

О ГИГАНТСКИХ ИМПУЛЬСАХ РАДИОПУЛЬСАРОВ

© 2022 г. И. Ф. Малов^{1, *}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пушино, Россия

*E-mail: malov41@mail.ru

Поступила в редакцию 26.05.2021 г.

После доработки 07.09.2021 г.

Принята к публикации 28.09.2021 г.

Проанализированы параметры пульсаров с обнаруженными в них гигантскими импульсами (ГИ) и известные модели, предложенные для описания феномена ГИ. Для таких пульсаров оценены значения углов между магнитным моментом и осью вращения нейтронной звезды. Этот параметр важен в целом ряде анализируемых моделей. Отмечается, что вполне вероятно не существует единой модели для объяснения всех особенностей ГИ. Наиболее перспективными для описания ГИ представляются модель Конторовича и модель Мачабели и соавторов. В первой из них ГИ формируются в вакуумном зазоре вблизи поверхности нейтронной звезды. Существование такого зазора и наличие в нем электрических полей считается сегодня общепринятым. Вторая модель использует для объяснения ГИ нелинейные процессы в плазме при генерации дрейфовых волн на периферии магнитосферы пульсара. Появление таких волн, по-видимому, тоже может считаться неизбежным, и их роль в наблюдаемых явлениях может быть существенной. Необходима более детальная разработка каждой из рассмотренных выше моделей, чтобы выводы об их роли в формировании ГИ были более определенными. Эта задача представляется тем более актуальной в свете возможности использования феномена ГИ для объяснения быстрых радиовсплесков.

Ключевые слова: нейтронные звезды, радиопульсары, магнитосферы, гигантские импульсы

DOI: 10.31857/S0004629922010054

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из нерешенных проблем в исследованиях радиопульсаров остается природа их гигантских импульсов (ГИ). Они были впервые обнаружены в пульсаре B0531+21 в Крабовидной туманности как в главном импульсе (MP), так и в интеримпульсе (IP) [1–3]. Детальный анализ особенностей ГИ в пульсаре B0531+21 был выполнен в работах [4–8]. Многочастотные наблюдения от декаметрового до сантиметрового диапазона (от 23 МГц до 15.1 ГГц) позволили выявить целый ряд характерных свойств ГИ. Эти импульсы оказываются намного мощнее среднего импульса пульсара. Максимальная пиковая плотность потока на частоте 2.1 ГГц достигает значений в 670 тыс. янских, что соответствует яркостной температуре $T_b > 10^{38}$ К. Ширина ГИ значительно меньше, чем у среднего импульса и на частоте 1.665 ГГц оказывается меньше 30 наносекунд. ГИ на долготе MP в PSR B0531+21, по-видимому, состоят из десятков-сотен неразрешенных всплесков. Наблюдается сильная линейная и круговая поляризация ГИ, которая в MP составляет 30–50%, а в IP достигает временами 100%. Аналогичные особенности ГИ наблюдаются во втором по мощности ГИ

пульсаре B1937+21 [9]. Пиковая плотность потока на частоте 1.65 ГГц в них достигает 65 тыс. янских и яркостной температуры $T_b > 5 \times 10^{39}$ К. Степень поляризации ГИ может быть порядка десятков процентов. В [9] предлагается связать появление ГИ с электрическими разрядами вблизи поверхности нейтронной звезды.

В настоящее время из более чем 2800 пульсаров, включенных в пополняемый каталог радиопульсаров ATNF [10], ГИ обнаружены всего у 18 объектов, включая и те из них, где отнесение мощных деталей к классу ГИ еще остается под вопросом. ГИ представляют собой вспышечные спорадические явления, для которых характерны перечисленные ниже свойства.

- Большие плотности энергии (до 10^{15} эрг/сек) [11].
- Малые длительности, до нескольких наносекунд [12].
- Наличие круговой поляризации обоих знаков [13].
- Очень высокие яркостные температуры (до 10^{41}) [12]. Интенсивности ГИ могут быть в тысячи раз выше, чем у средних импульсов.

Таблица 1. Пульсары с гигантскими импульсами

№ п/п	PSR	P (с)	Частота (МГц)	R_{lum} (МЯн кпс ²)	B_{LC} (Гс)	S_{gp}/S	W_{10} (мс)	β (град)	Ссылки
1	J0034-0721	0.9429	40	55.17	7.02	400	104.5	12	[17]
2	J0218+ 4232	0.0023	610	466.36	31.21×10^5		(7.5)	(5)	[18]
3	J0304+ 1932	1.3876	111	14.79	4.76	69	73.4	25	[19]
4	J0529-6652*	1.0249	610	—	39.7		50	28	[22]
5	J0534+ 2200	0.0331	40–8300	2200.00	9.8×10^5	5×10^4	4.7	85	[2, 4, 7, 13, 38]
6	J0540-6919*	0.05	1390	—	3.62×10^5	5000	(38.8)	(3)	[21, 22]
7	J0653+ 8051	1.214	111	35.90	1.4		419	41	[23]
8	J0659+ 1414	0.3849	111	0.54	766	630	300	19	[24]
9	J0814+ 7429	1.2922	70–103	14.74	2.05		89.5	19	[34]
10	J0953+ 0755	0.2530	111	27.25	141	490	20.6	19	[25, 26]
11	J1115+ 5030	1.6564	111	10.16	4.24	80	35.0	90	[27]
12	J1136+ 1551	1.1879	111	35.52	1.9	86	41.8	40	[28]
13	J1239+ 2453	1.3824	111	77.62	4.14	65	60.6	31	[29]
14	J1752+ 2359	0.4091	111	32.13	71.1	320	11	72	[30]
15	J1823-3021A	0.0054	685	2342.56	2.52×10^5		1.6	5	[32]
16	J1824-2452A	0.0030	1510	1210.00	7.41×10^5	1700	0.98	13	[31]
17	J1939+ 2134	0.0016	111–5500	2940.00	1.02×10^6	600	0.09	79	[9, 33, 38]
18	J1959+ 2048	0.0016	610	59.86	3.76×10^5		0.065	90	[18]

* Пульсары в Большом Магеллановом Облаке.

• Степенное распределение по энергиям [14] в отличие от гауссова или экспоненциального распределения для нормальных импульсов [15, 16].

• ГИ появляются на долготах МР или IP.

В настоящее время непонятно, могут ли ГИ появляться у других пульсаров. Однако перечисленные особенности ГИ свидетельствуют о том, что механизм генерации их излучения когерентный и нетепловой и работает он скорее всего по другому сценарию, отличающемуся от механизма генерации регулярных радиоимпульсов.

В табл. 1 приведены данные о пульсарах с зарегистрированными ГИ, которые мы будем использовать в дальнейшем. В некоторых моделях оказывается важной величина угла между магнитным моментом, отождествляемым в настоящее время с осью конуса наблюдаемого излучения, и осью вращения пульсара. В следующем разделе мы обсудим возможность оценки этого угла.

2. УГЛЫ МЕЖДУ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ И ОСЬЮ ВРАЩЕНИЯ

В распространенной модели геометрии магнитосферы пульсара (рис. 1) [35], используя сфери-

ческую тригонометрию, можно получить следующее уравнение:

$$\cos \theta = \cos \beta \cos \zeta + \sin \beta \sin \zeta \cos \frac{\Phi_p}{2}. \quad (1)$$

Здесь θ – угловой радиус конуса излучения, который в модели полярной шапки отождествляется с конусом открытых силовых линий дипольного магнитного поля, β и ζ – углы между осью вращения нейтронной звезды, осью конуса излучения и лучом зрения наблюдателя, соответственно, Φ_p – угловая ширина наблюдаемого импульса. Для вычисления трех неизвестных углов (θ , β и ζ) необходимо составить еще два описывающих их уравнения. Самую простую оценку угла β можно получить, предположив, что луч зрения проходит через центр конуса излучения, т.е.

$$\beta = \zeta. \quad (2)$$

В этом случае из (1) следует, что

$$\sin \beta = \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\sin \frac{\Phi_p}{2}}. \quad (3)$$

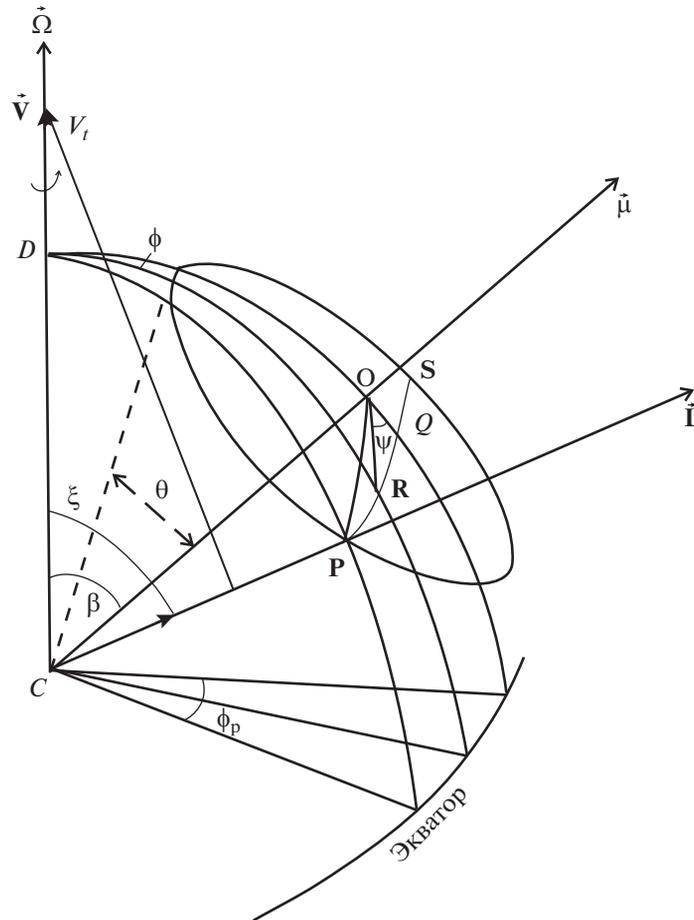


Рис. 1. Геометрия конуса излучения в модели полярной шапки.

В дальнейшем будем полагать, что

$$\Phi_p = W_{10}, \tag{4}$$

где W_{10} — угловая ширина наблюдаемого импульса по уровню 10%.

Будем также считать, что единственной причиной, вызывающей наблюдаемое уширение импульса по сравнению с реальным размером конуса излучения θ , является приближение конуса к оси вращения пульсара, т.е. уменьшение угла β . Тогда реальный размер конуса соответствует $\beta = 90^\circ$, при этом видимая ширина для конкретного пульсара будет минимальной. Построив зависимость $W_{10}(P)$ по наблюдательным данным и проведя на ней нижнюю границу $(W_{10})_{\min}(P)$, положим

$$\theta = \frac{(W_{10})_{\min}}{2}. \tag{5}$$

Окончательно для оценки угла β получим выражение

$$\sin \beta = \frac{\sin \frac{(W_{10})_{\min}}{4}}{\sin \frac{W_{10}}{4}}. \tag{6}$$

Используя значения W_{10} из табл. 1, построим зависимость, приведенную на рис. 2. При построении учитывалось соотношение

$$W^\circ = 360^\circ \frac{W}{P}, \tag{7}$$

чтобы перевести ширину импульса из временной меры в градусную.

Переведя приведенные в табл. 1 ширины импульсов в градусную меру, мы вычислили значения углов β по формуле (6). Они приведены в девятом столбце этой таблицы. Нужно сделать одно замечание. Вообще говоря, ширина импульса зависит от частоты, и, поскольку данные табл. 1 получены на разных частотах, необходимо было бы исследовать эту зависимость для нашей выборки. Однако, во-первых, выборка очень бедная, во-вторых, зависимость W от частоты для известных пульсаров неоднозначна [36], и, в-третьих, мы хотим оценить β для всех пульсаров из табл. 1, поэтому при построении рис. 2 указанными тонкостями пренебрегалось. В результате для нижней границы нашей выборки получим

$$(W_{10}^\circ)_{\min} = 8.375^\circ P(c)^{-0.114}. \tag{8}$$

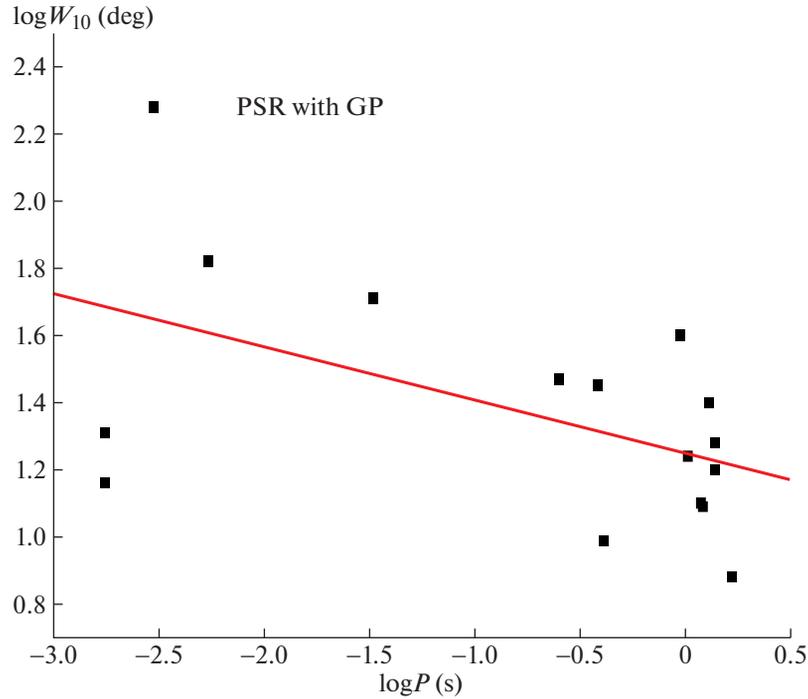


Рис. 2. Зависимость ширины импульса от периода для исследуемой выборки.

Как показал дополнительный анализ, если использовать данные только на частоте 111 МГц, на которой были проведены измерения у 10 из 18 пульсаров, то уравнение нижней границы практически совпадает с (8). Необходимо также подчеркнуть, что для разных выборок радиопульсаров, используемых в целом ряде работ, зависимости $(W_{10}^{\circ})_{\min}(P)$ могут существенно отличаться. Поэтому в каждом конкретном случае такая зависимость должна строиться особо. Кроме того, для двух пульсаров в каталоге ATNF нет значений W_{10} , но есть W_{50} . Построив зависимость W_{10} (W_{50}) (рис. 3), мы оценим и W_{10} . Соответствующие оценки приведены в табл. 1 в скобках. В дальнейшем мы будем использовать вычисленные нами значения β . Подчеркнем, что эти значения для большей части пульсаров представляют собой нижние пределы реальных углов, поскольку при их вычислении предполагалось, что единственная причина, увеличивающая наблюдаемую ширину импульса по сравнению с реальной шириной конуса θ , связана с приближением конуса излучения к оси вращения пульсара, и не учитывались другие факторы, искажающие реальную ширину этого конуса.

Прямая на рис. 3 описывается уравнением:

$$W_{10}(\text{мсек}) = (1.84 \pm 0.22)W_{50}(\text{мсек}) + (5.64 \pm 4.90) \quad (9)$$

при коэффициенте корреляции $K = 0.92$.

Перейдем теперь к обсуждению моделей, предложенных для описания особенностей исследуемых объектов.

3. МОДЕЛЬ ИСТОМИНА

В работе [37] предложена модель для объяснения ГИ в пульсарах В0531+21 и В1937+21. Эти источники имеют большие магнитные поля B_{LC} вблизи светового цилиндра (см. табл. 1). Если считать магнитное поле дипольным вплоть до границы магнитосферы, то индукцию магнитного поля на расстоянии от поверхности нейтронной звезды, где скорость твердотельного вращения сравнивается со скоростью света, называемом радиусом светового цилиндра

$$r_{\text{LC}} = cP/2\pi, \quad (10)$$

можно оценить, используя выражение:

$$B_{\text{LC}} = B_s(R_*/r_{\text{LC}})^3. \quad (11)$$

Здесь B_s — поле на поверхности нейтронной звезды, R_* — ее радиус. Для указанных двух пульсаров B_{LC} оказывается порядка 10^6 Гс. Кроме того, у них есть еще одна особенность. У обоих наблюдаются интеримпульсы, свидетельствующие о больших наклонах магнитного момента нейтронной звезды к ее оси вращения (большой угол β). В работе [38] другими методами были действительно получены значения $\beta = 85^\circ$ для В0531+21 и 79° для

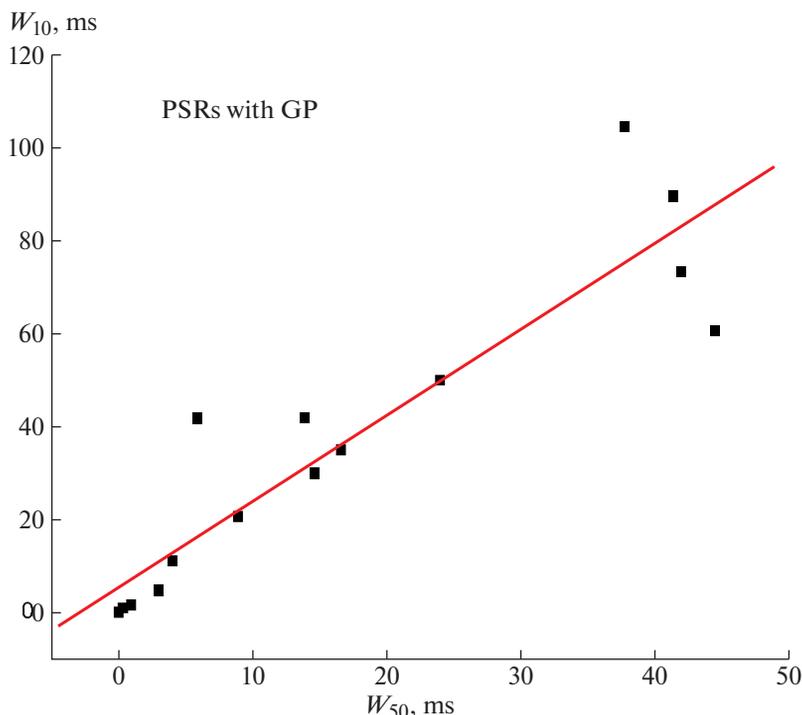


Рис. 3. Зависимость между ширинами импульса по уровням 50 и 10%.

B1937+21. Они и приведены в табл. 1. В этом случае структура магнитосферы становится аномальной (рис. 4), поскольку плотность зарядов [39]

$$\rho_{GJ} = -\frac{\Omega B}{2\pi c} \quad (12)$$

обращается в нуль на полюсах дипольного поля. Магнитосфера разделяется на 4 сектора с разными знаками электрического заряда, и силовая линия магнитного поля, выходя с одного полюса с зарядом ρ_{GJ} , попадает на другой полюс с зарядом противоположного знака. В результате на концах этой силовой линии возникает разность потенциалов. Выполненные в работе [37] расчеты показали, что электроны и позитроны, двигаясь вдоль такой силовой линии с одного полюса на другой, приобретают энергию γmc^2 с лоренц-фактором $\gamma \approx 6 \times 10^9$ для пульсара в Крабе и $\gamma \approx 1.5 \times 10^9$ для PSR B1937+21. При этом плазма вблизи светового цилиндра оказывается неустойчивой по отношению к пересоединению магнитных силовых линий, которое сопровождается электрическим разрядом и ускорением частиц. В результате двухпоточковой неустойчивости происходит увеличение амплитуды альвеновских волн. При этом возможна трансформация энергии волн в радиоизлучение с плотностью энергии порядка 10^{10} эрг/см³ и характерной частотой около 10^9 Гц для PSR B0531+21 и B1937+21 (в то время, как в

долгопериодических пульсарах эта частота оказывается порядка 10^6 Гц).

Для двух исследованных пульсаров вычисленная частота близка к циклотронной частоте около светового цилиндра, что позволяет ожидать в них большую круговую поляризацию, которая, как было уже отмечено, действительно наблюдается.

При определенных предположениях о параметрах в области пересоединения в рамках предложенной модели можно объяснить и степенные распределения энергии ГИ в PSR B0531+21 и B1937+21.

Таким образом, эта модель может объяснить целый ряд характерных особенностей пульсаров с ГИ. Однако для ее реализации должны выполняться два условия: сильные магнитные поля на световом цилиндре и большие значения угла β . У семи пульсаров в табл. 1 $B_{LC} \sim 10^5\text{--}10^6$ Гс, но кроме двух пульсаров, рассмотренных Истоминым, только еще один пульсар J1959+2048 относится к ортогональным ротаторам. Следовательно, для объяснения других объектов необходимо привлекать альтернативные модели.

4. МОДЕЛЬ ПЕТРОВОЙ

В работе [40] предлагается объяснить появление ГИ в пульсарах индуцированным комптоновским рассеянием радиоизлучения вторичных частиц, движущихся с ультрарелятивистскими

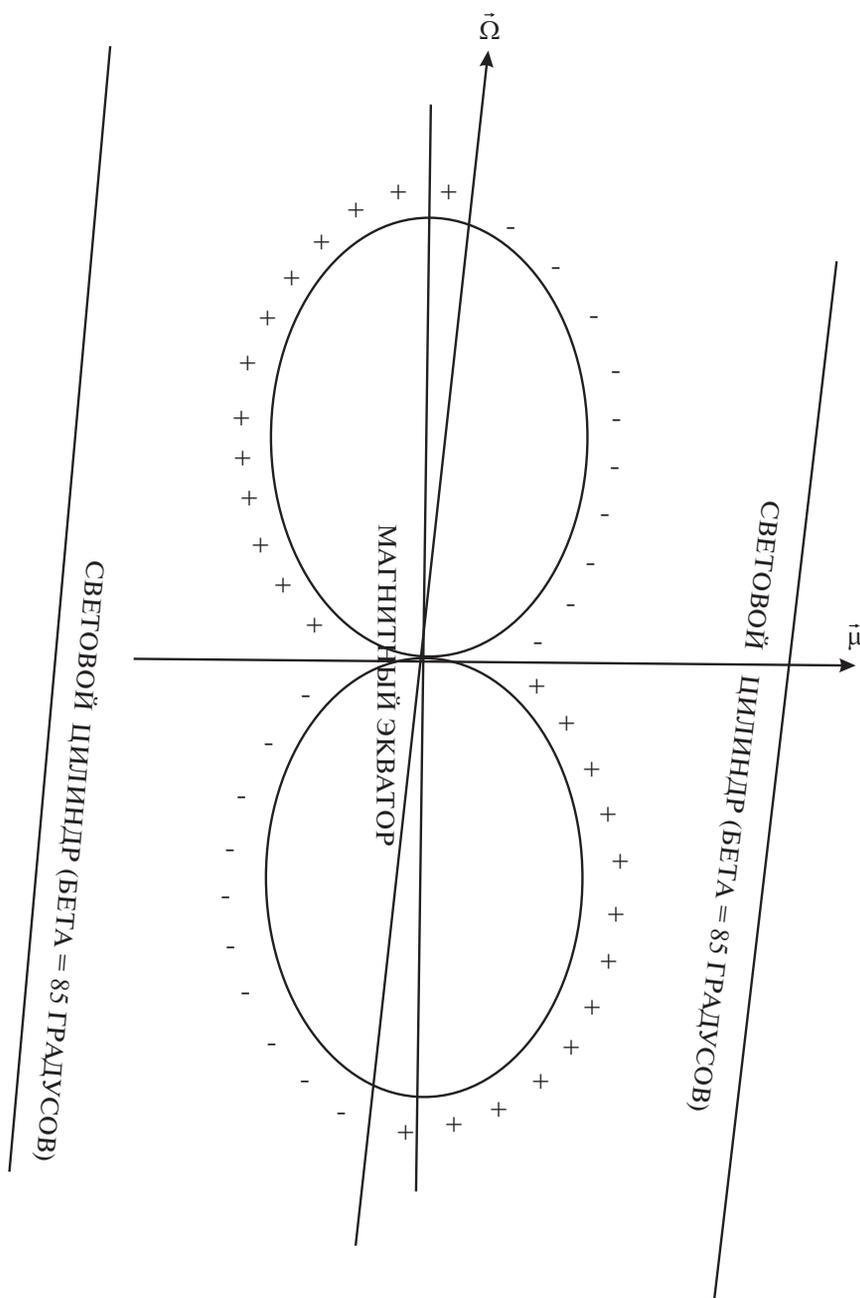


Рис. 4. Модель магнитосферы пульсара с магнитным моментом, ортогональным оси вращения.

скоростями вдоль открытых силовых линий магнитного поля. При этом пучки таких частиц, излучающих на разных частотах, расположены в разных областях магнитосферы и имеют различное направление. Анализ кинетического уравнения, описывающего процесс индуцированного рассеяния, показал, что должна происходить перекачка энергии от пучка с низкой частотой к пучку с более высокой частотой. Этот процесс сопровождается уменьшением углового размера последнего пучка и заметным усилением интенсив-

ности его излучения. Такое увеличение носит экспоненциальный характер и при разумных оценках инкремента усиления обеспечивает отношение интенсивности ГИ к средней интенсивности импульса в сотни-тысячи раз. Предложенный механизм реализуется при определенных условиях. Периоды вращения пульсаров должны быть достаточно короткими. Конкретные оценки сделаны для PSR B1937+21 и B0531+21, и предполагается, что аналогичные условия существуют в PSR B0540-69 и в B1821-24 — источниках с корот-

кими периодами. При гауссовом распределении концентрации частиц и начальной интенсивности можно объяснить степенное распределение интенсивности ГИ.

Привлекательность описываемой модели заключается в том, что она работает на умеренных расстояниях от поверхности, внутри магнитосферы пульсара, не требует перестройки магнитосферы и предполагает, что как обычные, так и гигантские импульсы генерируются одним и тем же механизмом.

Однако, как и в случае модели Истомина, она применима лишь к некоторым из перечисленных в табл. 1 объектам. Требованию малости периода удовлетворяют, кроме уже упомянутых, еще три пульсара: J0218+4232, J1823-3021A и J1959+2048. Остальные пульсары требуют для объяснения ГИ других моделей. Кроме малости периода, модель Петровой предполагает также большие светимости описываемых пульсаров. Посмотрим, как отвечают этому требованию источники в табл. 1. Распределение условных “мономатических” светимостей R_{lum} из каталога ATNF представлено в верхней части рис. 5. Оно бимодально, на нем действительно резко выделяются пульсары с короткими периодами. Лучше, конечно, оперировать интегральными радиосветимостями, которые могут быть вычислены по формулам работы [41]:

$$\log L = (1.03 \pm 0.03) \log R_{lum} + (26.46 \pm 0.07) \quad (13)$$

для пульсаров с периодами $P > 0.1$ с и

$$\log L = (0.82 \pm 0.15) \log R_{lum} + (28.08 \pm 0.29) \quad (14)$$

при $P < 0.1$ с. Соответствующее распределение приведено на рис. 5 внизу. Как видно из этого рисунка, пульсары с короткими периодами действительно оказываются более мощными радиоизлучателями ($\langle \log L \rangle = 30.50$), чем долгопериодические объекты ($\langle \log L \rangle = 27.77$).

Однако, как уже было сказано, большая часть источников табл. 1 не может быть описана этой моделью, и приходится обращаться к другим возможностям.

Процессы самофокусировки в турбулентной неоднородной плазме в приложении к пульсарам рассматривались неоднократно (см., например, [42, 43]). Они могут приводить к коллапсу волн с образованием волнового пакета малых пространственных размеров или к появлению довольно стабильных солитонов. В этом случае может генерироваться сильное узконаправленное излучение. Так, Хэнкинс и соавт. [13] рассматривали ГИ в пульсаре B0531+21 как результат конверсии электростатической турбулентности через коллапс нелинейных волновых пакетов. В [44] показано, что комптоновское рассеяние может приводить к значительному увеличению интенсивности

излучения. Однако в применении к объяснению ГИ пульсаров работа Петровой может считаться наиболее детальной и обстоятельной.

5. МОДЕЛЬ КОНТОРОВИЧА

Рассматривавшиеся в предыдущих разделах модели работали либо на умеренных расстояниях от поверхности нейтронной звезды, либо вблизи светового цилиндра. Конторович [45] предложил объяснение особенностей ГИ процессами в вакуумном зазоре около поверхности (рис. 6). Зазор рассматривается им как резонатор генерируемых в нем волн и излучений, магнитосферная плазма играет роль стенок, ограничивающих “резонатор”.

Центральная часть полярной области вблизи магнитной оси и щели на границе открытых силовых линий представляют собой “волноводы”, обеспечивающие выход сформировавшегося в зазоре излучения к наблюдателю. Косвенным подтверждением мощных колебаний в зазоре может служить корреляция между радио- и гамма-излучением, возникающим благодаря комптоновскому рассеянию мощного низкочастотного излучения на ускоренных электронах. Другим проявлением колебаний в зазоре могут послужить ГИ. Само излучение возникает при разрядах в вакуумном зазоре. Объяснение микроструктуры ГИ может быть связано с непосредственным излучением индивидуальных разрядов, выходящим, минуя плазму, через щели и волновод. Это позволяет объяснить как наносекундные длительности, так и наблюдаемую круговую поляризацию ГИ. С этой точки зрения ГИ представляют собой прямое высвечивание излучения из зазора через просветы в магнитосфере, а за тонкую наносекундную структуру ответственно излучение отдельных разрядов. Локализация фазы ГИ определяется выходом излучения через волноводы. В пульсаре B1112+50 ГИ располагаются в центре среднего импульса [27]. Это в рассматриваемой модели может соответствовать выходу излучения через “волновод” вблизи от магнитной оси пульсара. Если фаза ГИ соответствует “краю” среднего импульса, то это может быть связано с выходом излучения через боковые щели, и возможно как запаздывание ГИ по сравнению со средним профилем (B1937+21) [14], так и опережение (J1823-3021A) [31] в зависимости от того, через левую или правую щель на границах открытых силовых линий выходит ГИ. Тонкая структура ГИ может объясняться дискретностью разрядов, видимых через просветы. Корреляция локализации ГИ и жесткого излучения [12] объясняется тем, что оба типа излучения возникают при тех же процессах ускорения частиц и выходят через те же самые волноводы. Круговая поляризация обоих знаков объясняется особенностями пробоя в вакуумном

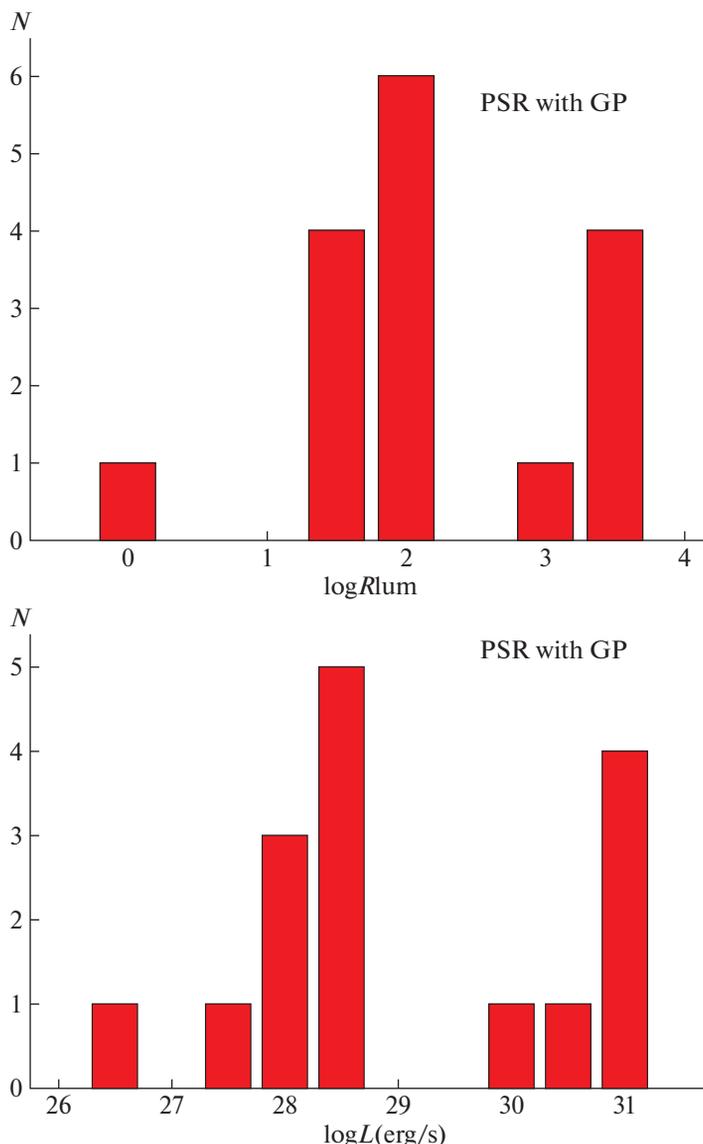


Рис. 5. Распределение каталожных (вверху, в единицах $\text{MЯн} \times \text{кпк}^2$) и интегральных (внизу) радиосветимостей исследуемых пульсаров.

зоре. Кулоновское поле расталкивания зарядов в пучке разряда создает ортогональное к магнитному электрическое поле. За счет дрейфа в скрещенных полях это приводит к вращению струи разряда вокруг своей оси и, соответственно, круговой поляризации генерируемых волн. Знаки вращения и круговой поляризации противоположны для электронов и позитронов, а благодаря дрейфу канал разряда превращается в своеобразный вихрь, напоминающий известные смерчи, но, в отличие от гидродинамической природы обычных смерчей, описанный вихрь имеет чисто электродинамическое происхождение.

Возможно квантование вращения с условием $m r V_\varphi = n \hbar$, $\Omega_n = n \hbar / m r^2$ и тока $e m V n / c$, где n — целое

или полуцелое. Частоты вращения образуют полосы, границы которых определяются внутренним и внешним радиусами смерчей. Радиусу $r \approx 10^{-5}$ см соответствует частота $\Omega \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Такая структура могла бы объяснить частотные полосы, наблюдаемые в спектре ГИ PSR B0531+21. Степенные распределения мощности ГИ означают степенную зависимость вероятности появления просвета от его площади. Оценки показывают, что в рамках этой модели можно объяснить мощность излучения порядка 10^{15} эрг/см³. Рассматриваемая модель качественно описывает некоторые особенности ГИ. Необходимо ее развитие для объяснения различий в характеристиках ГИ у разных пульсаров с учетом влияния периода, угла

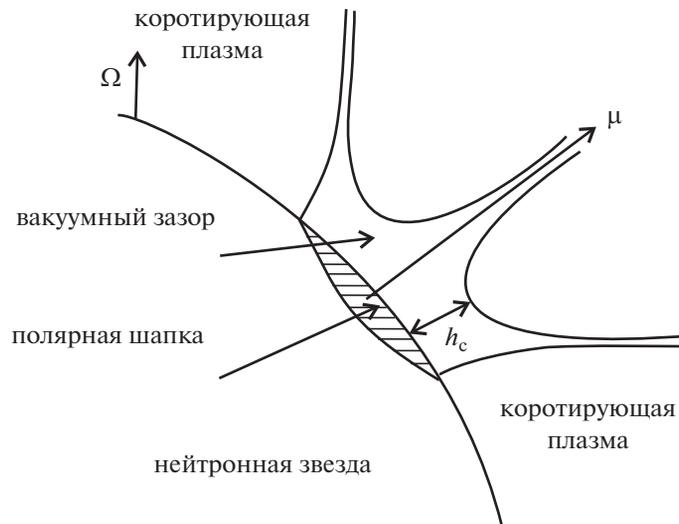


Рис. 6. Схема полярной шапки и вакуумного зазора пульсара. Рисунок из работы [47].

наклона, скорости потерь вращательной энергии и других параметров.

6. ПЛАЗМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ПЕРИФЕРИИ МАГНИТОСФЕРЫ

Кроме Истомина попытку описать ГИ в пульсаре В0531+21 процессами на периферии магнитосферы предприняли Лютиков [46] и группа китайских теоретиков [47]. Их основной целью было объяснить циклотронным резонансом наблюдаемые спектральные полосы в ГИ этого пульсара. Однако использованная Лютиковым исходная модель магнитосферы (рис. 1 в его работе) не применима к исследованному им пульсару. На этом рисунке представлена *соосная* геометрия, в то время как пульсар в Крабе по всем признакам принадлежит к *ортогональным* ротаторам. В этом случае магнитосфера должна иметь вид, приведенный на нашем рис. 3, и вся структура силовых линий и сопутствующих им процессов должна сильно отличаться от соосного случая. В [47] использована геометрия с умеренным значением угла β (дается ссылка на работу [48] с $\beta = 45^\circ$, хотя приведенный в [47] рисунок построен, как и у Лютикова, для малого угла β). Если $\beta \sim 90^\circ$, магнитный экватор будет расположен внутри светового цилиндра и значительная часть рассматриваемых в [46] и [47] областей может находиться от нейтронной звезды на расстояниях больше r_{LC} , поэтому все количественные оценки должны быть существенным образом скорректированы. К тому же (еще раз подчеркнем) использованные в [46] и в [47] модели, близкие по своему физическому смыслу, могут быть применимы только к пульсарам с большими значениями B_{LC} . В [47] все пульсары с ГИ предложено разделить на два типа:

похожие на пульсар в Крабе с большими значениями B_{LC} (тип I) и с умеренными величинами $B_{LC} \lesssim 100$ Гс (тип II). Природа источников типа II в этих работах не обсуждается.

В работе [49] нами было предложено для объяснения феномена ГИ использовать дрейфовые волны, которые могут генерироваться на периферии магнитосферы вблизи светового цилиндра.

Вблизи поверхности нейтронной звезды генерируется электрон-позитронная плазма с одномерной функцией распределения, представленной на рис. 7. Такая плазма неустойчива и может приводить к возбуждению трех типов волн в магнитосфере пульсара — поперечной и двух продольно-поперечных. При этом циклотронно-черенковская неустойчивость приводит к генерации центрального излучения (core emission), а черенковско-дрейфовая — бокового излучения (conal emission). Возбужденные волны распространяются вдоль линий магнитного поля, и частота генерируемых волн для типичных пульсаров попадает в радиодиапазон. Эти неустойчивости возникают во внешних частях магнитосферы вблизи светового цилиндра и приводят к формированию узких импульсов излучения, распространяющихся вдоль силовых линий магнитного поля и быстро покидающих магнитосферу. Вместе с продольными волнами происходит возбуждение и волн, связанных с дрейфом частиц плазмы поперек силовых линий магнитного поля. Эти дрейфовые волны движутся вокруг силовых линий с малой скоростью и долго существуют на периферии магнитосферы в области циклотронного резонанса. Резонансные частицы покидают область взаимодействия с дрейфовыми волнами достаточно быстро (за время порядка 10^{-3} с), но новые частицы непрерывно входят в эту область,

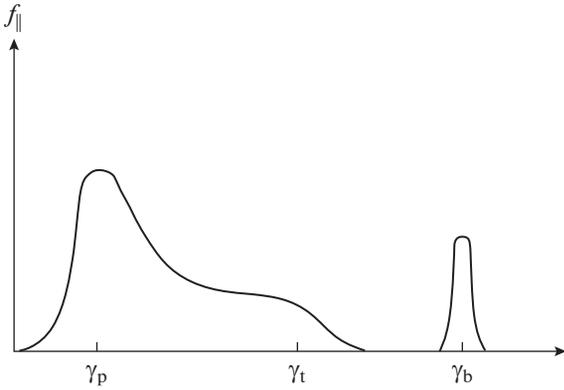


Рис. 7. Функция распределения для одномерной электрон-позитронной плазмы в магнитосфере пульсара.

и волны имеют достаточно времени для накопления энергии. Такая энергия затем приходит к наблюдателю в виде радиоизлучения пульсара, формирующегося вследствие изменения направления волн в процессе нелинейного рассеяния. Поскольку дрейфовые волны имеют гораздо больше времени для получения кинетической энергии от частиц, чем волны, которые непосредственно покидают магнитосферу, наблюдаются импульсы с высокой интенсивностью. Оценки для индуцированного рассеяния волн на частицах плазмы показывают, что волны могут копить энергию в течение порядка 10^5 с. В этом случае отношение пиковых плотностей потока в ГИ и в обычном среднем импульсе достигает величины $\sim 10^5$ для пульсара в Крабовидной туманности. Наблюдения показывают, что ГИ могут появляться в произвольном месте в пределах среднего импульса. Это может быть вызвано возбуждением дрейфовых волн на разных высотах и вокруг разных линий магнитного поля. Тем же эффектом можно объяснить и появление ГИ на разных наблюдаемых частотах и отсутствие заметной корреляции ГИ с эмиссией в более жестких диапазонах. Механизм генерации высокоэнергичного излучения в пульсарах отличается от механизма радиоизлучения и связан с появлением у частиц питч-углов вследствие развития черенковского циклотронного и дрейфового резонансов, включающих синхротронный механизм генерации излучения [50].

Таким образом, дрейфовая модель объясняет целый ряд наблюдаемых особенностей ГИ, по крайней мере, для пульсара в Крабе. Ее развитие для описания объектов II типа представляется перспективным, поскольку генерация дрейфовых волн должна происходить в любых пульсарах. Накопление энергии волнами за счет пролетающих релятивистских частиц тоже, по-видимому,

является общим для пульсаров процессом. Необходимо проанализировать, как предложенная схема работает при различных параметрах объектов (разных периодах и, соответственно, размерах магнитосферы, углах между магнитным моментом и осью вращения, скоростях потери вращательной энергии и др.).

Прежде всего посмотрим, как энергия ГИ связана с потерей энергии вращения. На рис. 8 представлена зависимость отношения плотностей потока в ГИ и в среднем импульсе от dE/dt . Как можно было ожидать, наиболее мощные ГИ наблюдаются в пульсарах с наибольшей выделяемой ими энергией. Приведенная на рисунке прямая описывается уравнением

$$\log(S_{gp}/S) = (0.28 \pm 0.04) \log dE/dt - 6.71 \pm 1.37 \quad (15)$$

при коэффициенте корреляции $K = 0.91$.

Как уже отмечалось, в рассмотренных моделях существенную роль может играть наклон магнитного момента к оси вращения пульсара. Используя вычисленные нами значения угла β , построим зависимость мощности ГИ от $\sin \beta$ (рис. 9). Несмотря на малое число использованных объектов, в этой зависимости намечается бимодальность. Отдельную группу представляют ортогональные ротаторы. Что касается пульсаров с умеренным наклоном осей, то для них мощность ГИ убывает с увеличением наклона (рис. 10):

$$\log(S_{gp}/S) = (-3.28 \pm 0.68) \sin \beta + 3.69 \pm 0.26 \quad (16)$$

при $K = -0.89$. Ослабление ГИ с увеличением наклона связано с тем, что при этом уменьшается размер магнитосферы пульсара (рис. 11)

$$r_* = r_{LC} / \sin \beta. \quad (17)$$

Инкремент Γ усиления дрейфовых волн уменьшается с увеличением угла наклона. Чтобы показать это, используем выражение [49]:

$$\Gamma = \left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/2} \frac{\gamma_p^{3/2}}{\gamma_b^{1/2}} k_x u_x, \quad (18)$$

где n_b и n_p — концентрации электронов в пучке и во вторичной плазме, γ_b и γ_p — их лоренц-факторы, k_x — волновое число и u_x — дрейфовая скорость. Для оценки инкремента будем считать, что почти вся энергия первичного пучка передается вторичной плазме:

$$n_b \gamma_b m c^2 \approx n_p \gamma_p m c^2. \quad (19)$$

Принимаем для концентрации первичного пучка значение [39]

$$n_b = \frac{B}{P c e}, \quad (20)$$

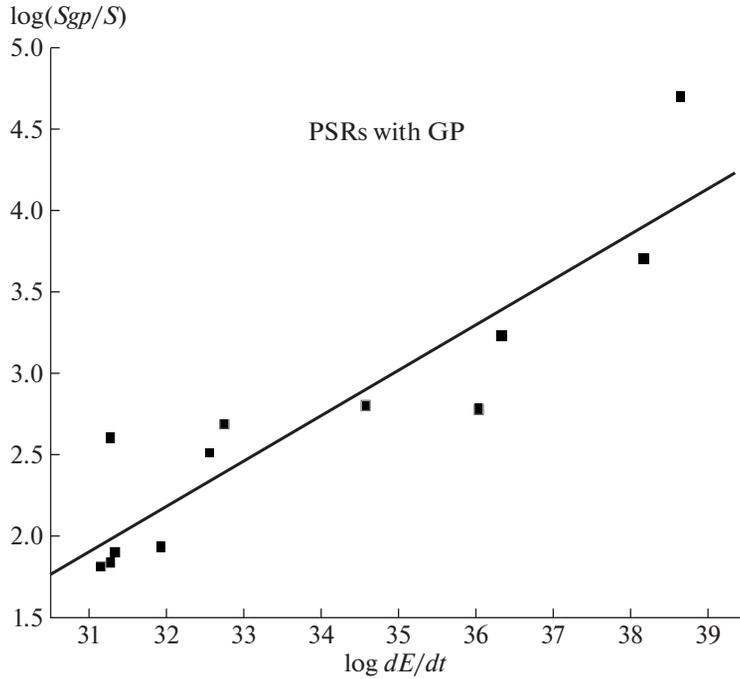


Рис. 8. Зависимость относительной мощности ГИ от скорости потери энергии вращения.

для дрейфовой скорости и волнового числа – выражения из работы [49]:

$$u_x = \frac{c^2 \gamma_b}{\omega_B \rho}, \quad (21)$$

$$k_x \sim \frac{3\omega_p^2}{2\gamma_b^3 c^2}. \quad (22)$$

Здесь $\omega_B = \frac{eB}{mc}$ – циклотронная частота, $\omega_p = \left(\frac{4\pi n_p e^2}{m}\right)^{1/2}$ – плазменная частота, ρ – радиус кривизны магнитной силовой линии.

Будем считать, что структура магнитного поля остается дипольной до периферии магнитосферы. В этом случае из зависимости радиуса кривизны от расстояния r и полярного угла θ

$$\rho = \frac{r(4 - 3\sin^2 \theta)^{3/2}}{3\sin \theta(2 - \sin^2 \theta)} \quad (23)$$

следует, что при приближении к границе магнитосферы, где угол θ стремится к 90° ,

$$\rho \approx \frac{r}{3}. \quad (24)$$

Учтя все приведенные выше соотношения, получим окончательно для Γ следующее выражение:

$$\Gamma = \left(\frac{54\pi c^3 m \gamma_b r}{e B_s P R_*^3}\right)^{1/2}. \quad (25)$$

Из этого выражения следует, что инкремент возрастает с удалением от нейтронной звезды. Его максимальное значение достигается на границе магнитосферы при $r = r_*$:

$$\Gamma = \left(\frac{27c^4 m \gamma_b}{e B_s R_*^3 \sin \beta}\right)^{1/2}. \quad (26)$$

Подставляя сюда $\gamma_b = 10^7$, $R_* = 10^6$ см, $B_s = 10^{12} B_{s12}$ и значения фундаментальных постоянных, получим

$$\Gamma = 20 \left(\frac{1}{B_{s12} \sin \beta}\right)^{1/2}, \quad (27)$$

откуда действительно следует, что чем меньше $\sin \beta$, тем мощнее ожидаются ГИ.

Нужно также учесть, что в рамках дрейфовой модели увеличение наклона приводит к меньшему времени циркуляции дрейфовой волны и, соответственно, меньшему накоплению ее энергии, которая в результате высвечивается в виде ГИ.

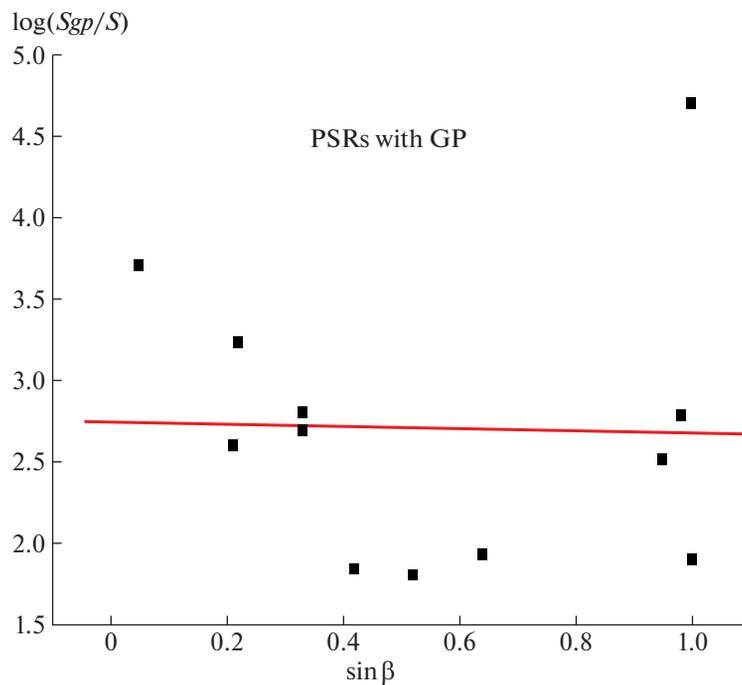


Рис. 9. Зависимость относительной мощности ГИ от наклона магнитного момента к оси вращения.

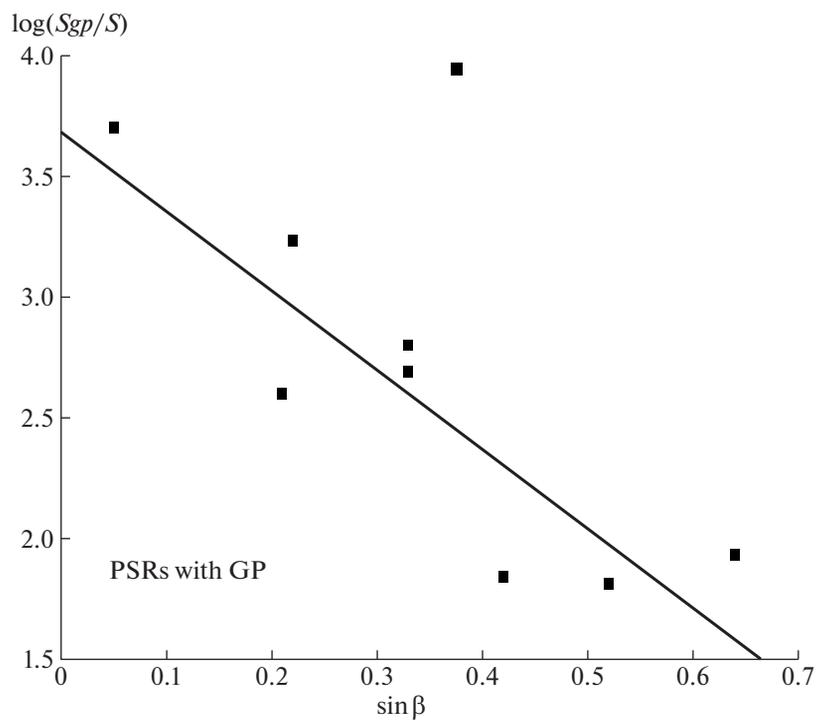


Рис. 10. Зависимость относительной мощности ГИ от наклона магнитного момента к оси вращения для пульсаров с умеренным наклоном.

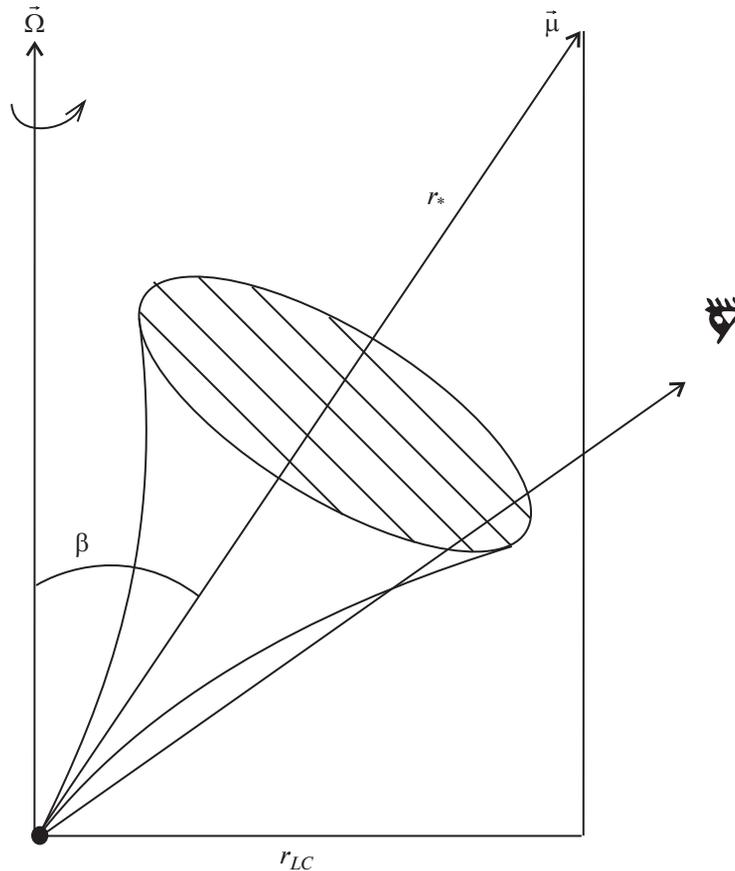


Рис. 11. Схема магнитосферы пульсара.

Таким образом, дрейфовая модель может объяснить энергетику ГИ в пульсарах с умеренным наклоном осей. Как уже подчеркивалось, для описания ортогональных ротаторов необходимо исследовать поведение плазмы на световом цилиндре, и здесь вполне может работать модель Истомина [37].

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы наблюдаемые параметры пульсаров с известными ГИ. Для них оценены значения углов между магнитным моментом и осью вращения нейтронной звезды. Этот параметр важен в целом ряде предложенных для описания феномена ГИ моделей.

Дается краткое описание известных моделей формирования ГИ.

- Отмеченное во Введении предположение об отсутствии в настоящее время единой модели, описывающей все наблюдаемые особенности пульсаров с ГИ, остается и после рассмотрения предложенных моделей.

- Возможно, что такой единой модели вообще нет и наблюдаемое разнообразие параметров ГИ

свидетельствует о функционировании разных механизмов их генерации. Тогда каждая из упомянутых выше моделей играет определенную роль в отдельных пульсарах.

- Наиболее перспективными для описания ГИ представляются две модели. Это, во-первых, модель Конторовича, поскольку существование вакуумного зазора вблизи поверхности нейтронной звезды и наличие в нем электрических полей считается сегодня общепринятым. Второй можно рассматривать модель Мачабели и соавт. Генерация дрейфовых волн на периферии магнитосферы пульсара, по-видимому, тоже может считаться неизбежной, и их роль в наблюдаемых явлениях, как было показано выше, может быть существенной.

- Как уже отмечалось, необходима более детальная разработка каждой из рассмотренных выше моделей, чтобы выводы об их роли в формировании ГИ были более определенными.

- Эта задача представляется тем более актуальной в свете возможности использования феномена ГИ для объяснения быстрых радиовсплесков (FRB) [51].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. M. Cordes, N. D. R. Dhat, T. H. Hankins, et al.*, *Astrophys. J.* **612**, 375 (2004).
2. *S. W. Ellingson, T. E. Clarke, J. Craig, et al.*, *Astrophys. J.* **768**, 136 (2013).
3. *T. H. Hankins, G. Jones, and J. A. Eilek*, *Astrophys. J.* **802**, 130 (2015).
4. *С. В. Костюк, В. И. Кондратьев, А. Д. Кузьмин, М. В. Попов, В. А. Согласнов*, Письма в Астрон. журн. **29**, 440 (2003).
5. *М. В. Попов, А. Д. Кузьмин, О. М. Ульянов и др.*, Астрон. журн. **83**, 630 (2006).
6. *М. Попов, В. Согласнов, В. Кондратьев, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Jap.* **61**, 1197 (2009).
7. *A. Jessner, M. V. Popov, V. I. Kondratiev, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **524**, A60 (2010).
8. *В. И. Журавлев, М. В. Попов, В. И. Кондратьев и др.*, Астрон. журн. **88**, 787 (2011).
9. *V. A. Soglasnov, M. V. Popov, N. Bartel, et al.*, *Astrophys. J.* **616**, 439 (2004).
10. *R. N. Manchester, J. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs*, *Astron. J.* **129**, 1993 (2005).
11. *D. H. Staelin and J. M. Sutton*, *Nature* **226**, 69 (1970).
12. *T. H. Hankins and J. A. Eilek*, *Astrophys. J.* **670**, 693 (2007).
13. *T. H. Hankins, J. S. Kern, J. C. Weatherall, and J. A. Eilek*, *Nature* **422**, 141 (2003).
14. *M. V. Popov and B. Stappers*, *Astron. and Astrophys.* **470**, 1003 (2007).
15. *S. C. Lundgren, J. N. Cordes, M. Ulmer, et al.*, *Astrophys. J.* **453**, 433 (1995).
16. *A. Kinkhabvala and S. E. Thorsett*, *Astrophys. J.* **535**, 365 (2000).
17. *A. D. Kuzmin and A. A. Ershov*, *Astron. and Astrophys.* **427**, 575 (2004).
18. *B. C. Joshi, M. Kramer, A. G. Lyne, et al.*, *Proc. IAU Symp.* 218, 319 (2004).
19. *A. N. Kazantsev, V. A. Potapov, and G. B. Safronov*, *Astron. Tsirk.* 1638, 1 (2017).
20. *F. Crawford, D. Altemose, H. Li, and D. R. Loriner*, *Astrophys. J.* **762**, 97 (2013).
21. *S. Johnston and R. W. Romani*, *Astrophys. J. Lett.* **590**, L95 (2003).
22. *S. Johnston, R. W. Romani, F. E. Marshall, and W. Zhang*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **355**, 31 (2004).
23. *В. М. Малофеев, О. И. Малов, Н. Б. Щеголева*, Астрон. журн. **75**, 275 (1998).
24. *А. Д. Кузьмин, А. А. Ершов*. Письма в Астрон. журн. **32**, 650 (2006).
25. *Т. В. Смирнова*, Астрон. журн. **89**, 480 (2012).
26. *J.-W. Tsai, J. H. Simonetti, B. Akukwe, et al.*, *Astron. J.* **149**, 65 (2015).
27. *А. А. Ершов, А. Д. Кузьмин*, Письма в Астрон. журн. **29**, 111 (2003).
28. *A. N. Kazantsev and V. A. Potapov*, *Astron. Tsirk.* 1628, 1 (2015).
29. *А. Н. Казанцев, В. А. Потанов*, Астрон. журн. **94**, 749 (2017).
30. *A. A. Ershov and A. D. Kuzmin*, *Chin. J. Astron. Astrophys. Suppl.* **6**, 30 (2006).
31. *H. S. Knight, M. Bailes, R. N. Manchester, and S. M. Ord*, *Astrophys. J.* 625, 951 (2005).
32. *R. W. Romani and S. Johnston*, *Astrophys. J. Lett.* **557**, L93 (2001).
33. *А. Д. Кузьмин, Б. Я. Лосовский*. Письма в Астрон. журн. **28**, 25 (2002).
34. *V. Kondratiev*, *Proc. IAU Symp.* 291, 317 (2012).
35. *Р. Манчестер, Дж. Тейлор Пульсары* (М. "Мир", 1980).
36. *J. L. Chen and H. G. Wang*, *Astrophys. J. Supp.* **215**, id. 11 (2014).
37. *Ya. N. Istomin*, *Proc. IAU Symp.* 218, 369 (2004).
38. *И. Ф. Малов*, Астрон. журн. **67**, 377 (1990).
39. *P. Goldreich and W. H. Julian*, *Astrophys. J.* **157**, 869 (1969).
40. *S. A. Petrova*, *Astron. and Astrophys.* **424**, 227 (2014).
41. *И. Ф. Малов, О. И. Малов*, Астрон. журн. **83**, 542 (2006).
42. *E. Asseo, G. Pelletier, and H. Sol*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **247**, 529 (1990).
43. *J. C. Weatherall*, *Astrophys. J.* **506**, 341 (1998).
44. *J. C. Weatherall*, *Astrophys. J.* **559**, 196 (2001).
45. *V. M. Kontorovich*, *Journal of Physical Science and Application* **5**, 48 (2009).
46. *M. Lyutikov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **381**, 1190 (2007).
47. *W. Wang, J. Lu, S. Zhang, X. Chen, R. Luo, and R. Xu*, *Science China Physics, Mechanics & Astronomy* **62**, 979511 (2019).
48. *Y. J. Du, G. J. Qiao, and W. Wang*, *Astrophys. J.* **748**, 84 (2012).
49. *G. Machabeli, N. Chkheidze, and I. Malov*, *Astrophys. Space Sci.* **364**, 40 (2019).
50. *I. F. Malov and G. Z. Machabeli*, *Astrophys. J.* **554**, 587 (2001).
51. *M. Lyutikov, L. Burzawa, and S. B. Popov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **462**, 941 (2016).