагаемой модели торообразной структуры пульсарной туманности Вела. Пульсарный ветер радиально распространяется от магнитосферы пульсара двумя коническими потоками, ограниченными образующими конусов с углами наклона к оси вращения пульсара α_1 , α_2 в одном полушарии и β_1 , β_2 в другом. На некотором расстоянии от пульсара формируется

ударная волна, которая разделяет область пульсарного ветра и внутреннюю часть пульсарной туманности. Такая конфигурация ветра будет наблюдаться и в модели Гельфанда, учитывающей радиальное распространение ветра, и в модели Радхакришнана. В первом случае ветер, распространяющийся вдоль экваториальной плоскости, не будет иметь наблюдательных проявлений из-за слабого магнитного поля. Во втором случае, как будет показано ниже, конические потоки ветра будут сформированы истекающими с магнитных полюсов частицами задолго до УВ.

Ось вращения пульсара является осью симметрии системы, совпадающей с направлением джетов вблизи пульсара. При этом система не обладает строгой симметрией относительно отражения в экваториальной плоскости. Для удобства введем углы

$$\alpha = (\alpha_1 + \alpha_2)/2; \Delta\alpha = (\alpha_2 - \alpha_1)/2;$$

$$\beta = (\beta_1 + \beta_2)/2; \Delta\beta = (\beta_2 - \beta_1)/2;$$

ψ — угол между проекцией оси вращения пульсара на изображение туманности и координатной осью Ox на плоскости изображения; χ — угол наклона оси симметрии системы к направлению на наблюдателя; φ — азимутальный угол, описывающий поворот вокруг оси симметрии системы (углы χ и φ на рис. 2 не показаны).

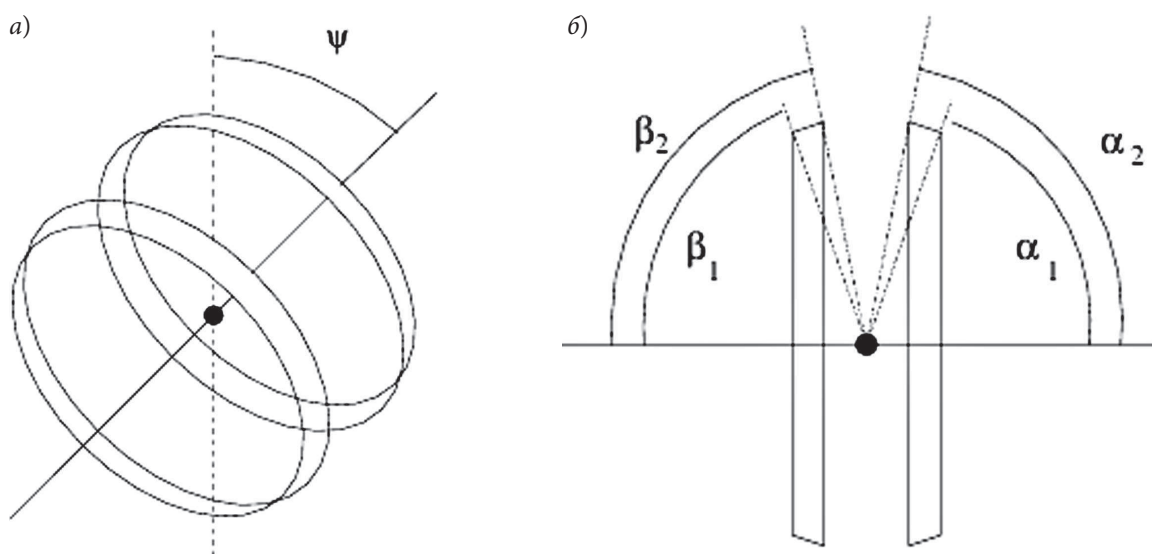


Рис. 2. Геометрическая модель торообразной структуры, образованной ударными волнами: *a* — проекция на небесную плоскость; *b* — сечение плоскостью, проходящей через ось симметрии; пульсар обозначен жирной точкой

Излучение от тороидальной структуры формируется за счет синхротронного излучения ускоренных частиц (электронов и позитронов) в магнитном поле оттекающего потока плазмы, усиленном в узком слое за ударной волной. Толщина области усиленного магнитного поля определяется механизмами его генерации и затухания (их изучение представляет собой отдельную задачу). Эти механизмы рассматривались в работе [7]. Интенсивность синхротронного излучения зависит от угла между магнитным полем и направлением на наблюдателя в области излучения. В данной работе мы рассматриваем случай изотропно ориентированного магнитного поля и предполагаем, что оптическая толщина системы достаточна для того, чтобы интеграл интенсивности излучения по лучу зрения мог быть выражен через значение интенсивности, усредненное по направлениям магнитного поля.

Ударная волна, ограничивающая зону пульсарного ветра, является релятивистской, поэтому функция распределения ускоренных частиц в окрестности ее фронта существенно анизотропна. Однако достаточно разумно допустить, что функция распределения в окрестности фронта обладает локальной осевой симметрией относительно направления нормали к фронту УВ. Это направление в предлагаемой модели совпадает с направлением радиус-вектора от пульсара до области излучения. Синхротронное излучение генерируется ультрарелятивистскими частицами, его диаграмма направленности сильно вытянута по направлению движения частиц. Таким образом, излучение из каждой точки торообразной структуры генерируется частицами, летящими по направлению к наблюдателю. Это направление образует угол θ с нормалью к фронту ударной волны. В рамках этих предположений можно восстановить угловую зависимость анизотропии функции распределения путем измерения интенсивности излучения различных областей тороидальной структуры, отличающихся направлением нормали (и значением угла θ).

Для полного определения угловой зависимости функции распределения необходимо учесть два дополнительных фактора: зависимость оптической толщи излучающей области от угла θ и эффект Доплера. Угловая зависи-

мость оптической толщи в модели тонкого излучающего слоя описывается выражением

$$d \sim 1/\cos\theta,$$

за исключением узкого интервала углов около значения $\theta = 90^\circ$, где предположение о тонком слое нарушается. Эффект Доплера подробно рассматривается в приложении.

Вышеизложенная модель может рассматриваться одновременно и как модифицированная модель Гельфанда [3], учитывающая радиальное распространение ветра и анизотропию функции распределения ускоренных частиц, и как модель Радхакришнана [6], учитывающая анизотропию функции распределения и недиольность магнитного поля пульсара. Отклонение магнитного поля пульсара от дипольного может быть учтено в рамках модели, поскольку в ней не предполагается строгой симметрии относительно отражения в экваториальной плоскости.

Надо отметить, что в случае истечения ветра из областей магнитных полюсов за счет различных скоростей отдельных частиц, начиная с расстояния

$$x \approx \tau c^2/\Delta v,$$

от пульсара будет сформирован конический гидродинамический поток. Здесь τ — период пульсара, равный 89 мс для Велы,

$$\Delta v \approx c - v(\gamma_w) \approx 0,5c/\gamma_w^2$$

— разброс скоростей в ветре, используемый для оценок.

Считается, что гамма-фактор гидродинамического потока пульсарного ветра составляет величину порядка 10^2 – 10^5 . Принимая значение $\gamma_w \lesssim 10^5$, мы получим для Велы оценку величины расстояния $x \approx 2\tau c \gamma_w^2 \lesssim 5 \cdot 10^{16}$ см. В то же время, если предположить, что расстояние до пульсара Вела равно 300 пс, то расстояние r от пульсара до ударной волны можно оценить как 10^{17} см. Тем самым в модифицированной модели Радхакришнана однородный конический гидродинамический поток успевает сформироваться задолго до достижения пульсарным ветром ударной волны.

Формула для наблюдаемой интенсивности синхротронного излучения (в единицах фотон·см⁻²·с⁻¹·ср⁻¹·Гц⁻¹) от тороидальной структуры в предположении о степенном спек-



тре электронов $f(E, \theta) = p(\theta)/E^k$ выводится в приложении на основе работы [8] и имеет вид:

$$J(\nu) = \frac{e^3}{m_e c^2 h} \left(\frac{3e}{4\pi m_e^3 c^5} \right)^{\frac{k-1}{2}} \frac{a(k)}{\nu^{\frac{k+1}{2}}} \left\langle H'^{\frac{k+1}{2}} \right\rangle d_0 \times \left[\frac{1}{\cos \theta} \right] \cdot [p(\theta)] \cdot \left[\gamma^{\frac{k-1}{2}} (1 - \beta \cos \theta)^{\frac{k-1}{2}} \right]. \quad (1)$$

Здесь d_0 — толщина излучающего слоя по радиусу; γ, β — гамма-фактор и скорость (в единицах c) потока плазмы в области излучения; H' — величина магнитного поля в системе покоя плазмы; $\left\langle H'^{\frac{k+1}{2}} \right\rangle$ — среднее значение введенной в угловых скобках величины по отрезку луча зрения, пересекающему область излучения; $a(k)$ — введенная в работе [8] функция, вид которой приводится в приложении.

Первая квадратная скобка содержит множитель, переводящий толщину слоя в оптическую толщину излучающей области вдоль луча зрения и учитывает наклон луча зрения к излучающему слою; вторая учитывает анизотропию функции распределения; третья учитывает усиление, связанное с эффектом Доплера. Надо отметить, что эффекты Доплера и анизотропии оказываются связанными друг с другом. Поскольку в данном

выражении используется вид функции распределения в системе покоя фронта УВ, то учитывающий эффект Доплера множитель несколько отличается от выражения, описывающего тот же эффект, но в случае, когда исходная функция распределения задается в системе покоя среды.

Метод расчета анизотропии функции распределения

С помощью пакетов *siao*, *heasoft* и *ds9* мы обработали данные наблюдений пульсарной туманности Вела, полученные обсерваторией Чандра за 2009 — 2010 гг., с суммарной экспозицией 430 килосекунд, и построили карту туманности в диапазоне энергий фотонов 0,5 — 10 кэВ с угловым разрешением 1".

Воспользовавшись формулой (1) и положив $p(\theta) = 1$, мы построили модельную карту интенсивности излучения пульсарной туманности Вела в пренебрежении анизотропией функции распределения. Мы предполагаем скорость оттекающего потока после прохождения УВ равной $c/3$ [7]. Поскольку эта скорость существенно меньше c , то эффект Доплера дает малый вклад в вариацию интенсивности излучения. Следовательно, возможная ошибка в значении этой скорости не влияет существенно на результат.

На рис. 3 приведены построенные в одинаковом разрешении наблюдаемое рентгеновское

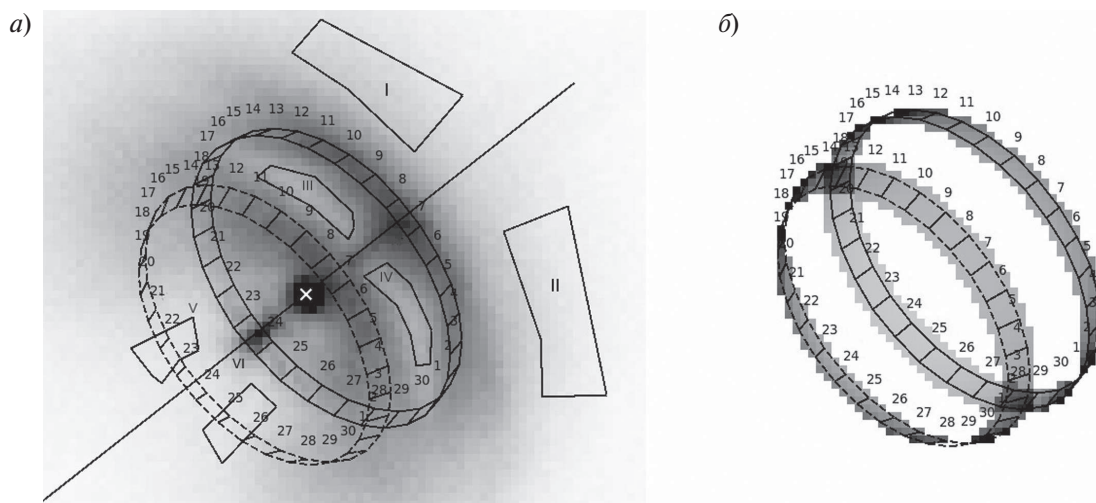


Рис. 3. Сравнение наблюдаемого рентгеновского изображения (а) с модельной картой интенсивности излучения (б) пульсарной туманности Вела, построенных с одинаковым угловым разрешением.

Арабскими цифрами пронумерованы области, использовавшиеся для анализа интенсивности излучения тороидальной структуры, римскими — области оценки интенсивности излучения диффузного фона; сплошные линии относятся к дальнему тору, пунктирные — к ближнему. Показаны ось симметрии системы (проекция) и позиция пульсара (белый крест)

изображение пульсарной туманности Вела вместе с ее модельным изображением. Сравнивая полученную модельную карту с картой наблюдений, мы восстановили как геометрические параметры модели, так и анизотропию функции распределения $p(\theta)$ в наблюдаемом диапазоне углов.

Требование совпадения структуры изображений позволяет определить геометрические параметры модели. Угол наклона оси джета к лучу зрения $\chi = 55^\circ$, угол наклона проекции оси джета к оси $Oy \psi = 38^\circ$, угол раствора ближнего конуса $\alpha = 66^\circ$ и его толщина $\Delta\alpha = 8^\circ$, угол раствора дальнего конуса $\beta = 78^\circ$ и его толщина $\Delta\beta = 8^\circ$. Расстояние r от пульсара до фронтов УВ для обоих конусов одинаково и составляет 22 пикселя (в пикселях изображения, приведенного на рис. 3). Один пиксель соответствует одной угловой секунде, или (в предположении о расстоянии до пульсара Вела, равном 300 пс) расстоянию $4,5 \cdot 10^{15}$ см.

Для определения $p(\theta)$ мы разбили торообразные структуры на 30 областей одинаковой ширины по полярному и азимутальному углам. Для реального и модельного изображений туманности Вела производилась фильтрация карт по каждой из областей. Затем находилось полное число отсчетов, зарегистрированное от каждой из областей, и площади проекций областей в пикселях. Далее, для реального и модельного изображений для каждой из областей рассчитывалась средняя интенсивность излучения в отсчетах на пиксель. Из средней наблюдаемой интенсивности вычитался средний уровень фона и вычислялось отношение этой разности к средней модельной интенсивности. Полученное отношение пропорционально $p(\theta)$ с точностью до постоянного множителя. Угол θ определялся для каждой из областей как угол наклона луча зрения к нормали к поверхности области в ее центре. Ошибки в определении угла θ оценивались как максимально возможные отклонения в выбранной области этого угла от центрального значения.

Несколько областей (с номерами 1, 15 для дальнего тора и 17, 28, 29 для ближнего) сильно наклонены к лучу зрения и после фильтрации не содержат ненулевых пикселей. Области 8, 23 для обоих торов проецируются на направление джета и дают сильно завышенное значение ин-

тенсивности за счет вклада джета в излучение. Все эти области исключались из анализа.

Области 2, 3, 13, 14 ближнего тора и 18, 19, 27, 28 дальнего тора частично перекрываются друг с другом. При внимательном анализе карты пульсарной туманности заметно, что вклад дальнего тора в излучение в области перекрытия существенно меньше вклада ближнего. Ввиду этого области 18, 19, 27, 28 дальнего тора также исключались из анализа, а вклад из области перекрытия был целиком отнесен к излучению ближнего тора.

Для оценки среднего фона было выбрано 6 областей, показанных на рис. 3. Значения интенсивности фона изменяются в широких пределах от 230 отсчетов на пиксель для областей V, VI до 900 для областей III, IV. Характерная статистическая ошибка при этом составляет примерно 30 отсчетов на пиксель. Систематическая ошибка, связанная с неоднородностью фона по пульсарной туманности, оказывается существенно больше и может быть оценена в 200 – 300 отсчетов на пиксель. При этом максимальная интенсивность излучения от торообразной структуры составляет порядка 2000 отсчетов на пиксель. В качестве основной была выбрана модель с фоном 400 отсчетов на пиксель.

Обсуждение результатов

Результаты проведенного анализа приведены на рис. 4. Некоторым значениям угла θ соответствуют две различных области. Значения функции распределения для этих областей могут заметно отличаться, что говорит о неполной осевой симметрии системы. Эта асимметрия может быть следствием зависимости флуктуаций магнитного поля или функции распределения частиц от азимутального угла. Разница значений величин угловой части функции распределения, вычисленная для таких парных областей, позволяет оценить ошибку ее определения, которая оказывается меньше или равной 20 и 30 % соответственно для направлений наружу (от пульсара) и внутрь (к пульсару) пульсарной туманности. Приведенные на рис. 4 ошибки определения угла θ оцениваются как максимально возможные отклонения значений этого угла для рассматриваемых областей от его центрального значения.



Функция распределения имеет существенно неизотропный вид. Она вытянута вдоль направления нормали к фронту и сильно падает в направлении плоскости фронта. При этом она более вытянута в направлении от пульсара. Это видно по поведению кривой, соответствующей дальнему тору, поскольку для угла $\theta \approx 45^\circ$ значение функции распределения превышает указанное значение для угла $\theta \approx 135^\circ$ примерно в два раза.

Ближняя торообразная структура позволяет исследовать угловую зависимость анизотропии функции распределения вплоть до углов $\theta = 120^\circ$. Однако неравномерное фоновое излучение пульсарной туманности описывается моделью постоянного фона неидеально. Для ближнего тора в диапазоне углов $90^\circ < \theta < 120^\circ$ модельный фон превышает реальный и оценочные значения функции распределения оказываются ниже нулевого уровня. Точки, соответствующие указанному диапазону, не показаны на рис. 4.

Дополнительный вклад в излучение областей 16, 17, 29, 30 дальнего тора, не учтенный в использовавшейся модели фона, вносит диффузное излучение окрестности ближнего тора. В итоге оценка функции распределения для этих областей получается завышенной, и соот-

ветствующие этим областям точки (см. рис. 4) являются верхними пределами.

Для сравнения угловой зависимости анизотропии функции распределения в окрестностях дальнего и ближнего торов на рис. 4 квадратными точками дополнительно показана кривая, соответствующая кривой для дальнего тора, но деленной на фактор 2. Видно хорошее согласие вида угловой зависимости анизотропии, определенной для обоих торов в перекрывающемся диапазоне углов $50^\circ < \theta < 90^\circ$.

Отличие интенсивностей излучения дальнего и ближнего торов в 2 раза может быть следствием несимметричности истечения ветра относительно экваториальной плоскости. Ранее отмечалось, что сравнение геометрической модели с реальной картой приводит к значению угла раствора дальнего конуса 78° , что на 12° градусов больше соответствующей величины для ближнего конуса, равной 66° . Таким образом, наблюдается тенденция нелинейного роста интенсивности излучения при увеличении угла раствора конуса. Изучение физических механизмов возникновения подобной асимметрии требует дополнительного исследования, выходящего за рамки данной работы.

Надо отметить, что асимметрия относительно экваториальной плоскости естественным образом объясняется в модели Радхакришнана недипольностью магнитного поля. В то же время интерпретация этой асимметрии в модели Гельфанда связана с некоторыми трудностями, поскольку формирование ветра в этой модели происходит на световом цилиндре, на котором недипольные компоненты магнитного поля должны быть много меньше дипольной компоненты.

Таким образом, на основе анализа данных наблюдений обсерватории Чандра и простой геометрической модели был предложен метод определения анизотропии функции распределения электронов в окрестности пульсарной туманности Вела. Мы достаточно надежно восстановили вид угловой зависимости анизотропии функции распределения в системе покоя пульсарной туманности в диапазонах углов $10^\circ < \theta < 90^\circ$ и $130^\circ < \theta < 160^\circ$.

Функция распределения оказывается существенно анизотропной, вытянутой вдоль

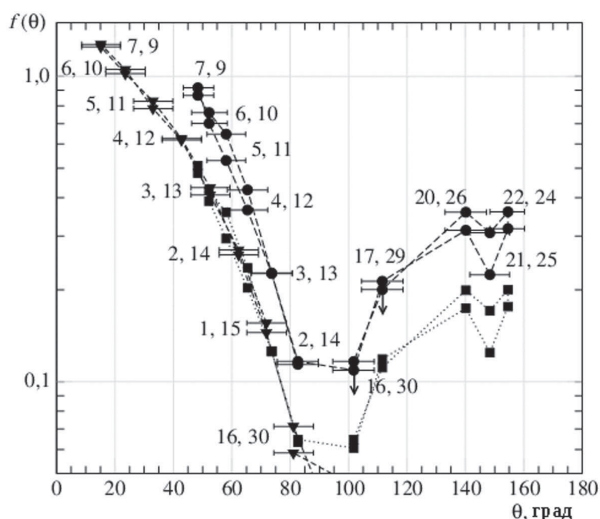


Рис. 4. Угловые зависимости функции распределения в системе покоя пульсарной туманности, построенные по данным анализа излучения ближнего (треугольные точки) и дальнего (круглые точки) торов. Квадратными точками показан деленный на фактор 2 график функции распределения, построенный по данным анализа излучения дальнего тора. Цифры обозначают номера областей, использовавшихся для анализа (см. рис. 3)

нормали к фронту ударной волны. Причем более сильно она вытянута по направлению от пульсара, чем по направлению к пульсару. В направлениях, лежащих вблизи плоскости фронта УВ, функция распределения сильно ослаблена (см. рис. 4).

Пульсарная туманность является не строго симметричной относительно экваториальной плоскости. Наблюдаемая тенденция нелинейного увеличения интенсивности излучения торообразной структуры при увеличении угла раствора конуса, образующего указанную структуру, заслуживает отдельного исследования.

Работа была частично поддержана грантом ведущих научных школ РФ (4035.2012.2), грантом РФФИ (11-02-12082-офи-м-2011) и Министерством образования и науки РФ (контракт 11.G34.31.0001).

Приложение

Эффект Доплера

Для расчета синхротронного излучения мы используем формулы из работы [8], которые применимы в системе покоя плазмы, поскольку в этой системе, в предположении квазинейтральности плазмы, отсутствуют электрические поля. В данной работе мы исследуем функцию распределения частиц в системе покоя фронта ударной волны. Чтобы корректно рассчитать синхротронное излучение, основываясь на этой функции распределения, необходимо сначала перейти в систему покоя среды, а затем, после расчета излучения, следует сделать обратный переход в систему покоя фронта, совпадающую в нашей модели с системой покоя наблюдателя.

Для описания этого перехода необходимы формулы, связывающие функции распределения частиц и фотонов в обеих системах. Хорошо известно, что функции распределения частиц Лоренц-инвариантны, так же как и элементы фазового объема. Из элементов объемов в обычном и импульсном пространствах также можно составить инварианты. Итак, для любых двух систем отсчета:

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) &= f'(\mathbf{r}', \mathbf{p}') = \text{inv}; \\ EdV &= E' dV' = \text{inv}; \\ \frac{dp_x dp_y dp_z}{E} &= \frac{dp'_x dp'_y dp'_z}{E'} = \text{inv}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{p^2 dp d\Omega_p}{E} = \frac{p'^2 dp' d\Omega_{p'}}{E'} = \text{inv}.$$

Объемная мощность излучения ε , выраженная в единицах фотон в секунду в элементе объема в диапазоне частот $d\nu$ в элемент телесного угла, связана с функцией распределения фотонов n_{ph} формулой

$$\varepsilon(\nu, \theta) = c n_{ph}(\nu, \theta).$$

Здесь и далее используется предположение об аксиальной симметрии функции распределения. В нашей модели осью симметрии является нормаль к фронту УВ.

В свою очередь,

$$\begin{aligned} dN_{ph} &= n_{ph}(\nu, \theta) d\nu d\Omega_k dV = \\ &= \left(\frac{c}{2\pi} \frac{n_{ph}(\nu, \theta)}{k^2} \right) k^2 dk d\Omega_k dV. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь использовалась связь $2\pi\nu = ck$. Выделенное в круглых скобках выражение является инвариантной функцией распределения, поэтому

$$\begin{aligned} \frac{n_{ph}(\nu, \theta)}{k^2} &= \frac{n'_{ph}(\nu', \theta')}{k'^2}, \text{ или} \\ n_{ph}(\nu, \theta) &= \frac{\nu^2}{\nu'^2} n'_{ph}(\nu', \theta'). \end{aligned}$$

Отсюда следует:

$$\varepsilon(\nu, \theta) = \frac{\nu^2}{\nu'^2} \varepsilon'(\nu', \theta'). \quad (4)$$

Аналогично, если функция распределения электронов нормирована как

$$dN = f(E, \theta) dV dE d\Omega_p,$$

то

$$\begin{aligned} f(E, \theta) &= \frac{p^2}{p'^2} \frac{\frac{dE}{dE'}}{\frac{dp}{dp'}} f'(E', \theta') = \\ &= \frac{p^3}{p'^3} \frac{E'}{E} f'(E', \theta'). \end{aligned} \quad (5)$$

В случае ультрарелятивистских частиц формулу можно упростить:



$$f(E, \theta) = \frac{E^2}{E'^2} f'(E', \theta'). \quad (6)$$

Перейдем непосредственно к описанию нашей системы. Будем обозначать переменные, относящиеся к системе покоя среды, штрихом. Обозначения переменных, относящихся к системе покоя фронта, будут использоваться без штриха.

Наблюдаемый поток излучения в единицах фотон·см⁻²·с⁻¹·ср⁻¹·Гц⁻¹ может быть рассчитан по формуле

$$J(\nu) = \int \varepsilon(\nu, \theta) d\Omega.$$

При этом функция распределения излучаемых фотонов в системе покоя среды, согласно работе [8], может быть выражена формулой

$$\begin{aligned} \varepsilon'(\nu', \theta') = \\ = \int I'(\nu', E', \mathbf{k}', \mathbf{H}') f'(E', \theta') dE'. \end{aligned} \quad (7)$$

Направление волнового вектора $\mathbf{k}$ практически совпадает с направлением движения $\mathbf{n} \approx \mathbf{k}/k$ излучающей ультрарелятивистской частицы; выражение $I(\nu, E, \mathbf{k}, \mathbf{H})$ имеет вид

$$\begin{aligned} I(\nu, E, \mathbf{k}, \mathbf{H}) = \frac{\sqrt{3}e^3 H_{\perp}}{m_e c^2} \frac{1}{h\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta; \\ \nu_c = \frac{3eH_{\perp}}{4\pi m_e c} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2. \end{aligned} \quad (8)$$

В итоге получаем выражение для наблюдаемого потока излучения:

$$\begin{aligned} J(\nu) = \int \frac{\nu^2}{\nu'^2} \varepsilon'(\nu', \theta') d\Omega = \\ = \int d\Omega \frac{\nu^2}{\nu'^2} \int I'(\nu', E', \mathbf{k}', \mathbf{H}') f'(E', \theta') dE' = \\ = \int d\Omega \frac{\nu^2}{\nu'^2} \int I'(\nu', E', \mathbf{k}', \mathbf{H}') \times \\ \times \frac{E'^2}{E^2(E', \theta')} f(E(E', \theta'), \theta(E', \theta')) dE'. \end{aligned} \quad (9)$$

Мы рассматриваем аксиально симметричное распределение частиц, имеющее степенной энергетический спектр, поэтому функция рас-

пределения представима в виде $f(E, \theta) = p(\theta)/E^k$. Энергии ультрарелятивистских частиц и частоты фотонов преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned} E &= \frac{E'}{\gamma(1 - \beta \cos \theta')}; \\ \nu &= \frac{\nu'}{\gamma(1 - \beta \cos \theta')}. \end{aligned}$$

Углы θ для ультрарелятивистских частиц преобразуются по формуле:

$$\cos \theta = \frac{\cos \theta' - \beta}{1 - \beta \cos \theta'}.$$

Видно, что представление функции распределения в виде произведения степенной функции энергии и функции угла θ сохраняется при преобразовании Лоренца вдоль ее оси симметрии.

В результате мы можем упростить формулу (9):

$$\begin{aligned} J(\nu) &= \int d\Omega \frac{\nu^2}{\nu'^2} \int I'(\nu', E', \mathbf{k}', \mathbf{H}') \times \\ &\times \frac{E'^2}{E^2(E')} f(E(E', \theta'), \theta(E', \theta')) dE' = \\ &= \int d\Omega \frac{\nu^2}{\nu'^2} \int I'(\nu', E', \mathbf{k}', \mathbf{H}') \times \\ &\times \frac{E'^2}{E^{2+k}(E', \theta')} p(\theta) dE' = \\ &= \int \gamma^k (1 - \beta \cos \theta)^k p(\theta) d\Omega \int I'(\nu', E', \mathbf{k}', \mathbf{H}') \frac{dE'}{E'^k}. \end{aligned} \quad (10)$$

Интеграл по энергии берется в работе [8]. После дополнительного усреднения по направлению магнитного поля вдоль луча зрения получаем выражение:

$$\begin{aligned} J(\nu) &= \int \gamma^k (1 - \beta \cos \theta)^k p(\theta) a(k) \frac{e^3}{m_e c^2 h} \times \\ &\times \left(\frac{3e}{4\pi m_e^3 c^5} \right)^{\frac{k-1}{2}} \left(\frac{H'}{\nu'(\nu)} \right)^{\frac{k+1}{2}} d\Omega = \\ &= \frac{e^3}{m_e c^2 h} \left(\frac{3e}{4\pi m_e^3 c^5} \right)^{\frac{k-1}{2}} \times \end{aligned} \quad (11)$$

$$\times \frac{a(k) \gamma^{\frac{k-1}{2}}}{v^{\frac{k+1}{2}}} \int (1 - \beta \cos \theta)^{\frac{k-1}{2}} p(\theta) H'^{\frac{k+1}{2}} dl,$$

где

$$a(k) = 2^{\frac{k-1}{2}} \sqrt{3} \Gamma\left(\frac{3k-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3k+19}{12}\right) \times \\ \times \Gamma\left(\frac{k+5}{4}\right) / \left[8\sqrt{\pi}(k+1) \Gamma\left(\frac{k+7}{4}\right) \right].$$

При наших предположениях о тонкой излучающей области функции, зависящие от угла θ , можно считать слабо меняющимися, и интеграл сводится к выражению (1):

$$J(v) = \frac{e^3}{m_e c^2 h} \left(\frac{3e}{4\pi m_e^3 c^5} \right)^{\frac{k-1}{2}} \frac{a(k)}{v^{\frac{k+1}{2}}} \left\langle H'^{\frac{k+1}{2}} \right\rangle d_0 \times \\ \times \left[\frac{1}{\cos \theta} \right] \cdot [p(\theta)] \cdot \left[\gamma^{\frac{k-1}{2}} (1 - \beta \cos \theta)^{\frac{k-1}{2}} \right].$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kargaltsev, O.** Pulsar wind nebulae in the Chandra era [Text] / O. Kargaltsev, G.G. Pavlov // 40 years of pulsars: Millisecond pulsars, magnetars and more. AIP Conference Proceedings. — 2008. — № 983 — P. 171 — 185.
2. **Pavlov, G.G.** Observations of the Vela pulsar and its compact nebula with the Chandra high resolution camera [Text] / G.G. Pavlov, D. Sanwal, G.P. Garmire [et al.] // American Astronomical Society Meeting Abstracts №196. Bulletin of the American Astronomical Society. — 2000. — № 32 — P. 733.
3. **Helfand, D.J.** Vela pulsar and its synchrotron nebula [Text] / D.J. Helfand, E.V. Gotthelf, J.P. Halpern // Astrophysical Journal. — 2001. — № 556. — P. 380 — 391.
4. **Hester, J.J.** The Crab nebula: An astrophysical chimera. [Text] / J.J. Hester // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. — 2008. — № 46. — P. 127 — 155.
5. **Gaensler, B.M.** The evolution and structure of pulsar wind nebulae [Text] / B.M. Gaensler, P.O. Slane // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. — 2006. — № 44 — P. 17 — 47.
6. **Radhakrishnan, V.** Vela, its X-ray nebula, and the polarization of pulsar radiation [Text] / V. Radhakrishnan, A.A. Deshpande // Astronomy and Astrophysics. — 2001. — № 379. — P. 551 — 556.
7. **Kennel, C.F.** Confinement of the Crab pulsar's wind by its supernova remnant [Text] / C.F. Kennel, F.V. Coroniti // Astrophysical Journal. — 1984. — № 283. — P. 694 — 709.
8. **Ginzburg V.L.** Cosmic magnetobremstrahlung (synchrotron radiation) [Text] / V.L. Ginzburg, S.I. Syrovatskii // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. — 1965. — № 3. — P. 297 — 350.