

ДАННЫЕ ОБЗОРОВ FAST И MeerKAT КАК ТЕСТ ФИЗИКИ РАДИОПУЛЬСАРОВ

© 2024 г. Ф. А. Князев^{1,2} А. Ю. Истомин^{1,2} В. С. Бескин^{2,1*}

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

²Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 03.03.2025 г.

После доработки 30.03.2025 г.; принята к публикации 01.04.2025 г.

Данные обзоров FAST и MeerKAT значительно увеличили количество радиопульсаров, у которых детально определены поляризационные характеристики их средних профилей. Это позволило подтвердить полученные ранее на недостаточно большой выборке выводы как о характере распространения двух ортогональных мод в магнитосфере пульсаров, так и о механизме рождения частиц в полярных областях нейтронных звезд и об особенностях их эволюции. Теперь с еще большей уверенностью можно утверждать, что средние профили, формируемые О-модой, значительно шире по сравнению с формируемой Х-модой. Кроме того, результаты наблюдений подтверждают справедливость классической вакуумной модели рождения частиц Рудермана–Сазерленда, а также эволюцию углов наклона магнитной оси к оси вращения в сторону 90°.

Ключевые слова: радиопульсары, средние профили, эволюция.

DOI: 10.31857/S0320010824120082, **EDN:** LFCOUA

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то, что со времени открытия радиопульсаров прошло уже более полувека, мы до сих пор не понимаем многие ключевые моменты, связанные с активностью этих удивительных объектов. Так, например, до сих пор нет единого мнения о том, в область малых или больших ($\sim 90^\circ$) значений эволюционирует угол наклона магнитной оси к оси вращения нейтронной звезды (Лайн и др., 2015; Филиппов, Крамер, 2022; Аболмасов и др., 2024). Остается загадкой и сам механизм когерентного радиоизлучения пульсаров.

Отметим, что в значительной степени это было связано с тем, что подробные каталоги, содержащие достаточно полную информацию как о средних профилях импульсного излучения пульсаров, так и об их поляризационных свойствах (Манчестер, Тейлор, 1975; Рэнкин, 1982; Хенкинс, Рэнкин, 2010), не выходили за рамки нескольких десятков. И это при том, что количество известных радиопульсаров уже давно перевалило за несколько тысяч: на конец 2024 года каталог ATNF (Манчестер и др., 2005) содержал уже 3748 источников. Все это, безусловно, заметно ограничивало возможности количественной проверки теории эволюции и излучения радиопульсаров.

С другой стороны, уже давно было установлено, что наблюдаемые в радиоизлучении пульсаров две ортогональные моды (см., например, Стайнбринг и др., 1984) связаны с обыкновенной (О) и необыкновенной (Х) модами, естественным образом возникающими

ми в магнитоактивной плазме (Барнард, Аронс, 1986). При этом благодаря преломлению О-моды формируемый ей средний профиль радиоизлучения должен быть заметно шире среднего профиля, формируемого Х-модой. Так, например, в работе Бескина и др. (1988) в предположении о постоянстве плотности истекающей плазмы в поперечном сечении были получены следующие оценки для характерных ширин средних профилей (периоды P здесь и далее в секундах)¹

$$W_{r,1}^O \approx 7.8^\circ P^{-0.43} v_{\text{GHz}}^{-0.14}, \quad (1)$$

$$W_{r,2}^O \approx 10.8^\circ P^{-0.5} v_{\text{GHz}}^{-0.29}, \quad (2)$$

$$W_r^X \approx 3.6^\circ P^{-0.5} v_{\text{GHz}}^{-0.5}. \quad (3)$$

Однако подтверждение этого на первый взгляд легко проверяемого факта долгие годы затруднялась тем, что не существовало процедуры, позволяющей с уверенностью определить, какая из двух ортогональных мод формирует средний профиль у каждого конкретного пульсара.

Такую процедуру удалось определить лишь после того, как было показано, что круговая поляризация радиоизлучения, выходящего из магнитосферы нейтронной звезды, связана не с трудно определяемым отличием в распределениях электронов и позитронов (т.е. с недиагональными членами тензора диэлектрической проницаемости), а с широм (поворотом) внешнего магнитного поля вдоль луча зрения, направление вращения которого, в свою очередь,

¹ Два варианта для обыкновенной моды соответствуют преимущественному излучению вблизи или на максимально возможном расстоянии от нейтронной звезды.

*Электронный адрес: beskin@lpi.ru

связано с наблюдаемым ходом позиционного угла линейной поляризации $p.a.$ (Андрианов, Бескин, 2010; Ванг и др., 2010; Бескин, Филиппов, 2012). В результате у X-моды знаки производной $dp.a./d\phi$ (ϕ — фаза импульса) и параметра Стокса V , определяющего круговую поляризацию, должны быть одинаковыми, а у O-моды — противоположными (Акопян и др., 2017). Однако, как уже отмечалось, до последнего времени количество пульсаров, у которых с хорошей точностью был известен и ход позиционного угла, и знак круговой поляризации, составляло лишь несколько десятков. Это не позволяло с уверенностью зафиксировать отличие в свойствах обыкновенной и необыкновенной мод.

Первый каталог, содержащий достаточно подробные поляризационные данные уже для нескольких сотен объектов, был опубликован только в 2018 году в работе Джонстона и Керра. При этом из 600 пульсаров у 170 источников с хорошей точностью был определен как ход позиционного угла $p.a.$, так и знак круговой поляризации V (Бескин, 2018). В результате подтвердился вывод о том, что ширины средних профилей, образованных O-модой, действительно превышают ширины средних профилей, образованных X-модой (см. ниже табл. 1). Однако для окончательного подтверждения требовалось, безусловно, существенно увеличить статистику наблюдаемых источников. Эту задача и была, фактически, решена с началом работы телескопов FAST и MeerKAT.

Действительно, опубликованные за последние годы данные радиотелескопов FAST (Ван и др., 2023) и MeerKAT (Пуссельт и др., 2023) позволили значительно увеличить статистику поляризационных свойств средних профилей радиоизлучения пульсаров. Подробному обсуждению полученных при этом результатов посвящена первая часть настоящей работы. Будет показано, что и на более богатой статистике ширины средних профилей полностью соответствуют предсказаниям теории.

Другим вопросом, в разрешении которого могут помочь новые данные обзоров FAST и MeerKAT, является вопрос о статистике ортогональных интермпульсных радиопульсаров, т.е. пульсаров, у которых угол наклона магнитной оси к оси вращения близок к 90° . Благодаря этому становится возможным наблюдать излучение от обоих магнитных полюсов. По нашему мнению такие радиопульсары, способны стать тестом для моделей эволюции нейтронных звезд (Бескин, 2018). Однако поскольку относительное число

таких пульсаров невелико, то до настоящего времени их статистические характеристики не были надежно определены.

Прежде всего, напомним что динамика вращающейся нейтронной звезды определяется моментом сил, связанным с поверхностными токами, замыкающимися продольные (вдоль магнитного поля) токи, текущие в магнитосфере. В модели MHD, основанной на численном моделировании магнитосферы вращающейся нейтронной звезды (Спитковский, 2006; Филиппов и др., 2014), продольный ток, текущий в магнитосфере, определяется из глобального решения. Для ортогональных ротаторов он мало отличается от соосных ротаторов. В итоге, в этой модели потери энергии растут с ростом угла наклона магнитной оси к оси вращения χ , а угол наклона χ уменьшается с течением времени.

В свою очередь, в модели BGI (Бескин и др., 1984, 1993) продольный ток близок к т.н. току Гольдрайха-Джулиана $j = c\rho_{GI}$, где соответствующая плотность заряда

$$\rho_{GI} = -\frac{\Omega B}{2\pi c} \propto \cos \chi \quad (4)$$

($\Omega = 2\pi/P$ есть угловая частота вращения нейтронной звезды) существенно зависит от угла наклона χ . Поэтому для ортогональных пульсаров полный продольный ток, циркулирующий в магнитосфере, будет в $(\Omega R/c)^{1/2}$ раз (т.е. в 100 раз для обычных пульсаров) меньше, чем для соосных ротаторов. Соответственно, в этой модели потери энергии падают с ростом угла наклона χ , а угол наклона χ стремится к 90° .

Ортогональные пульсары интересны также тем, что у таких объектов за пределами светового цилиндра должен практически отсутствовать токовый слой (Спитковский, 2006; Калопотаракос и др., 2012; Филиппов и др., 2012), который во многих современных моделях магнитосферы играет определяющую роль (Филиппов, Крамер, 2022). Тем не менее, основные характеристики таких радиопульсаров ничем не отличаются от характеристик обыкновенных пульсаров.

Кроме того, различные модели дают существенно разные значения для падения электрического потенциала в области рождения частиц в полярных областях нейтронной звезды. Так в рамках BGI-модели, основанной на идее классического вакуумного зазора (Рудерман, Сазерленд, 1975), ускоряющий потенциал у ортогональных пульсаров должен быть значительно меньше по сравнению с соосными пульсарами. С другой стороны, численное моделирование методом ча-

Таблица 1. Наблюдаемое количество и медианные значения ширин средних профилей $W(^{\circ})P^{1/2}$ для каждой из мод для однокорбых (S) и двукорбых (D) средних профилей

	N	X_s	X_d	O_s	O_d	X_{tot}	O_{tot}
FAST	39 + 19 + 19 + 37	$12.4^{+2.4}_{-2.6}$	$12.7^{+5.7}_{-3.3}$	$12.6^{+6.1}_{-1.5}$	$16.0^{+2.7}_{-2.3}$	$12.5^{+2.3}_{-2.2}$	$15.4^{+2.5}_{-2.2}$
MeerKAT	178 + 36 + 93 + 114	$10.2^{+1.4}_{-0.7}$	$11.6^{+2.9}_{-1.6}$	$12.9^{+1.9}_{-1.1}$	$16.8^{+2.0}_{-1.5}$	$10.6^{+1.1}_{-0.9}$	$15.3^{+0.8}_{-1.8}$

стиц в ячейках, в основе которого лежит предположение о слабой зависимости продольного тока от угла наклона, следующее из активно развиваемой в настоящее время MHD-модели (Филиппов, Крамер, 2022), не дает существенного изменения ускоряющего потенциала (Беначек и др., 2024). Наконец, само существование ортогональных интеримпульсных пульсаров накладывает ограничение на величину магнитного поля, необходимого для рождения вторичных частиц, т.е. опять на модель эволюции, это поле определяющее. Поэтому анализ наблюдаемого числа таких пульсаров может существенно помочь в определении модели их эволюции.

Данные наблюдений MeerKAT и FAST впервые позволили на однородной выборке определить относительное количество ортогональных интеримпульсных пульсаров. При этом, как показано во второй части нашей работы, был подтвержден полученный ранее на меньшей статистике (и неоднородной выборке) вывод о том, что количество ортогональных интеримпульсных пульсаров составляет не менее 3%. Также было подтверждено, что большая часть ортогональных пульсаров обладает периодами $P \lesssim 0.2 \div 0.3$ с. Эти результаты подробно обсуждаются в заключительной части статьи, поскольку они противоречат принятой в настоящее время точке зрения об уменьшении со временем угла наклона магнитной оси к оси вращения. Там же обсуждаются и другие вопросы эволюции пульсаров.

ШИРИНЫ СРЕДНИХ ПРОФИЛЕЙ РАДИОПУЛЬСАРОВ

Определение моды излучения пульсаров из каталогов FAST и MeerKAT было проведено двумя независимыми способами. В первую очередь, поляризационные характеристики всех 682 пульсаров из каталога FAST и 1170 пульсаров из каталога MeerKAT были просмотрены вручную. Из них были выбраны соответственно 138 и 437 пульсаров, у которых, во-первых, средний профиль уверенно связан лишь с одной ортогональной модой (ход позиционного угла имеет стандартную S-образную форму и не имеет скачков), а, во-вторых, параметр Стокса V также уверенно определен и не меняет знак в течение всего импульса. Пульсары, у которых знаки производной $dp.a./d\phi$ и параметра Стокса V были одинаковыми, относились к X-моду, тогда как пульсары, имеющие разные знаки — к O-моду. Соответственно, пульсары, имеющие одnogорбые средние профили, обозначались как Xs и Os, тогда как двугорбые профили — как Xd и Od. Напомним, что согласно Андрианову и Бескину (2010) большинство одnogорбых профилей должно быть связано с X-модой, тогда как O-мода должна быть в основном связана с двугорбыми профилями.

Далее, для исключения влияния субъективного фактора, был построен простой алгоритм для числен-

ного определения моды излучения по оцифрованным данным FAST² и MeerKAT³. Для этого в каждой точке профиля, в которой интенсивность излучения превышала 10% от максимума, определялся знак круговой поляризации V и знак производной $dp.a./d\phi$ (для этого кривая хода позиционного угла предварительно сглаживалась). После этого находилась величина

$$\eta = \frac{1}{N} \sum_{I \geq 0.1 I_{\max}} \text{sign } V \cdot \text{sign } \frac{dp.a.}{d\phi}, \quad (5)$$

где N — число точек, по которым производилось суммирование. Таким образом $-1 \leq \eta \leq 1$, и $\eta = 1$ соответствует чистой X-моду, а $\eta = -1$ соответствует чистой O-моду. Далее, классификацию можно провести выбрав некоторое значение η_{cr} . Тогда пульсары с $\eta > \eta_{\text{cr}}$, будут считаться излучающими преимущественно X-моду, а пульсары с $\eta < -\eta_{\text{cr}}$ — O-моду. При этом значение η_{cr} определяет консервативность алгоритма.

В данной работе было выбрано значение $\eta_{\text{cr}} = 0.4$, так как оно позволяло достичь наибольшего размера получаемых выборок, сохраняя процент ошибок определения моды меньшим 5% (сравнение проводилось на пересечении выборок, полученных вручную и автоматически). Тем не менее, выборка, полученная вручную для пульсаров из каталога MeerKAT, оказалась заметно больше, что в основном связано с наличием пульсаров, профили поляризации которых имеют малое отношение сигнала к шуму. Для таких пульсаров алгоритм не мог однозначно определить моду излучения, в то время как визуальный анализ во многих случаях позволял это сделать. В связи с этим, было принято решение проверить основную гипотезу о различии ширин средних профилей на выборках, полученных обоими способами, но детальные результаты привести только для выборки, полученной вручную.

Далее, ширина средних профилей определялась непосредственным вычислением величины W_{10} по данным FAST и MeerKAT. Предпочтение было отдано величине W_{10} , так как для пульсаров с двугорбыми профилями и интенсивностью одного из пиков меньше 50%, значения W_{50} плохо отражают реальную ширину профиля. Наконец, в этой работе мы рассматривали распределение по величине $W_{10} P^{1/2}$, которая согласно соотношениям (1)–(3) с хорошей точностью позволяет исключить зависимость от периода P . Коррекция по частоте не проводилась, поскольку используемые частоты (1250 МГц для FAST и 1284 МГц для MeerKAT) практически совпадают и близки к нормировке 1 ГГц, используемой в оценочных соотношениях (1)–(3).

Соответствующие плотности получившихся распределений представлены на рис. 1. В табл. 1 для каждой из мод, учитывая определенную выше

² Взято из <http://zmtt.bao.ac.cn/psr-fast/>

³ Взято из <https://zenodo.org/records/7272361>

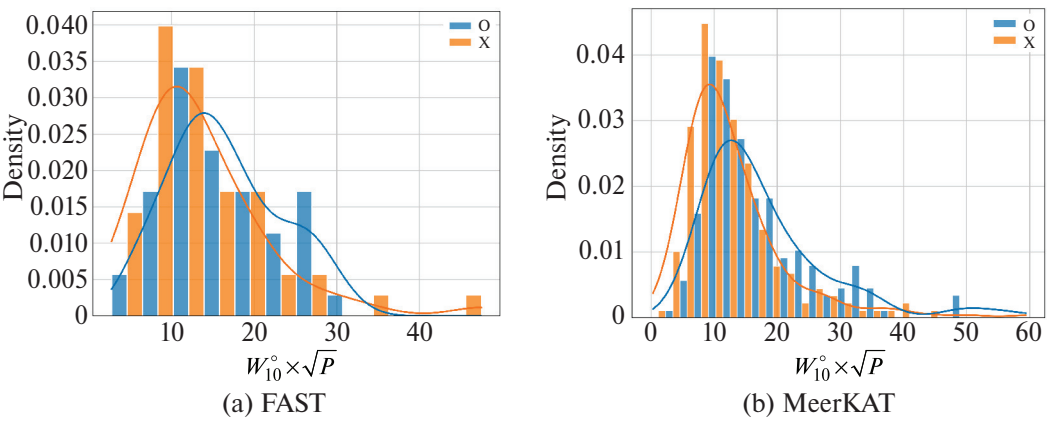


Рис. 1. Плотность распределения ширин профилей пульсаров с определенной модой (выбрана нормировка на единицу). Сплошные линии соответствуют ядерным оценкам плотности данных распределений.

классификацию, приведены медианные значения величин $W_{10}P^{1/2}$, а также указаны доверительные интервалы для уровня 95%.

Как мы видим, медианные значения ширин средних профилей, формируемых О-модой, действительно оказались больше ширин средних профилей, формируемых Х-модой. При этом одnogорбые профили (боковое прохождение луча зрения через диаграмму направленности, имеющей вид полого конуса) всегда уже двугорбых профилей (центральное прохождение). Наиболее же статистически значимым оказалось различие между ширинами двугорбых профилей для Х и О мод. Действительно, исключительно из геометрических соображений, эффект уширения диаграммы направленности О-моды будет наиболее выраженным для центрального прохождения луча зрения, то есть для двугорбых профилей. Рассмотрев статистику одnogорбых и двугорбых профилей в совокупности, мы получили, что соответствующие доверительные интервалы оказались пересекающимися для выборки из каталога FAST и непересекающимися для выборки MeerKAT, что может быть объяснено меньшим размером первой выборки. Поэтому, для более аккуратной проверки искомой гипотезы были выполнены соответствующие статистические тесты.

Для проверки различий получившихся распределений были применены критерий согласия Андерсона-Дарлинга и пермутационный тест на уровне значимости 5%. Для последнего в качестве рассматриваемой статистики использовалась разница медиан выборок.

Как можно видеть из табл. 2, для обоих каталогов (MeerKAT и FAST) и для обоих способов определения моды нулевая гипотеза об общей функции распределения для Х и О мод отвергается всеми использованными тестами. Таким образом, можно утверждать, что у соответствующих функций распределения имеются статистически значимые отличия.

Стоит, однако, отметить, что прямое сравнение полученных медианных значений с теоретическими предсказаниями существенно затруднено. В то время как формулы (1), (2), (3) фактически задают полную ширину диаграммы направленности, наблюдаемые распределения ширин профилей зависят от строго говоря неизвестных функций распределения пульсаров по углу наблюдения и углу наклона магнитной оси. Также немаловажным фактором является то, что распределение интенсивности излучения по диаграмме направленности для реальных пульсаров является существенно неоднородным, в то время как выражения (1), (2), (3) получены для однородного распределения. Таким образом, построение теоретической модели, необходимой для анализа полученных распределений требует отдельного исследования, выходящего за рамки данной статьи. Тем не менее, вывод об уширении профилей интенсивности, сформированных О-модой остается в силе и теоретические предсказания о зависимости морфологических свойств средних профилей интенсивности от моды излучения оказались в согласии с новейшими наблюдениями. Кроме того, сам метод определения доминирующей моды

Таблица 2. p-value статистических тестов, использованных для проверки гипотезы об отличии выборок для Х и О мод.

p-value	Способ определения моды			
	Вручную		Автоматический	
Статистический тест	FAST	MeerKAT	FAST	MeerKAT
Тест Андерсона-Дарлинга	0.03	0.001	0.04	0.005
Пермутационный тест	0.02	0.0001	0.02	0.009

нирующей моды излучения радиопульсаров получил косвенное подтверждение, позволив разделить пульсары на две выборки с существенно разными свойствами. Тем самым, теория распространения радиоволн в магнитосфере радиопульсаров получила еще одно уверенное подтверждение.

СТАТИСТИКА ОРТОГОНАЛЬНЫХ ИНТЕРИМПУЛЬСНЫХ ПУЛЬСАРОВ КАК ТЕСТ МОДЕЛИ ЭВОЛЮЦИИ

Общее количество ортогональных интеримпульсных пульсаров

Отметим прежде всего, что MHD-модель, в рамках которой угол наклона магнитной оси к оси вращения χ уменьшается со временем (Филиппов и др., 2014), и BGI-модель (Бескин и др., 1984, 1993), согласно которой угол χ стремиться к 90° , должны предсказывать разные количества наблюдаемых ортогональных интеримпульсных пульсаров. Как было показано в работе Новоселова и др. (2020), в модели MHD относительное число ортогональных интеримпульсных пульсаров в диапазоне периодов $0.033 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ не должно превышать 1% от полного числа пульсаров в этом диапазоне, тогда как модель BGI предсказывает значения на уровне (2.5–5.5)%. Согласно же данным наблюдений, приведенных в этой же работе, относительное количество ортогональных интеримпульсных пульсаров в этом диапазоне составляло (1.8–2.6)%, что в целом указывало на предпочтение модели BGI.

Данный вывод, правда, зависит от модели генерации вторичной плазмы, распределение плотности которой существенным образом влияет на возможность наблюдения обоих магнитных полюсов. Однако, хотя модель, использованная в работе Новоселова и др., была получена из достаточно грубых предположений (высота области ускорения, а, значит, и ускоряющий потенциал, оценивались из алгебраических соотношений одномерной модели вакуумного зазора Рудермана–Сазерленда, которые вообще говоря неприменимы для ортогональных ротаторов), проведенный недавно более точный расчет (Истомин и др., 2025), в котором ускоряющий потенциал находился самосогласованно, привел практически к тем же результатам.

Также не нужно забывать, что при этом данные наблюдений представляли собой компиляцию из различных обзоров, имеющих разную чувствительность, не говоря уже о том, что и сам результат требовал уточнения, поскольку он находился вблизи границы предсказанной области и не намного превышал значения $\sim 1\%$, следующих из модели MHD. Здесь данные наблюдений FAST и MeerKAT оказались как нельзя кстати, поскольку они впервые позволили определить относительное количество ортогональных интеримпульсных пульсаров на однородной выборке.

Для определения числа ортогональных интеримпульсных пульсаров по данным обсерватории FAST мы воспользовались рис. A6 из работы Вана и др. (2023), содержащим 27 средних профилей интеримпульсных пульсаров. Из них были выбраны 26 объектов, у которых угловое расстояние между импульсом и интеримпульсом составляло 180° , что, как известно (см., например, Велтевреде, Джонстон, 2008), как раз и позволяет отнести их к интересующему нас классу объектов.

Подчеркнем, что с одной стороны следует рассматривать полученное из рис. A6 количество ортогональных интеримпульсных пульсаров как нижнюю оценку, поскольку лишь 10% пульсаров из этого каталога имеют отношение интенсивностей интеримпульса и главного импульса меньше 0.01, тогда как в компиляционном каталоге, использовавшемся в работе Новоселова и др. (2020), их более 20%. Поэтому возможно, что еще некоторое количество интеримпульсных пульсаров не было включено в рис. A6. С другой стороны, однако, также не исключено, что какие-то пульсары, имеющие расстояния между импульсами, близкими к 180° , являются не ортогональными, а соосными ротаторами, и поэтому мы, наоборот, переоценили их количество. Учитывая оба этих обстоятельства, мы будем все же считать, что значение 26 правильно оценивает количество ортогональных интеримпульсных пульсаров.

Что же касается обсерватории MeerKAT, то для выбора ортогональных интеримпульсных пульсаров из данных работы Пуссельт и др. (2023) отбирались те источники, для которых можно было однозначно отделить главный импульс от интеримпульса, и расстояние между ними по фазе также составляло $\sim 180^\circ$.

В результате, как показано в табл. 3, данные обсерваторий FAST и MeerKAT находятся в хорошем согласии как друг с другом, так и с результатами работы Новоселова и др. (2020). При этом во всех случаях относительное число ортогональных интеримпульсных пульсаров в диапазоне $0.033 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ существенно превосходит количество пульсаров с периодами $P > 0.5 \text{ с}$. Несмотря на малую статистику, мы также добавили в табл. 3 данные БСА ПРАО (Топоров и др., 2024), которые, как мы видим, также не противоречат результатам других обсерваторий. Отличие данных обсерваторий FAST и MeerKAT в этой работе по сравнению с данными, приведенными в работе Топорова и др. (2024), связаны с тем, что здесь мы приводим процентное количество интеримпульсных пульсаров по отношению к числу источников в данном диапазоне периодов, а не к полному числу наблюдаемых радиопульсаров. Как мы видим, данные ПРАО также находятся в согласии с данными других обсерваторий. И они уверенно говорят в пользу эволюции угла наклона χ в сторону 90° .

Таблица 3. Наблюдаемое абсолютное и относительное количество ортогональных интеримпульсных пульсаров для различных обзоров. Приведены также значения полного количества наблюдаемых пульсаров в данных диапазонах периодов

	Параметр $P < 0.033$ с	$0.033 < P < 0.5$ с	$0.5 < P < 1$ с	$P > 1$ с
Новоселов и др.	– –	$(18 \div 26)/968$ $(1.8 \div 2.6)\%$	$(3 \div 5)/725$ $(0.4 \div 0.7)\%$	$(0 \div 1)/694$ $(0.0 \div 0.1)\%$
FAST	$8/73$ 11.0%	$14/233$ 6.0%	$3/177$ 1.7%	$1/198$ 0.5%
MeerKAT	$0/1$ 0%	$25/590$ 4.2%	$4/414$ 1.0%	$0/265$ 0%
БСА	$0/0$ 0%	$(1 \div 2)/28$ $(3 \div 7)\%$	$(0 \div 1)/27$ $(0 \div 3)\%$	$1/41$ 2%

Распределение числа ортогональных пульсаров по периоду

Другим важным различием моделей MHD и BGI является тот факт, что для ортогональных пульсаров они дают существенно различные значения для падения электрического потенциала в области рождения частиц в полярных областях нейтронной звезды. Так, в модели BGI максимально возможное падение потенциала вблизи полярных шапок определяется из восходящего еще к работе Рудермана и Сазерленда (1975) соотношения для вакуумного зазора

$$\psi_{\max} \approx 2\pi\rho_{\text{GJ}}R_0^2, \quad (6)$$

где R_0 есть радиус полярной шапки. В результате получаем ограничение для рождения вторичных частиц вблизи полярных шапок (Бескин и др., 1984)

$$\cos \chi > k P^{15/7} B_{12}^{-8/7}, \quad (7)$$

где, как обычно, $B_{12} = B_0/(10^{12} \text{ Гс})$, а $k \approx 1$. Определенная таким образом линия смерти существенно используется в модели BGI. В свою очередь, в модели MHD падение потенциала определяется продольным электрическим током, текущим в магнитосфере. Поэтому падение потенциала в области генерации вторичной плазмы у ортогональных ротаторов мало отличается от случая соосного ротатора (см. например, Беначек и др., 2024)⁴. Здесь мы покажем, что новые данные обзоров FAST и MeerKAT позволяют прояснить ситуацию и в этом вопросе.

Прежде всего отметим, что в работе Новоселова и др. (2020) уже было показано, что в распределении пульсаров на плоскости $(\chi - P B^{8/15})$ в точности соответствует соотношению (7) при $k_{\text{MHD}} = 1.0 \pm 0.1$ и $k_{\text{BGI}} = 0.5 \pm 0.1$. Таким образом, в справедливости линии смерти, задаваемой соотношением (7), сейчас трудно сомневаться.

⁴В этой работе для ортогонального ротатора продольное электрическое поле составляет $\sim 10\%$ от поля на оси для соосного ротатора, тогда как для вакуумного зазора в рассмотренном в этой работе случае $P = 0.25$ с это отношение не может превышать 1% (Бескин, Истомин, 2022).

Далее, данные обзоров FAST и MeerKAT подтвердили малое число ортогональных интеримпульсных пульсаров при периодах $P > 0.5$ с. Это свойство является прямым следствием соотношения (7) для линии смерти, поскольку, как уже отмечалось, в рамках этой модели ускоряющий потенциал в предельном случае вакуумного зазора для ортогонального ротатора должен быть в $(\Omega R/c)^{1/2}$ раз, т.е. в десятки и даже сотни раз меньше, чем в соосном случае. В результате подставляя в выражение (7) характерное значение $(\Omega R/c)^{1/2}$ для $\cos \chi$, получаем

$$P < 0.2 B_{12}^{16/37} \text{ с}. \quad (8)$$

Следовательно, для средних значений магнитных полей $B_{12} \approx 1$ максимум в распределении ортогональных интеримпульсных пульсаров должен попадать в диапазон периодов $P \sim (0.1 - 0.3)$ с (Новоселов и др., 2020).

В табл. 4 показано наблюдаемое количество ортогональных интеримпульсных пульсаров в пределах диапазона периодов $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ как для новых обзоров FAST и MeerKAT, так и для компиляционных данных, взятых из статьи Новоселова и др. (2020). Кроме того, в верхней строчке представлены предсказания модели BGI, определенные в это же работе на основе анализа кинетического уравнения, в котором существенно использовалось условие (7). Как мы видим, и в этом вопросе данные обзоров FAST и MeerKAT соответствуют модели BGI, предсказывающей согласно (8) максимум в распределении ортогональных интеримпульсных пульсаров в районе $0.2 - 0.3$ с. И не соответствуют модели MHD, в которой, как мы уже отмечали, зависимость линии смерти (7) от угла наклона осей не играет никакой роли и поэтому число ортогональных интеримпульсных пульсаров с периодами $P \sim 1$ с должно было быть сопоставимым с числом таких пульсаров в диапазоне $0.033 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$.

В связи с вышесказанным можно было бы еще отметить, что согласно результатам обсерватории FAST имеет место еще большее относительное число ортогональных интеримпульсных пульсаров, имеющих периоды меньше 0.033 с. Однако, как известно, эво-

Таблица 4. Наблюдаемое количество ортогональных интеримпульсных пульсаров для различных обзоров в диапазоне периодов $0.03 \text{ с} < P < 0.5 \text{ с}$ в процентах

$P \text{ (с)}$	0.03–0.1	0.1–0.2	0.2–0.3	0.3–0.4	0.4–0.5
BGI	0.0	1.2	0.6	0.3	0.2
Новоселов и др.	$0.4 \div 0.6$	$1.0 \div 1.9$	$1.4 \div 1.6$	$0.6 \div 0.8$	$0.2 \div 0.4$
FAST	0.4	2.1	1.7	1.3	0.4
MeerKAT	0.3	1.2	1.5	1.0	0.3

люция миллисекундных радиопульсаров существенно отличалась от эволюции обычных пульсаров, и поэтому к ним неприменимы выводы, сформулированные в работе Новоселова и др. (2020).

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно с достаточно большой степенью уверенности заключить, что данные обзоров FAST и MeerKAT подтвердили полученные ранее на заметно меньшей статистике выводы о том, что, во-первых, наблюдаемые ширины средних профилей радиопульсаров, формируемых X-модой, заметно меньше ширин средних профилей, формируемых O-модой, и, во-вторых, что статистика ортогональных радиопульсаров лучше объясняется моделью эволюции BGI в сравнении с моделью MHD. Первый вывод находится в полном согласии с предсказаниями общепринятой в настоящее время теории распространения волн в магнитосфере нейтронных звезд (см., например, Любарский, Петрова, 1998; Лайн, Грэм-Смит, 2012; Нутсос и др., 2015) и поэтому по большому счету не требует дополнительных комментариев. Что же касается второго вывода, то он, как мы видим, находится в противоречии с общепринятой в настоящее время точкой зрения о направлении эволюции угла наклона магнитной оси к оси вращения.

Напомним, что прямое измерение направления эволюции угла наклона магнитной оси к оси вращения (знак производной $\dot{\chi}$) находится далеко за пределами точности измерений современных телескопов. Поэтому при определении этой величины приходится пользоваться различными косвенными процедурами, основанными на различных статистических распределениях (Таурис, Манчестер, 1998; Лайн и др., 2015). В частности, с помощью оцениваемой из наблюдений функции распределения пульсаров $f(\chi, P)$ по углу χ и периоду P , которая должна предсказывать в частности и число наблюдаемых интеримпульсных пульсаров.

Так например уже давно было установлено, что усредненный угол наклона $\langle \chi(P) \rangle$ уменьшается с ростом периода P (Таурис, Манчестер, 1998). Соответственно, усредненные ширины средних профилей $\langle W_r(P) \rangle$ также увеличиваются с ростом периода⁵

⁵При собственной ширине диаграммы направленности W_0 наблюдаемая ширина среднего профиля зависит от угла χ как $W_r \approx W_0 / \sin \chi$.

(Рэнкин, 1990; Фуше-Жигур, Каспи, 2006; Велтевреде, Джонстон, 2008, Гулон и др., 2014). Уже много лет по мнению многих (Юнг и др., 2010; Масисьяк и др., 2011; Джонстон и др., 2023) эти результаты являются прямым доказательством того, что и у каждого индивидуального пульсара угол χ уменьшается со временем.

Однако такое поведение усредненного угла наклона $\langle \chi(P) \rangle$ имеет и другое объяснение (Бескин и др., 1984, 1993). Оно основано на учете существования линии смерти (7), т.е. на предположении о том, что соотношение (6) определяет максимально возможное падение потенциала в области генерации вторичной плазмы. И, как следствие, что при достаточно больших периодах P рождение вторичной электронно-позитронной плазмы становится возможным лишь при малых углах наклона осей χ , в результате чего, независимо от направления эволюции, статистически усредненный угол наклона будет уменьшаться с ростом периода P . Как было показано Бескиным и др. (1984) на основе анализа кинетического уравнения, описывающего всю популяцию радиопульсаров, независимо от направления эволюции индивидуальных пульсаров усредненные значения $\langle \chi(P) \rangle$ должны уменьшаться с ростом периода. Таким образом, можно с уверенностью сказать, что модель BGI, ключевую роль в которой играет наличие линии смерти (7), не только не противоречит данным наблюдений, но и находит подтверждение в последних данных FAST и MeerKAT.

Потому, хочется еще раз привлечь внимание к ортогональным интеримпульсным пульсарам, которые по нашему мнению как самим своим существованием, так и деталями своих статистических свойств могли бы помочь в прояснении многих нерешенных вопросов, связанных с радиопульсарами. Этому безусловно должно поспособствовать и значительное увеличение статистики, которое стало возможным в связи с введением в строй телескопов FAST и MeerKAT.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят А. Спитковского, А.А. Филиппова и А.В. Черноглазова за полезное обсуждение. Работа была выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект 24-22-00120).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аболмасов и др. (P. Abolmasov, A. Biryukov, and S.B. Popov), *Galaxies* **12**, 7 (2024).
2. Акопян и др. (H.L. Hakobyan, V.S. Beskin, and A.A. Philippov), *MNRAS* **469**, 2704 (2017).
3. Андрианов А.С., Бескин В.С., Письма в Астрон. журн. **36**, 260 (2010).
4. Арзамасский и др. (L.I. Arzamasskiy, V.S. Beskin, and K.K. Pirov), *MNRAS* **466**, 2325 (2017).
5. Барнард, Аронс (J.J. Barnard and J. Arons), *Astrophys. J.* **302** 138 (1986).
6. Барсуков Д.П., Полякова П.И., Цыган А.И., Астрон. журн. **86**, 95 (2009). [Barsukov D.P., Polyakova P.I., Tsygan A.I., *Astron. Rep.* **53**, 86 (2009)].
7. Беначек и др. (J. Benáček, A. Timokhin, P.A. Muñoz, A. Jessner, T. Rievajová, M. Pohl, and J. Büchner), *Astron. Astrophys.* **691**, A137 (2024).
8. Бескин В.С., УФН **188**, 377 (2018).
9. Бескин, Истомин (V.S. Beskin and A.Yu. Istomin), *MNRAS* **516**, 5084 (2022).
10. Бескин, Филиппов (V.S. Beskin and A.A. Philippov), *MNRAS* **425**, 814 (2012).
11. Бескин и др. (V.S. Beskin, A.V. Gurevich and Ya.N. Istomin), *Astrophys. Space Sci.* **102**, 301 (1984).
12. Бескин и др. (V.S. Beskin, A.V. Gurevich and Ya.N. Istomin), *Astrophys. Space Sci.* **146**, 205 (1988).
13. Бескин и др. (V.S. Beskin, A.V. Gurevich, and Ya.N. Istomin) *Physics of the Pulsar Magnetosphere* (Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1993).
14. Ван и др. (C. Wang, D. Lai, and J. Han), *MNRAS* **403**, 569 (2010).
15. Ван и др. (P.F. Wang, J.L. Han, J. Xu, C. Wang, Y. Yan, W.C. Jing, W.Q. Su, D.J. Zhou, and T. Wang), *Res. Astron. Astrophys.* **23**, 104002 (2023).
16. Велтевреде, Джонстон (P. Weltevrede and S. Johnston), *MNRAS* **387**, 1755 (2008).
17. Гогличидзе и др. (O.A. Goglichidze, D.P. Barsukov, and A.I. Tsygan), *MNRAS* **451**, 2564 (2015).
18. Гулон и др. (M. Gullón, J.A. Miralles, D. Viganò, and J.A. Pons), *MNRAS* **443**, 1891 (2014).
19. Джонстон, Керр (S. Johnston and M. Kerr), *MNRAS* **474**, 4629 (2018).
20. Джонстон и др. (S. Johnston, M. Kramer, A. Karastergiou, J. Keith, L.S. Oswald, A. Parthasarathy, and P. Weltevrede), *MNRAS* **520**, 4801 (2023).
21. Игошев, Попов (A.P. Igoshev and S.B. Popov), *MNRAS* **444**, 1066 (2014).
22. Истомин А.Ю., Князев Ф.А., Бескин В.С., Астрон. журн. **102**, 53 (2025).
23. Калопотаракос и др. (C. Kalapotharakos, I. Contopoulos, and D. Kazanas), *MNRAS* **420**, 2793 (2012).
24. Лайн, Грэм-Смит (A. Lyne and F. Graham-Smith), *Pulsar Astronomy* (Cambridge, Cambridge Univ. Press, 2012).
25. Лайн и др. (A.G. Lyne, C.A. Jordan, F. Graham-Smith, C.M. Espinoza, B.W. Stappers, and P. Weltevrede), *MNRAS* **446**, 857 (2015).
26. Лоример и др. (D.R. Lorimer, M. Bailes, R.J. Dewey, and P.A. Harrison), *MNRAS* **263**, 403 (1993).
27. Любарский, Петрова (Y.E. Lyubarskii and S.A. Petrova), *Astron. Astrophys.* **333**, 181 (1998).
28. Манчестер и др. (R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs), *Astrophys. J.* **129**, 1993 (2005).
29. Манчестер, Тейлор (R. Manchester and J. Taylor), *Astrophys. J.* **196**, 83 (1975).
30. Масисьяк и др. (K. Maciesiak, J. Gil, and V.A.R.M. Ribeiro), *MNRAS* **414**, 1314 (2011).
31. Новоселов и др. (E.M. Novoselov, V.S. Beskin, A.K. Galishnikova, M.M. Rashkovetskiy, and A.V. Biryukov), *MNRAS* **494**, 3899 (2020).
32. Нутсос и др. (A. Noutsos, C. Sobey, V.I. Kondratiev, P. Weltevrede, J.P.W. Verbiest, A. Karastergiou, M. Kramer, M. Kuniyoshi, et al.), *Astron. Astrophys.* **576**, 26 (2015).
33. Попов и др. (S.B. Popov, J.A. Pons, J.A. Miralles, P.A. Boldin, and B. Posselt), *MNRAS* **401**, 2675 (2010).
34. Поссельт и др. (B. Posselt, A. Karastergiou, S. Johnston, A. Parthasarathy, L.S. Oswald, R.A. Main, A. Basu, M.J. Keith, X. Song, P. Weltevrede, C. Tiburzi, M. Bailes, S. Buchner, M. Geyer, M. Kramer, R. Spiewak, V. Krishnan, and V. Venkatraman Krishnan), *MNRAS* **520**, 4582 (2023).
35. Рудерман, Сазерленд (M.A. Ruderman and P.G. Sutherland), *Astrophys. J.* **196**, 51 (1975).
36. Рэнкин (J. Rankin), *Astrophys. J.* **274**, 333 (1983).
37. Рэнкин (J. Rankin), *Astrophys. J.* **352**, 247 (1990).
38. Спитковский (A. Spitkovsky), *Astrophys. J.* **648**, L51 (2006).
39. Стайнбринг и др. (D.R. Stinebring, J.M. Cordes, J.M. Rankin, J.M. Weisberg, and V. Boriakoff), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **55**, 247 (1984).
40. Столлмен (G.M. Stollman), *Astron. Astrophys.* **178**, 143 (1987).
41. Таурис, Манчестер (T.M. Tauris and R.N. Manchester), *MNRAS* **298**, 625 (1998).
42. Тон, Ку (H. Tong and F.F. Kou), *Astrophys. J.* **837**, 117 (2017).
43. Топоров М.О., Тюльбашев С.А., Бескин В.С., Астрон. журн. **101**, 1084 (2024).
44. Филиппов, Крамер (A. Philippov and M. Kramer), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **60**, 495 (2022).
45. Филиппов и др. (A.A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and J.G. Li), *MNRAS* **441**, 1879 (2014).
46. Филиппов и др. (A.A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and A. Spitkovsky), *Astrophys. J.* **815**, L19 (2015).
47. Фуше-Жигур, Каспи (C.-A. Faucher-Giguère and V.M. Kaspi), *Astrophys. J.* **643**, 332 (2006).
48. Хенкинс, Рэнкин (T.H. Hankins and J.M. Rankin), *Astron. J.* **139**, 168 (2010).
49. Экси и др. (K. Y. Ekşi, I.C. Andaç, S. Çikintoğlu, E. Gügercinoğlu, A. Vahdat Motlagh and B. Kızıltan), *Astrophys. J.* **823**, 34 (2016).
50. Юнг и др. (M.D.T. Young, L.S. Chan, R.R. Burman, and D.G. Blair), *MNRAS* **402**, 1317 (2010).