

УДК 524.354.4

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ФОРМЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ РАДИОИМПУЛЬСА ПУЛЬСАРА В КАРТИННОЙ ПЛОСКОСТИ

© 2014 г. А. Л. Акопян¹, В. С. Бескин^{1,2*}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет),
Долгопрудный Моск. обл., Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16.04.2013 г.; принята в печать 21.05.2014 г.

Рассматривается задача определения размера изображения радиоимпульсов пульсаров в картинной плоскости, имеющая важное значение не только в связи с возможностью прямого углового разрешения радиоимпульсов, но и для проверки и ограничения существующих теорий радиоизлучения. В простейшем случае дипольного магнитного поля определены как форма изображения, так и ее изменение в зависимости от фазы импульса для необыкновенной (X) и обыкновенной (O) моды. Получены изображения для пульсаров с различными значениями углов наклона оси намагниченности к оси вращения, а также различными параметрами модели, такими как высота излучения, размер области излучения по высоте и лоренц-фактор вторичной плазмы. Показано, что размер изображения в центре импульса значительно меньше, чем на его краях.

DOI: 10.7868/S0004629914120019

1. ВВЕДЕНИЕ

За почти полувековую историю исследования радиопульсаров, несмотря на отсутствие общепринятой последовательной теории их когерентного радиоизлучения, сформировалась вполне работоспособная модель полого конуса, позволяющая объяснить основные геометрические свойства средних импульсов [1–3]. Она основана на предположении о том, что диаграмма направленности радиоизлучения повторяет профиль плотности вторичной электронно-позитронной плазмы, рождение которой должно быть подавлено вблизи магнитной оси, где радиус кривизны магнитных силовых линий существенно больше, чем вдали от нее [4, 5].

Действительно, согласно современным представлениям, рождение вторичной плазмы происходит вблизи магнитных полюсов нейтронной звезды, где существует сильное продольное электрическое поле. Первичные частицы, ускоряемые этим электрическим полем, движутся по искривленным траекториям, излучая при этом изгибные фотоны с характерной частотой $\omega_{\text{сиг}} \sim (c/R_c)\gamma^3$ (R_c — радиус кривизны, γ — лоренц-фактор частиц), которая попадает в гамма-диапазон. Следующей в данной цепочке процессов является конверсия гамма-квантов в электронно-позитронные пары

$\gamma + B \rightarrow e^+ + e^- + B$, которая также становится возможной лишь в искривленном магнитном поле; фотоны, движущиеся вдоль магнитного поля, в электронно-позитронную пару превратиться не могут [6].

Из сказанного выше можно заключить, что рождение вторичных частиц в прямолинейном магнитном поле (точнее, с большим радиусом кривизны) будет подавлено, так как будет невелика как интенсивность изгибного излучения, так и угол распространения фотонов к магнитному полю. Поэтому в центральных областях полярной шапки плотность вторичных частиц должна быть гораздо меньше, чем у ее границ. С истекающей плазмой обычно и связывают наблюдаемое радиоизлучение пульсаров.

За все эти годы вопрос о структуре диаграммы радиоизлучения исследовался достаточно подробно как с теоретической точки зрения, так и экспериментально (см., например, последние обзоры [7, 8]). Так, из наблюдений была определена зависимость ширины средних профилей от периода пульсара P и частоты наблюдения ν [9, 10]. Эти результаты, в частности, показали, что генерация радиоизлучения должна происходить на высотах R_m порядка 10–100 радиусов звезды R . В последнее время большое внимание было уделено построению последовательной теории распространения волн в магнитосфере [11–13], которая позволила

*E-mail: beskin@lpi.ru

объяснить основные поляризационные свойства диаграммы направленности.

С другой стороны, вопрос о форме радиосигнала в картинной плоскости ранее практически не исследовался. Дело в том, что даже в том случае, если пространственный размер изображения составляет несколько десятков радиусов нейтронной звезды (порядка 10^7 см), угловой размер такого источника даже для ближайших радиопульсаров (порядка 100 пк) должен составлять лишь 10^{-4} мксек. дуги, что находилось за пределами приемной аппаратуры. Поэтому единственным каналом, с помощью которого удавалось оценить линейный размер излучающей области, оставался метод межзвездных мерцаний [14–16]. При этом, однако, в большинстве случаев речь могла идти лишь о его верхней оценке. Только в последнее время в связи с запуском космического телескопа “Спектр-Р” (“Радиоастрон”) [17] наконец появилась возможность прямого детектирования пространственного радиоизображения пульсаров. Поэтому, по нашему мнению, настало время подробно исследовать этот вопрос.

Во второй части нашей работы сформулированы основные предположения, в рамках которых строится пространственное изображение радиоимпульса, а также сформулированы основные параметры, влияющие на форму изображения. Третья часть посвящена изложению методики, с помощью которой определялись как формы изображения, так и ее зависимость от фазы импульса. Наконец, последняя часть посвящена обсуждению полученных результатов.

2. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

Сформулируем основные предположения, в рамках которых нами будет построено изображение радиосигнала в картинной плоскости. Прежде всего, напомним, что радиоизлучение пульсара содержит две различные поляризационные моды — обыкновенную (О-мода) и необыкновенную (Х-мода) [2, 3]. При этом необыкновенная Х-мода всегда распространяется по прямой, а обыкновенная О-мода на малых расстояниях от нейтронной звезды отклоняется от магнитной оси. Как показано в [18], угол отклонения при этом зависит от частоты волны ν как $\nu^{-0.14}$. Ниже мы рассмотрим этот вопрос более подробно.

Понятно, что геометрические свойства наблюдаемого излучения будут зависеть от структуры диаграммы направленности. Ниже для простоты мы будем считать, что диаграмма направленности радиоизлучения повторяет профиль концентрации плазмы у поверхности полярной шапки, которую мы запишем в виде

$$n_e = \lambda g(r_\perp) n_{GJ}, \quad (1)$$

$$r_\perp = r \sin \psi_m.$$

Здесь $\lambda \sim 10^3 \div 10^4$ есть множественность рождения частиц, $n_{GJ} = \Omega \mathbf{B} / 2\pi c e$ — так называемая плотность Гольдрайха–Джулиана, а фактор $g(r_\perp)$, где r_\perp есть расстояние от магнитной оси (ψ_m — угол между магнитной осью и радиус-вектором), как раз и моделирует структуру полого конуса. Ниже мы везде для простоты будем предполагать, что магнитное поле нейтронной звезды есть поле точечного диполя (что, безусловно, справедливо для расстояний R_m , много меньших радиуса светового цилиндра $R_L = c/\Omega$), а также не учитывать эффекты абберации.

Как уже отмечалось, общепризнанной теории радиоизлучения, позволяющей определить функцию $g(r_\perp)$, в настоящее время не существует. Поэтому ниже мы, как и в работе [13], будем использовать однопараметрическую аппроксимацию

$$g(r_\perp) = \left[1 + \left(\frac{f_0 R_0}{r_\perp} \right)^5 \right]^{-1} \exp(-r_\perp^2 / R_0^2). \quad (2)$$

Здесь $R_0(r) = (\Omega r / c)^{1/2} r$ есть зависящее от радиус-вектора r расстояние от магнитной оси до последней открытой силовой линии, которое и определяет угловой растров диаграммы направленности в модели полого конуса. При этом экспоненциальный фактор как раз и приводит к резкому падению интенсивности радиоизлучения при $r_\perp > R_0$. Параметр же f_0 ($0 < f_0 < 1$) задает внутренний радиус полости $f_0 R_0$ диаграммы направленности. В частности, при $f_0 = 0$ полость будет отсутствовать. Таким образом, функция $g(r_\perp)$ будет определять интенсивность излучения с данного уровня генерации R_m .

Далее, поскольку излучение на данной частоте может генерироваться в широкой области высот r , то ниже для параметризации будет использован дополнительный фактор

$$h(r) = \exp \left[-A \frac{(r - R_m)^2}{R_m^2} \right]. \quad (3)$$

Параметры R_m и A будут вторым и третьим параметрами нашей задачи, позволяющими учесть вклад различных высот. В частности, при $A \gg \gg 1$ излучение будет генерироваться лишь в узкой области высот $r \approx R_m$.

Наконец, четвертым ключевым параметром является ширина раствора диаграммы направленности для каждого элементарного излучателя относительно направления магнитного поля θ_0 . Ниже мы определим этот угол как $\theta_0 = 1/\gamma$, где γ — характерный лоренц-фактор истекающей плазмы.

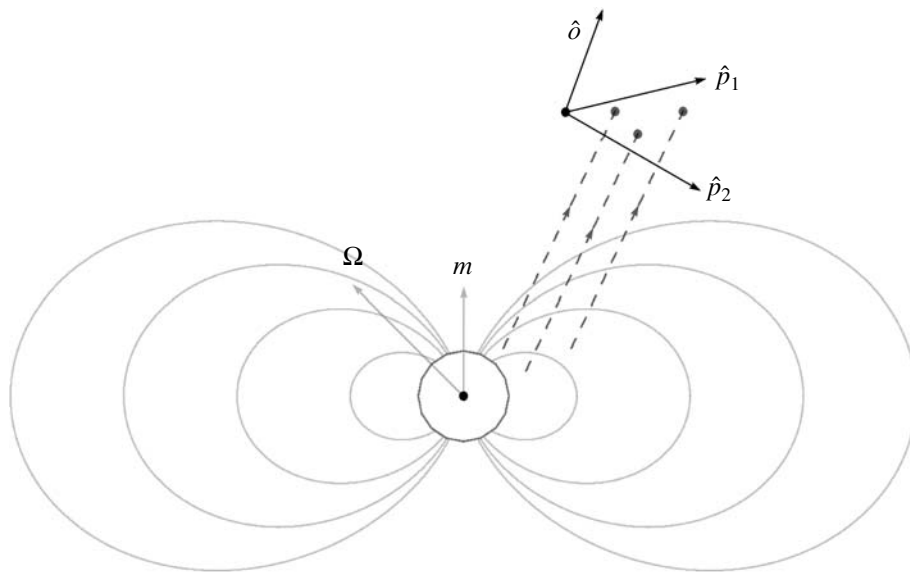


Рис. 1. Параллельные лучи, одновременно пересекающие экран (картинную плоскость) в направлении на наблюдателя.

Иными словами, мы будем считать, что интенсивность излучения будет пропорциональна

$$d(\theta) = \exp(-\gamma^2\theta^2), \quad (4)$$

где θ — угол между магнитным полем и направлением распространения луча. В результате относительный вклад элемента dl вдоль луча в суммарную интенсивность в точке (r, r_\perp) (и для луча, распространяющегося под углом θ к магнитному полю) будет пропорционален $g(r_\perp)h(r)d(\theta)$.

3. ПОСТРОЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ В КАРТИННОЙ ПЛОСКОСТИ

Теперь нашей задачей будет определение интенсивности излучения как X-, так и O-моды в картинной плоскости, т.е. на удаленном “экране”. Эта задача сводится к подсчету интегральной интенсивности вдоль траекторий лучей, проходящих через экран в точке с координатами (a_1, a_2) вдоль базисных векторов $\hat{\mathbf{p}}_1$ и $\hat{\mathbf{p}}_2$, перпендикулярных фиксированному направлению на наблюдателя $\hat{\mathbf{o}}$ (рис. 1). В этом случае любая точка на картинной плоскости представляется как

$$\mathbf{r}(a_1, a_2) = R_{\max}\hat{\mathbf{o}} + a_1\hat{\mathbf{p}}_1 + a_2\hat{\mathbf{p}}_2, \quad (5)$$

где R_{\max} — расстояние от экрана до центра звезды (в расчетах мы будем полагать $R_{\max} = 1000R$). Тогда интенсивность излучения в точке с координатами (a_1, a_2) можно определить, выполняя интегрирование назад вдоль траектории луча

$$I(a_1, a_2) = \int_{\mathbf{r}(t)}^{R_{\max}} g(r_\perp)h(r)d(\theta)dr \quad (6)$$

с фиксированными $\hat{\mathbf{o}}$, a_1 и a_2 на поверхности экрана. В итоге изображение радиоимпульса в картинной плоскости для данной фазы импульса ϕ можно получить, выполняя интегрирование (6) вдоль различных лучей при условии их одновременного прохождения через поверхность экрана в направлении на наблюдателя.

Понятно, что в сферических координатах, в которых ось z направлена вдоль угловой скорости Ω , можно записать

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{o}} &= \{\sin(\chi + \beta), 0, \cos(\chi + \beta)\}, \\ \hat{\mathbf{p}}_1 &= \{\cos(\chi + \beta), 0, -\sin(\chi + \beta)\}, \\ \hat{\mathbf{p}}_2 &= \{0, 1, 0\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь и далее χ — угол наклона оси магнитного диполя \mathbf{m} к оси вращения Ω , а β — минимальный угол между $\hat{\mathbf{o}}$ и \mathbf{m} . Также для удобства мы введем безразмерные векторы $\hat{\mathbf{b}} = \mathbf{B}/B$, $\hat{\mathbf{m}} = \mathbf{m}/m$ и $\hat{\mathbf{n}} = \mathbf{r}/r$. В итоге зависящие от времени t векторы будут иметь вид

$$\begin{aligned} \mathbf{m}(t) &= |\mathbf{m}|\{\sin\chi \cos(\phi + \Omega(t - t_0)), \\ &\quad \sin\chi \sin(\phi + \Omega(t - t_0)), \cos\chi\}, \\ \mathbf{B}(t) &= -\frac{\mathbf{m}}{r^3} + \frac{3(\mathbf{m}, \hat{\mathbf{n}})\hat{\mathbf{n}}}{r^3}. \end{aligned} \quad (8)$$

Для определения интеграла (6) необходимо, естественно, также знать траекторию луча $\mathbf{r}(t)$. В приближении геометрической оптики получаем

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}}{dt} &= \frac{\partial\omega}{\partial\mathbf{k}} = c\frac{\partial}{\partial\mathbf{k}}\left(\frac{k}{n}\right), \\ \frac{d\mathbf{k}}{dt} &= -\frac{\partial\omega}{\partial\mathbf{r}} = -c\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}\left(\frac{k}{n}\right). \end{aligned} \quad (9)$$

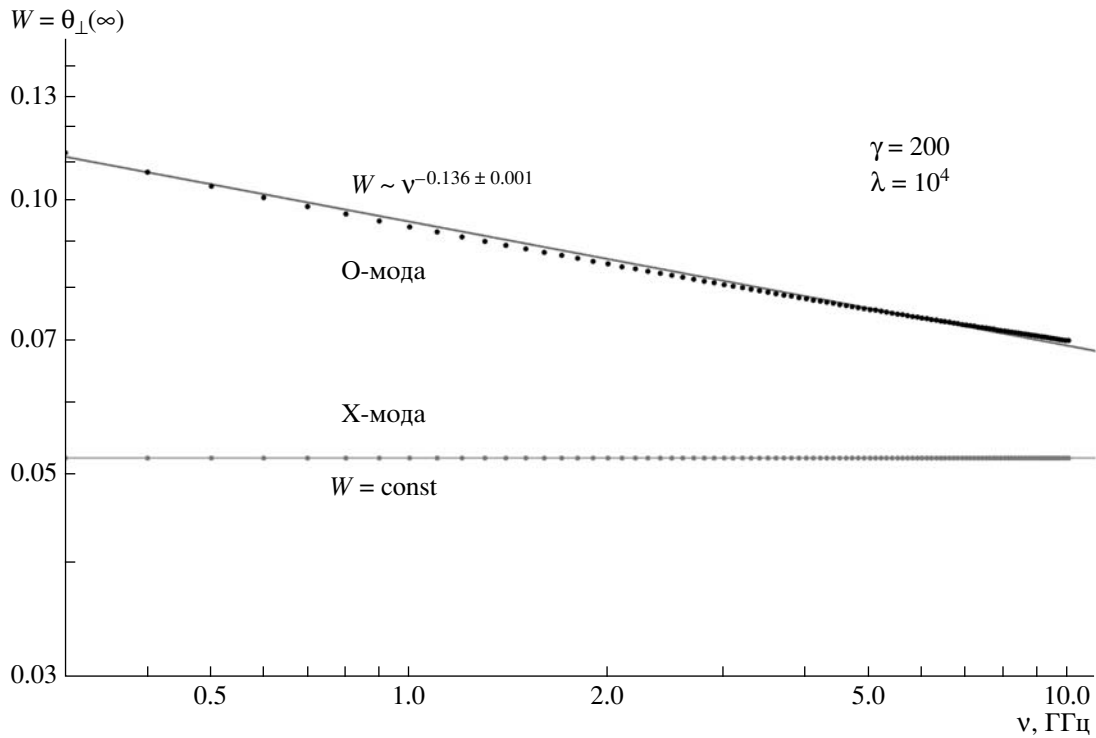


Рис. 2. Ширина диаграммы направленности W для О- и Х-моды при излучении с высоты $R_m = 10 R$ для различных частот ν .

Для распространяющейся по прямой необыкновенной Х-моды ($n \equiv 1$) имеем просто

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}}{dt} &= c \frac{\mathbf{k}}{k}, \\ \frac{d\mathbf{k}}{dt} &= 0, \end{aligned} \quad (10)$$

и, исходя из начального условия (5), можно задать траекторию следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}(t) &= (R_{\max} - ct)\hat{\mathbf{o}} + a_1\hat{\mathbf{p}}_1 + a_2\hat{\mathbf{p}}_2, \\ \mathbf{k} &= \hat{\mathbf{o}} = \text{const}. \end{aligned} \quad (11)$$

В случае же обыкновенной О-моды уравнения движения усложняются, поскольку коэффициент преломления n нетривиальным образом зависит от угла θ между магнитным полем и волновым вектором волны \mathbf{k} [18]:

$$n = 1 + \frac{\theta^2}{4} - \left(\frac{\theta^4}{16} + \theta_*^4 \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Здесь

$$\theta_*^4 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \gamma^3}, \quad (13)$$

причем плазменная частота

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}, \quad (14)$$

через концентрацию частиц

$$n_e = \frac{\lambda}{2\pi c e} g(r_{\perp}) (\Omega \mathbf{B}) \quad (15)$$

будет зависеть от координаты r .

На рис. 2 в качестве теста приведено сравнение численного моделирования для зависимости ширины диаграммы направленности W от частоты волны ν для случая $g(r_{\perp}) = 1$, $R_m = 10 R$ с аналитическими предсказаниями ($W = \text{const}$ для Х-моды и $W \propto \nu^{-0.14}$ для О-моды), полученными в [18]. Как мы видим, здесь имеется полное согласие.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 3 в качестве примера показано движение изображения в картинной плоскости для О-моды от $\phi = -12^\circ$ до $\phi = 10^\circ$ для случая $\gamma = 100$. Линейные размеры представлены в радиусах звезды R . Здесь и везде далее полагается $\beta = 5^\circ$, $\lambda = 10^4$, $\omega = 100$ МГц, $f_0 = 0.5$ и $P = 1$ с. Видно, что для фазы импульса $\phi \approx 0^\circ$ излучение немного подавляется за счет наличия полости f_0 , однако подавление не сильное, так как прохождение не центральное, и $\beta \neq 0^\circ$. С другой стороны, хорошо видно, что на краях среднего профиля изображение сильно вытягивается.

Это свойство легко может быть объяснено. Действительно, рассмотрим случай, когда магнитная ось перпендикулярна оси вращения ($\chi = 90^\circ$),

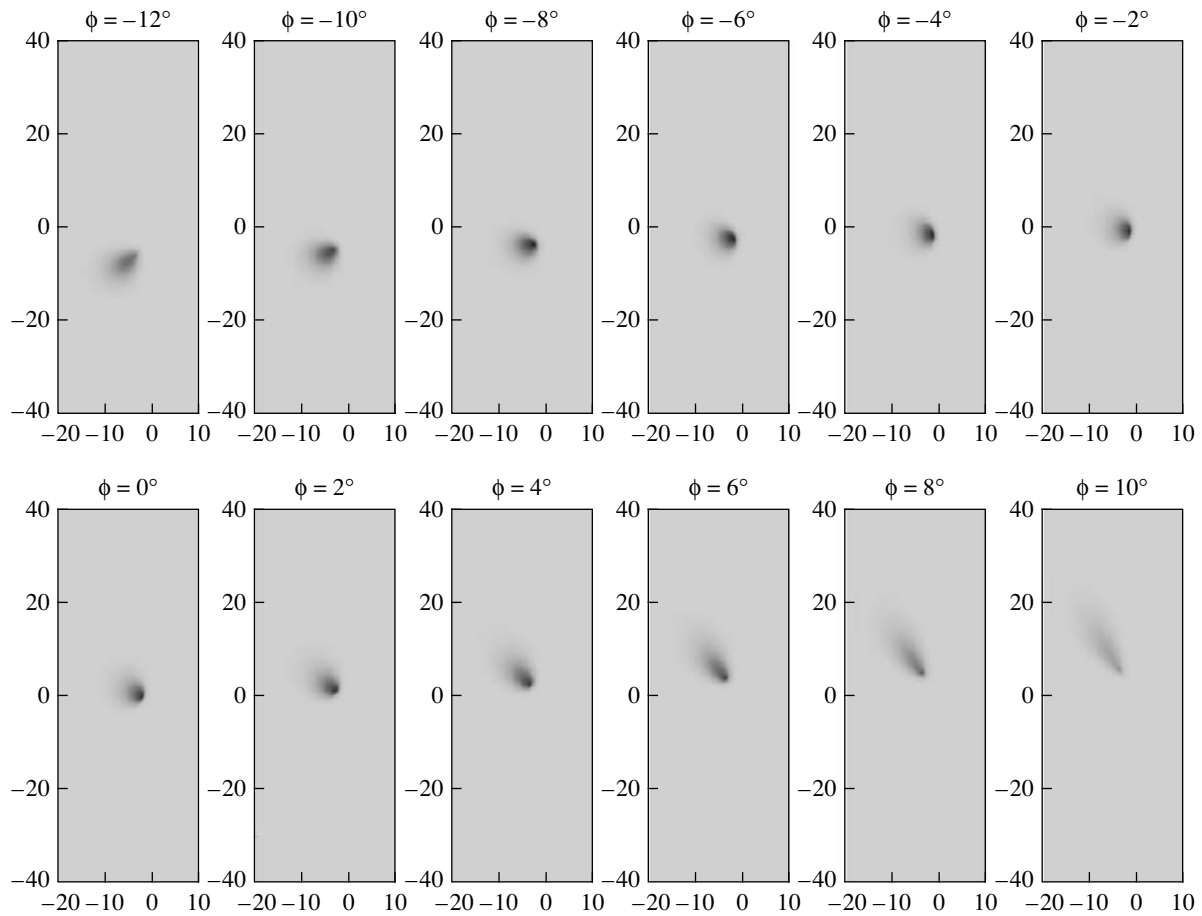


Рис. 3. Изображение радиоимпульса в картинной плоскости при $A = 0.1$, $R_m = 100 R$, $\chi = 45^\circ$ и $\gamma = 100$. Размеры показаны в радиусах нейтронной звезды R .

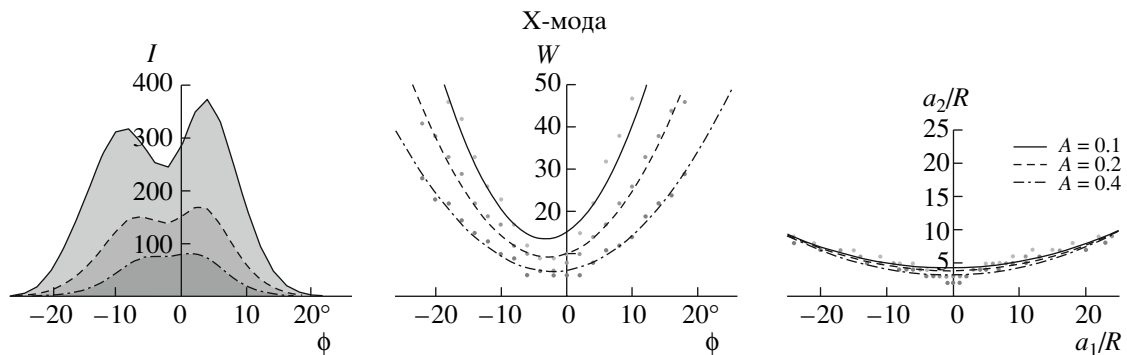


Рис. 4. Средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах A для X-моды.

а наблюдатель находится в экваториальной плоскости ($\beta = 0^\circ$). Поскольку излучение происходит вдоль магнитных силовых линий, то оно может быть принято лишь от тех точек, которые также лежат в экваториальной плоскости. Все же остальные силовые линии будут отклоняться либо к северу, либо к югу от плоскости экватора, и поэтому излучение от этих точек зарегистрировано быть не

может. Следовательно, в предельном случае $\theta_0 = 1/\gamma \rightarrow 0$ изображение в картинной плоскости должно представлять собой лежащую в экваториальной плоскости линию, длина которой будет зависеть от уровня генерации R_m . Очевидно, что при увеличении γ эффект вытягивания будет также увеличиваться.

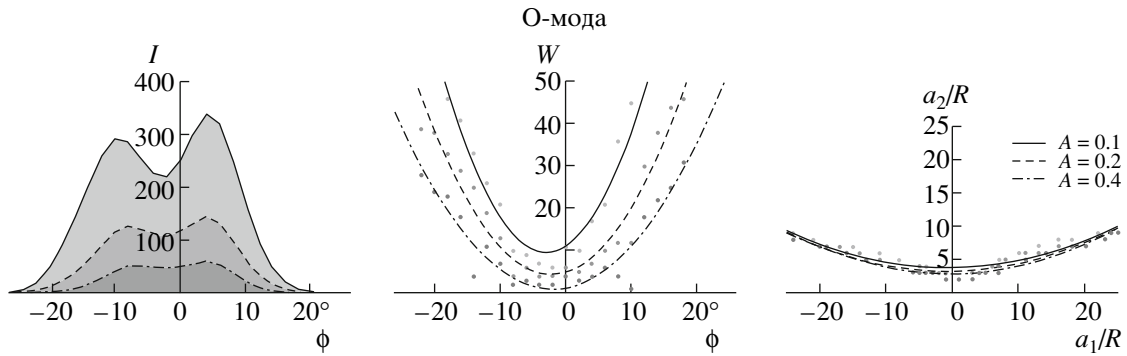


Рис. 5. Средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах A для О-моды.

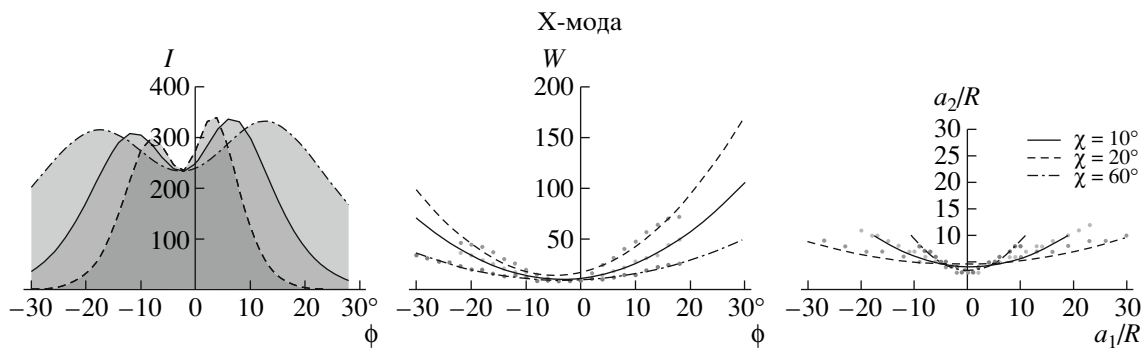


Рис. 6. То же, что на рис. 4, при различных углах наклона осей χ .

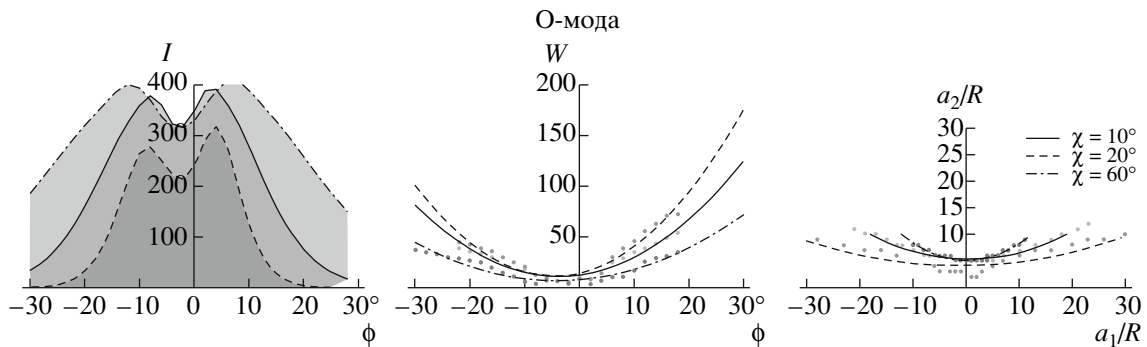


Рис. 7. То же, что на рис. 5, при различных углах наклона осей χ .

Ниже для удобного анализа результатов мы приводим графики наиболее важных параметров, получающихся из наших вычислений. В первую очередь, речь идет о среднем профиле — зависимости интегральной светимости I от фазы ϕ . Еще одной важной характеристикой является зависимость линейного размера изображения в картинной плоскости от фазы ϕ . Также мы приводим траекторию движения пика интенсивности в координатах a_1 и a_2 . Стандартными параметрами будут являться, если специально не уточнено, значения $A = 0.1$, $\chi = 45^\circ$, $\gamma = 50$, $R_m = 50R$.

На рис. 4 и 5 показаны средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах A (для О- и Х-мод, соответственно). Параметр A влияет на ширину гауссианы (3), которой представляется функция интенсивности излучения $h(r)$ от высоты r . Чем больше этот параметр, тем более вырождена эта функция, и излучение идет из узкого слоя на высоте R_m . Результатом этого является, конечно же, низкая интегральная интенсивность и уменьшение ширины профиля. Также при увеличении параметра A слабеет зависимость ширины изображения от фазы ϕ , так как

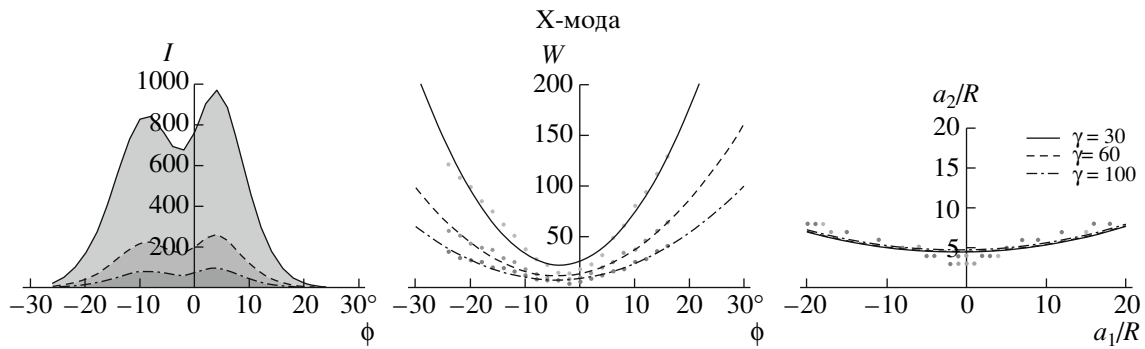


Рис. 8. То же, что на рис. 4, при различных параметрах γ .

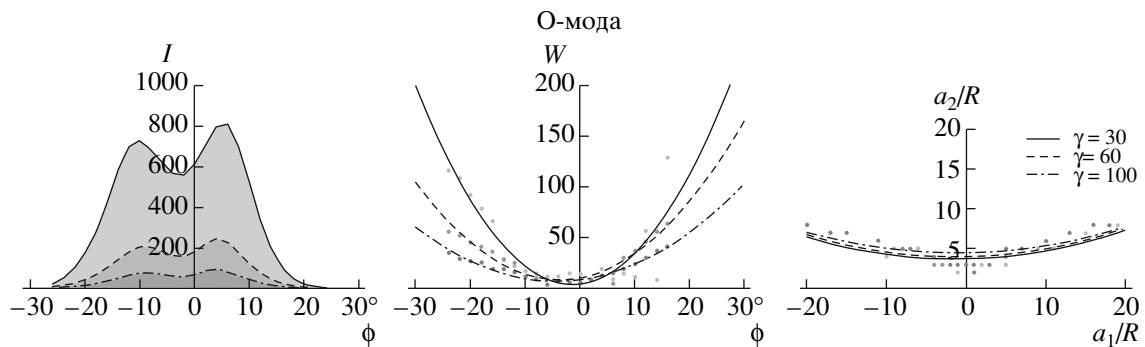


Рис. 9. То же, что на рис. 5, при различных параметрах γ .

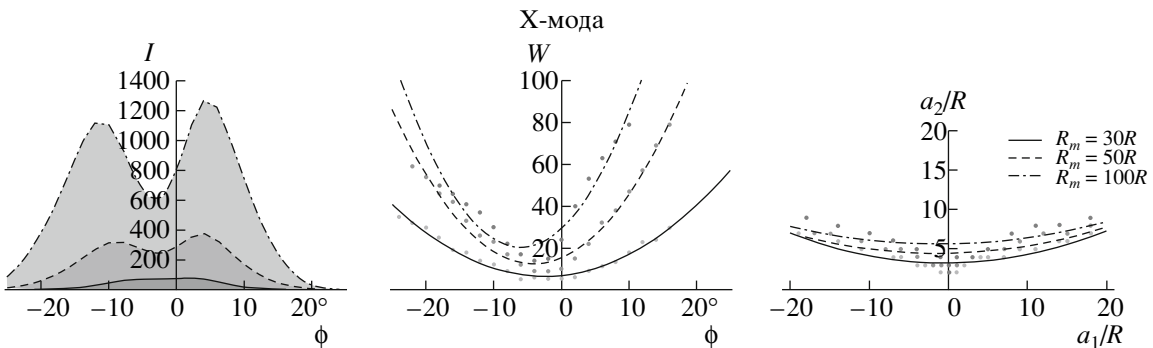


Рис. 10. То же, что на рис. 4, при различных параметрах R_m .

размер изображения тем больше, чем интенсивнее излучение на низких высотах. В то же время, как можно видеть, движение центра изображения практически не зависит от параметра A .

На рис. 6 и 7 показаны средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных углах наклона осей χ . Как и следовало ожидать, этот геометрический фактор сильно влияет на ширину среднего профиля. В частности, при малых χ средний профиль будет распространяться уже на значительную часть полного периода. С другой стороны, при углах χ , близких к 90° , зависимость

размера изображения от фазы ϕ становится сильнее, что также вполне очевидно из геометрических соображений (проекция полярной шапки меняется сильнее, чем при $\chi = 10^\circ$). Наконец, от угла χ сильно зависит траектория движения центра изображения. В частности, при малых углах траектория центра вырождается в вытянутую окружность (импульс виден в течение всего периода), а при углах, близких к 90° , — в прямую.

Далее, на рис. 8 и 9 показаны средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах γ . В графиках для профиля и

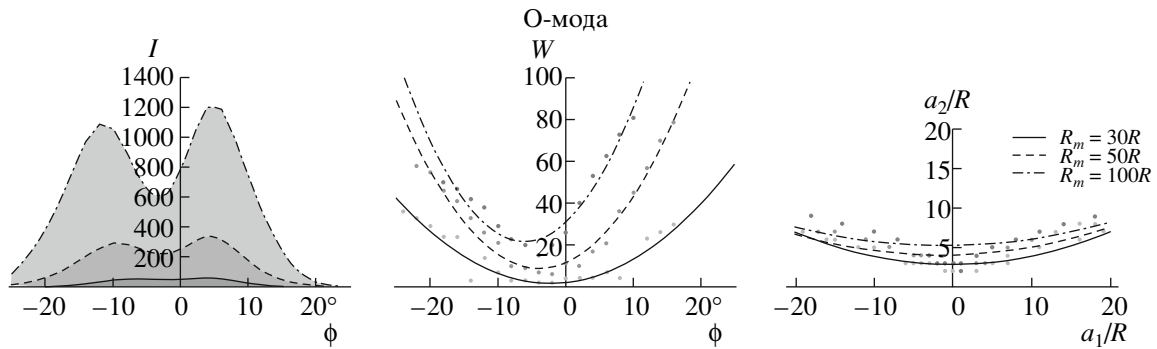


Рис. 11. То же, что на рис. 5, при различных параметрах R_m .

ширины изображения увеличение γ несет такой же эффект, как и увеличение A , т.е. увеличение γ ведет к уменьшению эффективного угла, в который генерируется радиоизлучение, и общая интенсивность падает. В то же время, так же как и в случае A , движение центра изображения слабо зависит от γ .

Наконец, на рис. 10 и 11 показаны средний профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах R_m . В этом случае при больших R_m и $A = 0.1$ излучает широкая полоса вокруг R_m , доходящая снизу до R , а сверху до $10R_m$. В то же время при малых R_m излучение на больших высотах подавлено. При больших R_m пульсар излучает на гораздо большем промежутке по фазам, чем при малых. С этим и связана резкая зависимость размера изображения от высоты при $R_m \sim 100 R$. При этом вновь движение центра мало зависит от параметра R_m .

Таким образом, как было показано, даже для достаточно больших высот генерации $R_m = 100 R$ размер изображения радиоимпульса пульсара не превышает нескольких радиусов нейтронной звезды, т.е. оказывается порядка 10^7 см. Неудивительно поэтому, что до последнего времени разрешить это изображение не представлялось возможным. Впрочем, согласно последним данным по межзвездным мерцаниям, наш основной вывод о том, что размер изображения в центре импульса должен быть заметно меньше, чем на его краях, находит свое подтверждение [19]. Наконец, недавно появилось сообщение и о прямом измерении скорости движения изображения по картинной плоскости, которая, согласно [20], составляет порядка 1000 км/с. Как легко проверить, именно с такой скоростью и перемещается изображение на рис. 3.

Авторы благодарят Я.Н. Истомина, Ю.Ю. Ковалева, М.В. Попова и К. Гвинна (C.R. Gwinn) за полезное обсуждение. Работа была поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований 14-02-00831.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. Radhakrishnan and D. J. Cooke, *Astrophys. Lett.* **3**, 225 (1969).
2. Ф. Г. Смит, *Пульсары* (М.: Мир, 1979).
3. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, *Пульсары* (М.: Мир, 1977).
4. P. A. Sturrock, *Astrophys. J.* **164**, 529 (1971).
5. M. A. Ruderman and P. G. Sutherland, *Astrophys. J.* **196**, 51 (1975).
6. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, 4-е изд. (М.: Физматлит, 2002).
7. P. Weltevrede and S. Johnston, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **391**, 1210 (2008).
8. T. H. Hankins and J. Rankin, *Astron. J.* **139**, 168 (2010).
9. J. M. Rankin, *Astrophys. J.* **274**, 333 (1983).
10. K. Maciesiak, J. Gil, and G. Melikidze, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **424**, 1762 (2012).
11. S. A. Petrova and Y. E. Lyubarskii, *Astron and Astrophys.* **355**, 1168 (2000).
12. C. Wang, D. Lai, and J. Han, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **403**, 2 (2010).
13. V. S. Beskin and A. A. Philippov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **425**, 814 (2012).
14. C. R. Gwinn, N. Bartel, and J. M. Cordes, *Astrophys. J.* **410**, 673 (1993).
15. T. V. Smirnova, V. I. Shishov, and V. M. Malofeev, *Astrophys. J.* **462**, 289 (1996).
16. Т. В. Смирнова, В. И. Шишов, Д. Стинебринг, *Астрон. журн.* **75**, 866 (1998).
17. Н.С. Кардашев, *Усп. физ. наук* **179**, 1191 (2009).
18. V. S. Beskin, A. V. Gurevich, Ya.N. Istomin, *Physics of the Pulsar Magnetosphere* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993).
19. C. R. Gwinn, *Частн. сообщ.* (2014).
20. Ue-Li Pen, J.-P. Macquart, A. T. Deller, and W. Brisken, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **440**, L36 (2014); e-Print arXiv:1301.7505v2 [astro-ph.HE] (2013).