

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук «ФИАН»



На правах рукописи

Тимиркеева Мария Андреевна

Исследование особенностей радиопульсаров, излучающих в гамма- и рентгеновском диапазонах

Специальность 01.03.02 —
«астрофизика и звездная астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Малов Игорь Федорович

Москва — 2022

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Радиопульсары с излучением вне радиодиапазона . . .	34
1.1 Анализируемая выборка	34
1.2 Распределения наблюдаемых параметров	35
1.3 Распределения вычисленных параметров	39
1.4 Критерий Колмогорова-Смирнова	45
1.5 Выводы к Главе 1	46
Глава 2. Сравнение светимостей в разных диапазонах	47
2.1 Распределение радиосветимости и плотности потока излучения на частоте 1400 МГц. Расстояния гамма-пульсаров	47
2.2 Генерация высокоэнергичного излучения и гамма-светимость . .	54
2.3 Сравнение гамма-светимости с радиосветимостью	58
2.4 Гамма-светимости пульсаров и потери энергии вращения	60
2.5 Выводы к Главе 2	62
Глава 3. Радиопульсары с ожидаемым гамма-излучением и гамма-пульсары как радиоисточники	63
3.1 Исследуемая выборка пульсаров	63
3.2 Потенциальные гамма-пульсары	63
3.3 Потенциальные радиопульсары	64
3.4 Следующая Геминга	65
3.5 Наблюдения J1836+5925 на радио частотах	66
3.6 Выводы к Главе 3	71
Глава 4. Радиопульсары как рентгеновские источники	72
4.1 Исследуемая выборка пульсаров	72
4.2 Рентгеновская светимость пульсаров и потери энергии вращения	76
4.3 Нетепловое рентгеновское излучение радиопульсаров	79
4.4 Выводы к Главе 4	85

	Стр.
Заключение	86
Список литературы	90
Список рисунков	102
Список таблиц	104
Приложение А. Анализируемые выборки	105
Приложение Б. Радиопульсары с ожидаемым гамма-излучением и гамма-пульсары как потенциальные радиоисточники	113

Введение

Доказательство существования нейтрона Чедвиком в 1932 году [1] стало важной вехой в физике. В 1934 году, два астронома, Бааде и Цвикки предложили термин "сверхновая звезда", выдвинув гипотезу о существовании нейтронных звезд (НЗ), и связали этот феномен с происхождением космических лучей [2, 3]. Они утверждали, что такая звезда "может обладать очень малым радиусом и чрезвычайно высокой плотностью" [4]. Ввиду малого размера и низкой светимости такие звезды чрезвычайно сложно обнаружить оптическими методами.

Основы теории нейтронных звезд были заложены в СССР. За год до открытия нейтрона, в 1931 году в своей статье [5] Ландау упомянул о возможном существовании плотных звёзд, которые выглядят как одно гигантское атомное ядро; это можно рассматривать как первое предсказание или предвидение нейтронных звёзд, сделанное до открытия нейтрона. Совпадение дат открытия нейтрона и публикации статьи привело к неверной ассоциации статьи с открытием нейтрона.

Через несколько лет Бааде и Минковский [6], изучая Крабовидную туманность, пришли к выводу, что одна из двух звезд в центре - компактный объект, оставшийся после взрыва сверхновой. Они предположили, что эта звезда с радиусом в 10 км - нейтронная звезда. Тогда это предположение не было принято всерьез. Слишком яркая звезда при малом размере, такое свечение нельзя было объяснить никакой разумной температурой. Было понятно только, что нейтронные звезды рождаются горячими, но увидеть такой объект считалось невозможным.

Основная трудность, препятствовавшая открытию источников импульсного радиоизлучения, заключалась в том, что радиоастрономы никак не предполагали, что какой-либо космический источник может излучать быстро изменяющиеся сигналы. Импульсный сигнал, принимаемый радиотелескопом, рассматривали как помеху, создаваемую множеством наземных источников электрических импульсов, таких, как электрические машины и механизмы, разряды высоковольтных линий, системы автомобильного зажигания и т.п. Поэтому в большинстве случаев радиометры конструировались так, чтобы путем исключения или сглаживания импульсных сигналов измерять лишь устойчивые по интенсивности сигналы, усредненные (проинтегрированные) по времени

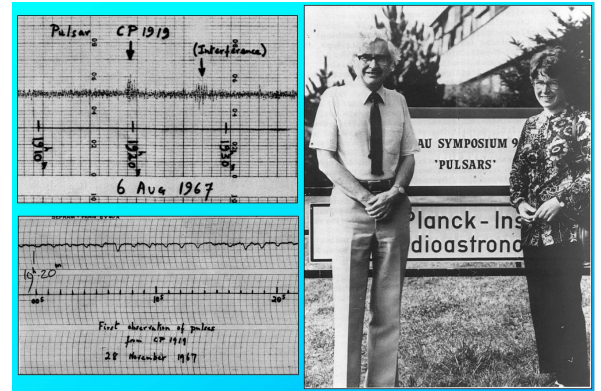
в течение нескольких секунд. В результате, даже если бы при использовании более короткого времени интегрирования приемник зарегистрировал серию импульсов, это не вызвало бы интереса; подобные регулярные помехи вполне возможны, и они часто появляются от таких простых устройств, как электрическое ограждение на фермах, расположенных в одном - двух километрах от радиотелескопа. Наблюдательной аппаратуре не хватало двух условий: способности регистрировать сигналы короткой длительности и проводить повторные наблюдения, которые показали бы, что кажущиеся спорадическими сигналы в действительности принадлежат космическим объектам. Но оба эти условия были выполнены при создании антенны для исследования мерцаний радиоисточников, проведенном Хьюишем и его командой, в ходе которого и был открыт первый пульсар!

В августе 1967 года Джоселин Белл, аспирантка Энтони Хьюиша, обнаружила радиосигналы на имевшемся в ее распоряжении Кембриджском радиотелескопе. Этот телескоп был одним из лучших на то время при невысокой стоимости его постройки, строился он в значительной мере усилиями студентов и аспирантов. Импульсы были продолжительностью около 0.3 секунды и повторялись через каждые 1.34 секунды, то есть были строго периодическими, на длине волны 3.68 м (81.5 МГц) (см. рис. 0.1). Первый такой объект был назван CP 1919, что означает Cambridge Pulsar ("Кембриджский пульсар"), имеющий прямое восхождение 19 часов 19 минут. Современные названия этого пульсара — PSR B1919+21 или PSR J1921+2153 ¹. Это случайное открытие начало новую страницу в радиоастрономии. В переменных звездах нет ничего удивительного - цефеиды уже были открыты, но период переменности новых источников был слишком мал. В январе 1968 г. группой ученых (Э. Хьюиш, Д. Белл, И. Пилкингтон, П. Скотт и Р.Коллинз) были открыты еще 3 подобных источника импульсного излучения. А 24 февраля 1968 г. вышла небольшая статья в "Nature" [7] о наблюдении быстро пульсирующего радиоисточника. Общепринятым названием стало - *пульсары* (от английского pulsars: pulsating stars). Пульсары были позже интерпретированы как "нейтронные звезды". За этот выдающийся результат Хьюиш получил в 1974 году Нобелевскую премию.

¹Для наименования пульсаров сейчас используется цифро-буквенная система: цифры обозначают прямое восхождение в часах и минутах и склонение в градусах, буква "B" говорит о том, что координаты соответствуют эпохе 1950 года, после 2000 г. - "J"



а) Кембриджский радиотелескоп (четырёхакровая составная антенна), при помощи которого были открыты пульсары



б) Запись первого пульсара и Энтони Хьюш с Джоселин Белл

Рисунок 0.1 — Открытие пульсаров в Кембриджской обсерватории

Рисунки из работы [8]

На Пушинской Радиоастрономической обсерватории ФИАН исследования пульсаров были начаты сразу после сообщения об их открытии в феврале 1968 г. Под руководством инициатора этих работ В. В. Виткевича была организована инициативная группа сотрудников, в очень короткие сроки создана приемно-регистрирующая аппаратура и уже через месяц после сообщения об открытии, в конце марта были начаты регулярные наблюдения пульсара В1919+21 на тогда крупнейшем в мире (геометрическая площадь 40 000 м²) широкодиапазонном радиотелескопе ФИАН ДКР-1000. Одна из первых записей приведена на рис. 0.2 [9]. В декабре 1968 г. В. В. Виткевичем, Ю. А. Алексеевым, В. Ф. Журавлевым и Ю. П. Шитовым был обнаружен первый Пушинский пульсар В0943+10 (первоначально назывался РР 0943) [10]. Отличительной особенностью этого пульсара оказались длительные интервалы выключения радиоизлучения и наличие двух мод, эффект назвали впоследствии переключением мод.

Основной инструмент Пушинской Радиоастрономической обсерватории - это радиотелескоп меридианного типа БСА ФИАН. Радиотелескоп БСА ФИАН после модернизации, проведенной в 2012 году, имеет эффективную площадь 45000 м², полосу частот 2.4 МГц на частоте 111 МГц, 128 лучей перекрывающих от -8° до 42° по склонению и новые цифровые приемники, обеспечивающие наблюдения во всех этих лучах. Ведется ежедневный обзор северной небесной полусферы для систематического мониторинга состояния окосолнечной и

межпланетной плазмы с целью прогнозирования "космической погоды", исследования дискретных галактических и внегалактических радиоисточников. На сегодняшний день ведутся активные работы по поиску пульсаров на телескопе [11–15].

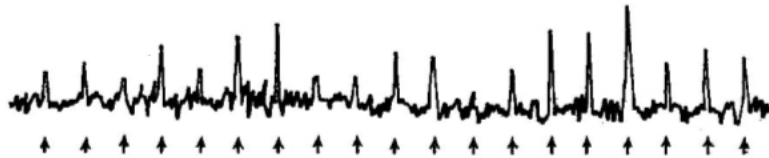


Рисунок 0.2 — Первая запись радиоизлучения пульсара PSR B1919+21 на радиотелескопе ДКР-1000 ФИАН

Рисунок из работы [9]

К моменту открытия пульсаров уже имелись крупные чувствительные радиотелескопы, а радиоастрономические методы, необходимые для наблюдения импульсных радиоисточников, уже были достаточно развиты. Это позволило в короткий срок открыть большое число новых объектов этого класса и начать исследовать их свойства. Последующие данные наблюдений в оптике, рентгеновском и гамма-диапазонах существенно дополнили знания об этих объектах.

Сразу после сообщения об открытии пульсара развернулась широкая научная дискуссия о причинах столь высокой относительной стабильности их периодического импульсного излучения. Следует отметить, что относительная стабильность на длительных интервалах времени достигает значения 10^{-14} , что сравнимо со стабильностью лучших атомных и водородных стандартов. Поэтому в настоящее время обсуждается проблема построения астрономической шкалы пульсарного времени, которая принципиально отличается от шкалы атомного времени и превышает ее по стабильности на длительных интервалах времени. Также эта шкала времени является воспроизводимой и единой для всех наблюдателей. Принцип построения пульсарной шкалы времени, методика определения времени прихода импульсов, выбор стабильных реперных пульсаров, выбор рабочей частоты наблюдений и оценка точности временной шкалы подробно обсуждаются в работе [16].

Поскольку все первые обнаруженные пульсары имели периоды около 1 сек, то в качестве возможного объяснения возникновения периодических сигналов рассматривались три модели: орбитальное движение, радиальные

пульсации (как в классических цефеидах) и вращение пульсара (еще не нейтронной звезды) вокруг своей оси. Прежде всего пульсары связали с белыми карликами, с различными модами их пульсаций, предсказываемых теоретически. В рамках теоретических моделей, включающих белые карлики, возможно объяснить периоды пульсаров длительностью около секунды, а предельно, даже четверть секунды. В конце 1968 г. научная группа из Молонгло сообщила об открытии очень быстрого пульсара с периодом 0.089 сек, расположенного вблизи центра протяженного остатка в созвездии Парусов [17].

Также в 1968 г. подтвердилось предположение Бааде и Минковского. В Крабовидной туманности действительно находится пульсар: в обсерватории Грин-Бэнк на 300-футовом радиотелескопе Стэйлин и Райфенстайн [18] обнаружили источник NP 0532 (B0531+21 или J0534+2200) импульсного излучения с периодом 33 мсек в районе Крабовидной туманности. В результате были исключены радиальные пульсации белых карликов. Через несколько месяцев этот пульсар преподнес наблюдателям новый сюрприз - он оказался мощным источником рентгеновского излучения.

Вскоре было исключено и орбитальное движение нейтронных звезд и белых карликов. Согласно теоретическим расчетам, пара белых карликов даже при условиях контакта не может иметь орбитальный период менее 1.7 сек. Также неприемлем механизм, связанный с орбитальным движением, в этом случае потеря энергии в виде гравитационного излучения привела бы к вековому уменьшению периода и быстрому прекращению орбитального движения.

За несколько месяцев до открытия пульсаров Франко Пачини опубликовал (также в "Nature") статью [19], содержащую по существу решение вопроса о природе пульсаров (очевидно, не замеченную Хьюишем), в которой показано, что быстро вращающаяся нейтронная звезда с сильным дипольным магнитным полем будет действовать как электрический генератор большой мощности. Такой генератор мог бы служить источником энергии излучения окружающей звезду туманности, например, такой, как Крабовидная туманность. Все разъяснилось в июне 1968 г., в "Nature" была опубликована статья Т.Голда из Корнеллского университета "Вращающиеся нейтронные звезды как пульсирующий радиосточник" [20]. Им было показано, что пульсары можно отождествить только с вращающимися вокруг своей оси нейтронными звездами. При любой модели вращения радиус звезды должен быть таков, чтобы экваториальная скорость не превышала скорости света. Для пульсара в Крабовидной туманности это

условие означает, что его радиус меньше 1700 км. Нейтронная звезда представляет собой единственную известную конфигурацию с радиусом, меньшим этого значения. Кроме того, как отмечали Пачини и Голд, скорость вращения в отличие от скорости пульсаций должна уменьшаться вследствие энергетических потерь и замедления вращения. Примечательно что, когда Голд писал свою статью, Пачини работал практически рядом с ним, так как временно находился в Корнеллском университете. Тем не менее Голд был не знаком с более ранней публикацией Пачини и не сделал в своей работе ссылки на его статью. Безусловно, оба эти человека разделяют честь, которую они заслужили, первыми установив взаимосвязь пульсаров с нейтронными звездами. Вскоре было обнаружено увеличение периода пульсара в Крабовидной туманности, и к 1969 г. утвердилась модель вращающейся нейтронной звезды. Большинство последующих работ основывалось на этой модели. Потребовалось более трех десятилетий, чтобы пророческое предсказание Бааде и Цвикки подтвердилось как наблюдением, так и теорией.

В результате вспышки сверхновой звезды ее внутренние части катастрофически сжимаются: когда в результате выгорания основной массы вещества, лучистое и газовое давление больше не может уравновешивать силу гравитации, звезда коллапсирует. Хотя размеры звезды уменьшаются в сотню тысяч раз, две важные величины должны сохранить неизменные (или, точнее, почти неизменные) значения. Это, во-первых, момент количества движения, и во-вторых, магнитный поток. Закон сохранения момента количества движения при любых процессах, происходящих в физическом теле – один из основных законов механики, а закон сохранения магнитного потока попросту означает сохранность магнитных силовых линий, прочно "привязанных" к проводящему электричество веществу сжимающейся звезды. Соответственно, при коллапсе нормальной звезды с радиусом $R_* \sim 10^{10}$ см и магнитной индукцией $B \sim 10^3$ Гс должна образоваться нейтронная звезда с $B \sim 10^{10} - 10^{13}$ Гс. Такие поля действительно наблюдаются.

Интерпретируя спектральные детали в источниках Геркулес X-1 (Hercules X-1, Her X-1, 4U1656+356, J0115+6325) [21] и 4U 0115-63 [22] как циклотронные линии, можно получить соответствующую оценку магнитного поля:

$$B \sim (4 \div 6) \times 10^{12} \text{ Гс для Her X-1 и}$$

$B \sim 2 \times 10^{12}$ Гс для 4U 0115-63.

Если циклотронные линии образуются в релятивистской плазме, то оценки магнитных полей в области формирования этих линий могут быть меньше приведенных величин. Так в работе [23] для релятивистского случая получено значение магнитного поля $(4 \div 6) \times 10^{10}$ Гс у Her X-1 (соответствующее значение в каталоге ATNF 9.24×10^{11} Гс, [24]).

Спектральные измерения в пульсаре B0531+21 показали наличие гиролinii на частоте 77 кэВ [25], что соответствует величине магнитного поля в области ее формирования $B \sim 6.6 \times 10^{12}$ Гс (соответствующее значение в каталоге ATNF 3.79×10^{12} Гс, [24]).

Нейтронные звезды (НЗ) - очень сжатые звездные объекты, образовавшиеся в результате взрыва сверхновой, конечной точке в эволюции более массивных звезд. В результате коллапса образуется НЗ с массой в диапазоне от 1 до 2 масс Солнца, тогда как типичный радиус составляет только 10–12 км; материя, из которой они состоят - это в первую очередь нейтроны, таким образом, сегодня НЗ являются самым плотным объектом, найденным во Вселенной. При таких плотностях электроны «вдавливаются» в протоны с образованием нейтронов и электронных нейтрино. По обычным меркам НЗ являются горячими объектами. В течении сотен тысяч лет с момента их рождения внутренние температуры превышают 10^7 К. Однако уравнения состояния вещества внутренних слоев НЗ фактически не зависят от температуры, поскольку основной вклад дает массовая плотность и состав вещества. Массовая плотность определяется как $\rho = E/c^2$, где E - плотность энергии (включая энергию покоя частиц). Массовая плотность ρ вещества в такой звезде на поверхности составляет в среднем $\sim 10^{15}$ г см⁻³, примерно втрое превышая типичную плотность тяжелого атомного ядра, которая для тяжелых ядер составляет в среднем $\rho_0 \sim 3 \cdot 10^{14}$ г см⁻³. Плотность вещества НЗ изменяется от ядра к поверхности: от 10^{15} г см⁻³ до 10^{11} г см⁻³.

Аномальные значения плотности материи внутри нейтронных звезд, огромные величины магнитного поля и плазма, вращающаяся со скоростями близкими к скорости света вокруг звезды, создают особые экстремальные эффекты, неповторимые в земных условиях. Нейтронные звезды могут демонстрировать условия и явления, не наблюдаемые в других местах, такие как сверхтекучесть и сверхпроводимость с критическими температурами около 10^{10} К и магнитными полями, превышающими 10^{13} Гс. Такое вещество невозможно создать

в лаборатории, его свойства и состав пока не выяснены. Пульсары являются идеальными и уникальными астрофизическими лабораториями для проверки теорий физики плотной материи и связующим звеном между ядерной физикой, физикой элементарных частиц и астрофизикой. Понимание, как они возникают, как они развиваются и где располагаются в Галактике, двойные или одиночные, накладывает сильные ограничения на теории звездной эволюции. По теоретическим оценкам число доступных наблюдениям радиопульсаров в Галактике оценивается порядка 10^5 [26].

Как известно, при оценке полного числа пульсаров в Галактике число пульсаров, излучающих в направлении Земли, делится на коэффициент ориентации K , который характеризует видимую долю объектов. Точное значение величины K до сих пор неизвестно. Значение этого коэффициента зависит от ширины диаграммы направленности излучения и от угла β между магнитной осью и осью вращения. Поэтому, в оценку частоты образования и полного числа пульсаров в Галактике входит неопределенность, связанная с неопределенностью величины коэффициента ориентации. Изменяя коэффициент ориентации, меняется оценка полного числа пульсаров в Галактике. Однако, теоретическая оценка активных пульсаров - 2×10^5 [27] - согласуется с гипотезой, что нейтронные звезды образуются в результате взрывов сверхновых звезд, при времени жизни порядка 10 млн лет это число соответствует скорости рождения пульсаров порядка одного объекта в 40 лет.

Отметим также, что вращающийся вокруг собственной оси с высокой стабильностью пульсар, движущийся по орбите в гравитационном поле компаньона, представляет собой уникальную экспериментальную лабораторию для проверки выводов ОТО [28] и опровержения альтернативных теорий гравитации [29]. В отличие от специальной теории относительности, основы и выводы которой подтверждены экспериментально, ОТО все еще нуждается в такого рода проверке. Наиболее интересны с точки зрения проверки ОТО - двойные системы, состоящие из двух нейтронных звезд. Это связано с тем, что, если период обращения компонент в такой системе достаточно короток (менее 15 часов), существенными оказываются эффекты ОТО в движении пульсара - изменение физических параметров орбиты из-за уноса орбитальной энергии и момента импульса гравитационными волнами. Первый открытый пульсар такого типа, B1913+16, изучается свыше 30 лет, и эффекты ОТО в нем подтверждены с точностью лучше 0.1%. Надежно установлено вековое уменьшение периода этого

пульсара из-за излучения гравитационных волн. За это открытие и высокоточные многолетние наблюдения этого пульсара, которые внесли существенный вклад в фундаментальную физику, астрофизики Дж. Тэйлор и Р. Халс получили Нобелевскую премию по физике 1993 г.

Неожиданность открытия НЗ заключалась в том, что они не просто быстро вращающиеся ротаторы с сильным магнитным полем, предположительно дипольного типа, с осью диполя, не совпадающей с осью вращения (см. рис. 0.3), но и в том, что в магнитосфере могут происходить сложные плазменные процессы, приводящие к очень интенсивному излучению. "Никто не думал, что нейтронные звезды снабжены бубенчиками" (Д.А. Уилер). "Бубенчиками" оказалось магнитное поле; если бы не было магнитного поля, то доказать, что это нейтронные звезды, было бы очень трудно. Если поле маленькое или звезда вращается медленно, то излучение будет очень слабое, практически недоступное для аппаратуры того времени.

Частицы могут выбрасываться из магнитосферы пульсара лишь вблизи магнитных полюсов в виде узкого пучка радиоволн (см. рис. 0.3). Наблюдатель, попадающий в этот пучок, видит периодически повторяющиеся импульсы радиоизлучения с периодом, равным периоду вращения звезды. Это модель маяка. Такая модель позволяет объяснить, почему наблюдаются отдельные импульсы, а не непрерывное радиоизлучение. Далеко не каждая нейтронная звезда может наблюдаться на Земле как пульсар. Когда пульсар вращается с угловой скоростью Ω , то на его поверхности, согласно преобразованию Лоренца, возникает электрическое поле (формула взята из [26])

$$c\mathbf{E} + [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}] \times \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

Указанные выше основные работы Пачини [19] и Голда [20] о быстровращающейся и замедляющейся нейтронной звезде с большим магнитным полем послужили основанием для развития физики пульсаров. И первые теоретические представления о пульсарах связывают со статьей Голдрайха и Джулиана [31]. Ими показано, что размеры и структура магнитосферы пульсара определяются не гравитационной силой, а огромным электрическим полем, которое должно генерироваться вокруг вращающегося намагниченного шара. Электрическое поле, возникающее при вращении намагниченной звезды, вырывает заряженные частицы с ее поверхности и ускоряет их. Данная модель объясняет высокую яркостную температуру пульсаров: заряженные частицы могут

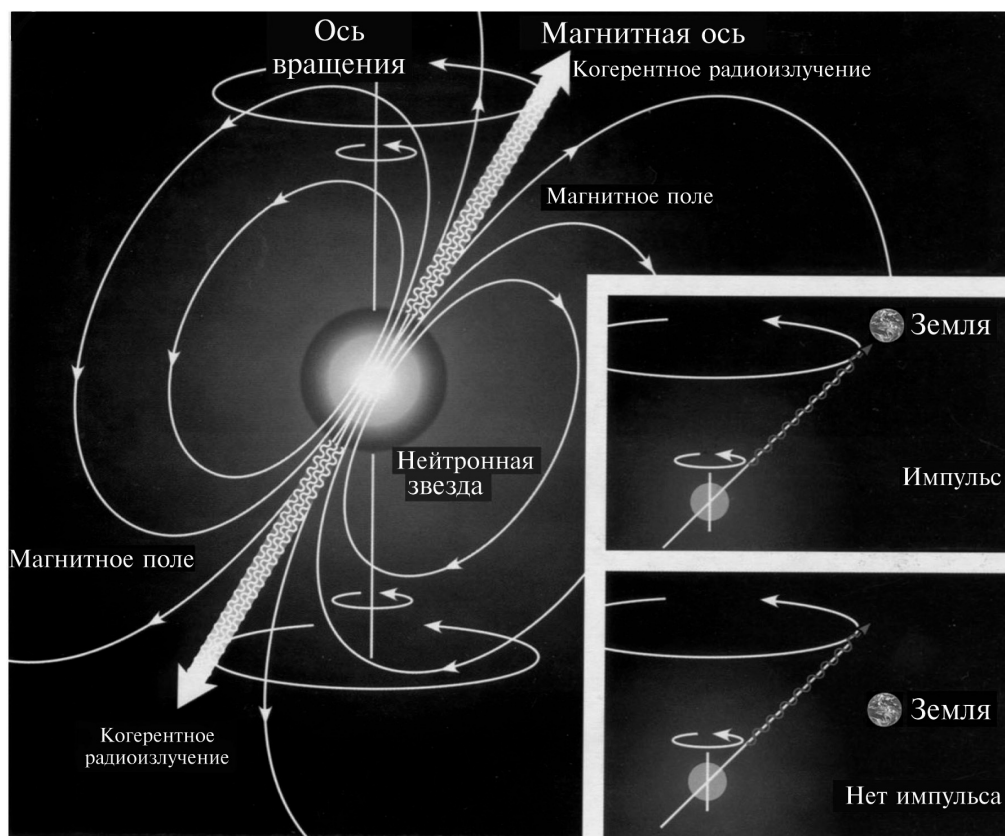


Рисунок 0.3 — Принцип работы пульсара. Пульсар как наклонный магнитный ротор с дипольным магнитным полем. Направленное излучение идет в виде двух узких конусов вдоль магнитной оси пульсара. На верхней врезке показано, как излучение пульсара "пересекает" луч зрения земного наблюдателя; при этом регистрируется импульс. На нижней врезке показан пульсар, луч которого не "пересекает" Землю.

Схема из работы [30]

ускоряться электрическим полем вдоль открытых магнитных силовых линий. Открытые силовые линии магнитного поля лежат в области полюсов. Ускоренное движение частиц вызывает радиоизлучение в направлении их движения. В истекающей плазме формируются сгустки, излучающие когерентно, что объясняет высокую светимость и поляризацию излучения пульсаров.

Механизмы генерации рентгеновского и гамма-излучения в изолированной нейтронной звезде изучены достаточно хорошо (см работы [32], или более поздние [33], однако общепринятой модели, объясняющей излучение пульсарами радиоволн, пока еще нет. Например, когерентность излучения может быть обусловлена антенным механизмом [34]: излучающие частицы находятся в небольших областях, размеры которых много меньше длины волны излучения. По другим теориям, пульсар представляет собой астрофизический мазер :

излучение образуется в результате движения заряженных частиц вдоль искривленных линий напряженности магнитного поля [35] или из-за комптоновского рассеяния в релятивистской плазме [36]. Все предложенные механизмы полагаются на тот факт, что яркостная температура радиоизлучения ($T \sim 10^{30}$ К) значительно превосходит кинетическую энергию частиц нейтронной звезды. Это значит, что частицы излучают волны когерентно, то есть на одной и той же частоте, т.к. при некогерентном излучении для достижения таких температур излучающие частицы должны иметь энергию $\sim 10^{26}$ эВ и более, что на 13 порядков выше, чем энергия за счет ускорения электрическими полями пульсаров и существенно выше, чем возможности любых известных механизмов. Наблюдаемое радиоизлучение пульсара несомненно должно генерироваться когерентными механизмами.

В пульсарах электростатическая сила на 9 порядков превышает силу тяжести, действующую на протон, и на 12 порядков - на электрон. В результате этого магнитосфера пульсара будет заполняться плазмой до тех пор, пока вызванное ею электрическое поле не компенсирует поле пульсара. Электрическое поле, создаваемое зарядами с высокой плотностью, полностью заэкранирует поле, связанное с поверхностными и объемными зарядами нейтронной звезды. В областях магнитосферы, заполненных плазмой, $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$. При магнитных полях $\sim 10^{12}$ Гс соответствующая плотность зарядов вблизи поверхности должна быть порядка $7 \cdot 10^{10}/P$ см $^{-3}$. Такая плазма увлекается магнитным полем, и вся магнитосфера вращается как твердое тело.

Столь сильные магнитные поля и очень быстрое вращение приводят к довольно сложной электродинамике магнитосферы пульсара. Твердотельное вращение плазмы может осуществляться не дальше, чем до расстояния, на котором скорость вращения сравнивается со скоростью света (формула взята из [26]):

$$r_{lc} = c/\Omega \approx 5 \cdot 10^9 P \text{ см.} \quad (2)$$

Поверхность вращения, соответствующая этому радиусу, называется поверхностью светового цилиндра r_{lc} . Она позволяет разделить магнитосферу на 2 различные области: в одной все силовые линии замкнуты; в другой - все линии уходят за пределы магнитосферы (см. рис. 0.4).

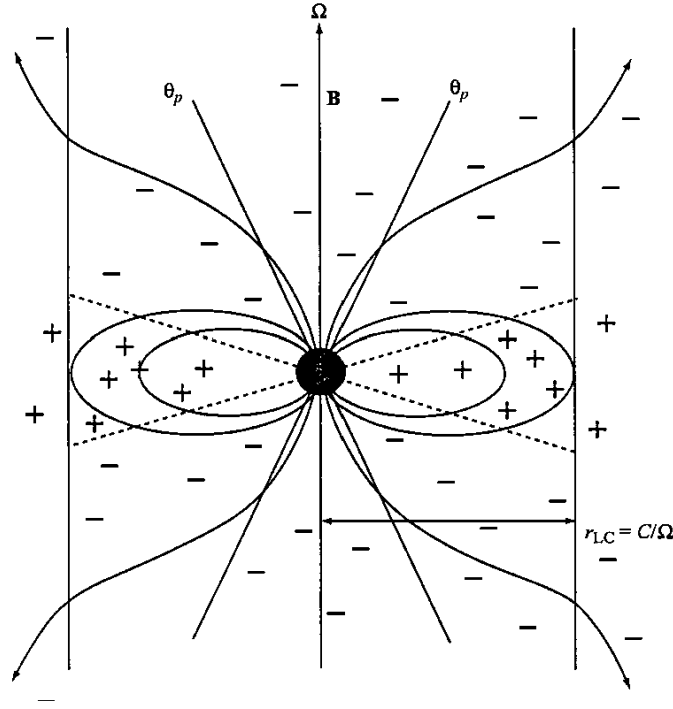


Рисунок 0.4 — Модель магнитосферы пульсара, предложенная Голдрайхом и Джулианом.

Рисунок из работы [31]

Плотность зарядов, которая обеспечивает заполнение магнитосферы пульсара, при условии, что $\frac{\Omega r}{c} \ll 1$, называется плотностью Голдрайха-Джулиана (формула взята из [26]):

$$\rho_{GJ} = -\frac{\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{B}}{2\pi c} = n_e e. \quad (3)$$

Одной из трудностей модели является то обстоятельство, что некоторые силовые линии начинаются в области вырывания отрицательных зарядов, а затем попадают в область положительных зарядов. Холловэй [37] предложил идею об образовании вакуумного зазора вблизи нейтральной линии (рис. 0.5): при удалении зарядов из этой области возникает разность потенциалов, препятствующая её заполнению.

Основная идея, объясняющая феномен пульсара, была приведена в статье Острайкера и Ганна [38] - потери энергии вращения замагниченной нейтронной звездой. Если приравнять скорость потерь энергии вращающейся нейтронной звезды к мощности её магнито-дипольного излучения (формулы здесь и далее взяты из работы [27])

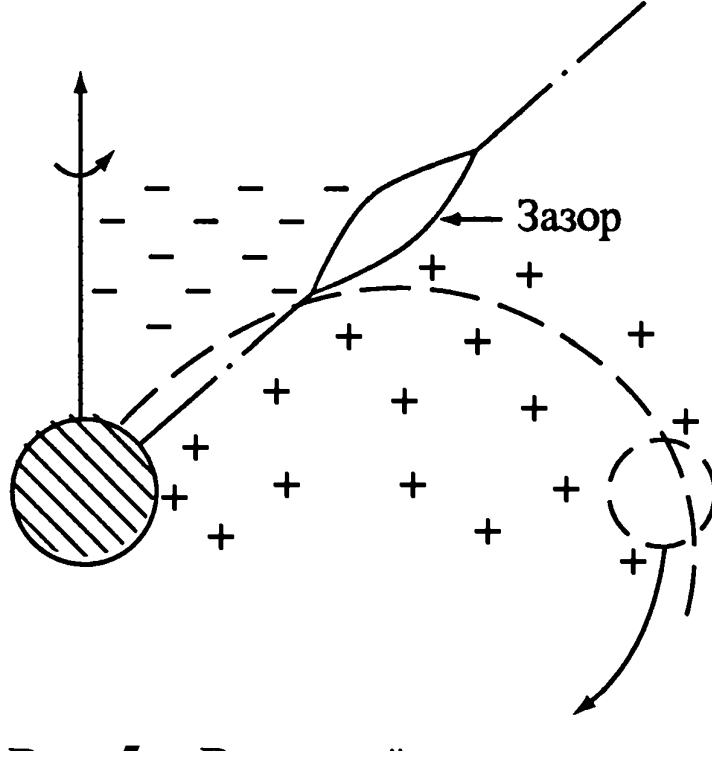


Рисунок 0.5 — Внешний зазор в магнитосфере.

Рисунок из работы [37]

$$\frac{dE}{dt} = -W_{md}, \quad (4)$$

$$W_{md} = \frac{2\mu_{\perp}^2 \Omega^4}{3c^3}, \quad (5)$$

где $\mu_{\perp} = \frac{B_{\perp} R_*^3}{2}$, следовательно уравнение 4 примет вид:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{-B_s^2 R_*^6 \Omega^4 \sin^2 \beta}{6c^3}, \quad (6)$$

где R_* - радиус НЗ, Ω - угловая скорость вращения НЗ, β - угол между осью диполя и осью вращения. Можно оценить индукцию магнитного поля B_s на поверхности нейтронной звезды:

$$B_s = 6.4 \cdot 10^{19} \left(P \frac{dP}{dt} \right)^{1/2} (\text{Гс}), \quad (7)$$

предполагая для НЗ $M = 1.4M_{\odot}$, $R_* = 1.2 \times 10^6$ см, а момент инерции $I = 1.4 \times 10^{45}$ г см². В работе Острайкера и Ганна также обращается внимание

на учет гравитационного излучения молодых НЗ и возможную роль затухания магнитного поля. Оба эффекта необходимо учитывать при оценке возраста пульсара. Необходимо отметить, что мощность излучения, связанная с другими мультиполями, много меньше мощности для дипольного, и им пренебрегают.

У изолированных (не аккрецирующих) пульсаров магнитное поле на экваторе в случае дипольной модели может быть оценено как:

$$B_s = 3.2 \times 10^{19} \left(P \frac{dP}{dt} \right)^{1/2} (\text{Гс}). \quad (8)$$

Эта оценка предполагает магнитное торможение в вакууме: электрические поля (согласно модели Голдрайха и Джулиана [31]), вызванные вращением, преобладают над гравитационной силой, даже в случае компактных нейтронных звезд, так что заряды должны быть обязательно вырваны с поверхности звезды и образовать плотную магнитосферную плазму. Для аккрецирующих пульсаров такая оценка неверна, т.к. их вращение может ускоряться вследствие передачи углового момента с падающей материи на пульсар.

Заметный прогресс в понимание физики магнитосферы пульсаров внесла работа Стэррока [39] (или, в более детальном виде [40]). Он предположил, что в пределах полярных шапок пульсара происходит ускорение электронов и протонов вплоть до расстояния от поверхности, равного радиусу полярной шапки $r_p = r\theta_p$. Это ускорение вызывается продольным электрическим полем, соответствующим разности потенциалов между центром и краем полярной шапки, и приводит к появлению релятивистских электронов с лоренц-фактором $\sim 10^7$ (в пульсарах с периодом $P \sim 1$ с). Заряженные частицы с такой энергией в магнитном поле испускают кванты в широком диапазоне частот с максимумом на частоте

$$\nu_m \approx 0,3\nu_{cr}, \quad (9)$$

где

$$\nu_{cr} = \frac{3\gamma^3 c}{4\pi\rho_{cr}}, \quad (10)$$

ρ_{cr} - радиус кривизны силовой линии и γ - лоренц-фактор. Время потери электроном поперечной составляющей импульса за счёт синхротронного излучения мало

$$\tau \sim \frac{10^{12}}{(B \sin \psi)^{3/2} \nu_m^{1/2}}, \quad (11)$$

где ψ – питч-угол. При $\gamma \sim 10^7$ и $B \sin \psi \sim 10^{12} \text{ Гс}$, $\tau \sim 10^{-22} \text{ с}$ [27].

При движении этих зарядов вдоль открытых силовых линий магнитного поля возникает радиоизлучение, получившее название «излучение кривизны». Этот процесс важен в магнитосфере пульсаров, где силовые линии искривлены, а магнитное поле настолько велико, что поперечная составляющая скорости излучается очень быстро, и тогда частицы просто очень близко следуют за линиями магнитного поля. В этом случае ускорение перпендикулярно линиям поля, а излучение направлено в направлении траектории.

Заряженные частицы с такой энергией в искривлённом магнитном поле вблизи поверхности испускают гамма-кванты с частотой ν , которые распадаясь, рождают электрон-позитронные пары [41].

$$\gamma + B \longrightarrow e^+ + e^- + B. \quad (12)$$

Однако при $B \gg 10^{12} \text{ Гс}$ более вероятным становится дробление гамма-кванта на пару квантов с меньшей энергией [42]:

$$\gamma + B \longrightarrow \gamma_1 + \gamma_2 + B. \quad (13)$$

Вновь образованные частицы ускоряются в том же продольном электрическом поле до релятивистских скоростей, испускают гамма-кванты, которые, в свою очередь, рождают пары, и такой каскадный процесс продолжается до выхода частиц в область, где электрическое поле равно нулю $E_{\parallel} = 0$ или перестаёт работать условие рождения пар:

$$h \nu B_{\perp} \geq 4 \times 10^{18} \text{ эВ Гс} \quad (14)$$

В результате каждая частица способна привести к рождению до $\sim 10^7$ вторичных электронов и позитронов, и плотность плазмы в магнитосфере значительно превышает плотность Голдрайха-Джулиана. Потеря энергии через магнито-дипольное излучение приводит к потере момента вращения, и замедлению вращения звезды. Ускоренные частицы также уносят часть момента вращения пульсара.

В 1975 г. Рудерманом и Сазерлендом [43] была предложена модель, ставшей основной для интерпретации наблюдательных данных. В этой модели по

существованию развиваются и детализируются описанные выше идеи Стэррока. Предполагается, что вблизи полюсов существуют вакуумные зазоры, в которых есть продольное электрическое поле. Разность потенциалов в зазоре обеспечивает ускорение вырванных с поверхности нейтронной звезды зарядов (позитронов) и вызывает пробой зазора в виде отдельных искр с каскадным образованием вторичных частиц (электронов и позитронов). Пучок первичных частиц, достигших в таком поле лоренц-факторов $\gamma_b = 3 \times 10^6$, движется в магнитосфере сквозь образовавшуюся в результате распада гамма-квантов вторичную плазму с $\gamma_p \sim 10^3$. Возникает двухпотоковая неустойчивость, приводящая к образованию сгустков, которые дают когерентное излучение в радиодиапазоне. Наблюдаемое радиоизлучение пульсаров несомненно должно генерироваться когерентными механизмами.

Аккреция на компактную звезду в аккрецирующей двойной системе зависит от природы звезды-донора (звезда с большой массой или звезда с низкой массой). Главным отличием аккреции на НЗ по сравнению с другими - наличие твердой поверхности и возможность присутствия сильного магнитного поля, обусловленного электрическими токами внутри звезды [44]. Это имеет наблюдаемые эффекты, такие как наличие пограничного слоя, в котором останавливается газ, или запуск ядерных взрывов (рентгеновские всплески), когда на поверхности накапливается достаточное количество материала. На структуру аккреционного потока также может влиять сильное магнитное поле звезды, как в случае рентгеновских пульсаров.

Аккрецирующее вещество от звезды-компаньона попадает в потенциальные ямы компактного объекта (НЗ) и теряет гравитационную энергию. В процессе аккреции происходит выделение гравитационной энергии, которая превращается в тепло и, в итоге, уходит в виде излучения. Если аккреция происходит с темпом аккреции массы $\dot{M}$ на объект размера R и массы M , рассеиваемая гравитационная сила определяется гравитационным потенциалом на поверхности

$$E_{ac} = \dot{M} \frac{GM}{R} = \eta \dot{M} c^2, \quad (15)$$

где $\eta = \frac{GM}{Rc^2}$ называется эффективностью аккреции и представляет собой количество энергии, высвобождаемой на единицу массы энергии [45].

В результате дисковой аккреции скорость вращения НЗ увеличивается. Бисноватый-Коган и Комберг [46] сделали вывод о том, что помимо ускорения

НЗ при аккреции происходит экранирование магнитного поля звезды падающей плазмой, что приводит к заметному уменьшению магнитного поля. Более развитая модель экранирования поля при аккреции рассмотрена в [47]. Первое свидетельство о затухании магнитных полей в результате аккреции получено из наблюдений первого двойного пульсара PSR 1913+16 Халсом и Тейлором [48]. Радиопульсары, прошедшие стадию аккреции в двойной системе, получили название *подкрученных* - *recycled*.

Для одиночной НЗ с сильным магнитным полем аккрецирующее вещество будет двигаться вдоль силовых линий и выпадать на магнитные полюса. В этом случае температура излучения будет более высокой из-за меньшей площади излучающей области. Аккреция на одиночные звезды возможна из межзвездной среды и из околозвездного диска, образовавшегося из оболочки сверхновой. В этом случае темп аккреции будет достаточно велик.

В работе Мока и Джосса [49] показано, что аккреция с невысоким темпом может приводить к вспышечной активности в гамма-диапазоне за счет энергии, накопленной в коре НЗ.

Наблюдения нейтронных звезд идут более 50 лет. Их наблюдательные проявления очень различны. Исследование пульсаров проводится с помощью крупнейших телескопов, поскольку для регистрации коротких импульсов от слабых источников необходима высокая мгновенная чувствительность для регистрации и большое временное разрешение. В 1971 г. произошел прорыв в рентгеновской астрономии, были открыты многие рентгеновские пульсары с запуском телескопа Uhuru, в 1975 г. открыли источники рентгеновских всплесков (барстеры). Вслед за этим были открыты источники нового типа: в 1979 г. - источники мягких повторяющихся гамма-всплесков (SGR), в 1982 г. - миллисекундные пульсары, в 1996 г. - слабые в рентгене одиночные нейтронные звезды (XDINS), в 1998 г. - аномальные рентгеновские пульсары (AXP), в 2006 г. - радиотранзиенты (RRAT), в 2007 г. - радио всплески (Fast Radio Bursts, FRB), в 2008 г. - более двухсот новых гамма-пульсаров.

В настоящее время известно более 3000 пульсаров (см. рис. 0.6). Основная доля известных НЗ, радиопульсары, были обнаружены на обсерватории в Парксе в Австралии под руководством Р. Манчестера [24] (см. данные на сайте [https : //www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/](https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/)), порядка 300 объектов зарегистрированы как пульсары и в других диапазонах. В оптическом диапазоне наблюдается слабое излучение от десятка пульсаров. Большой прогресс в

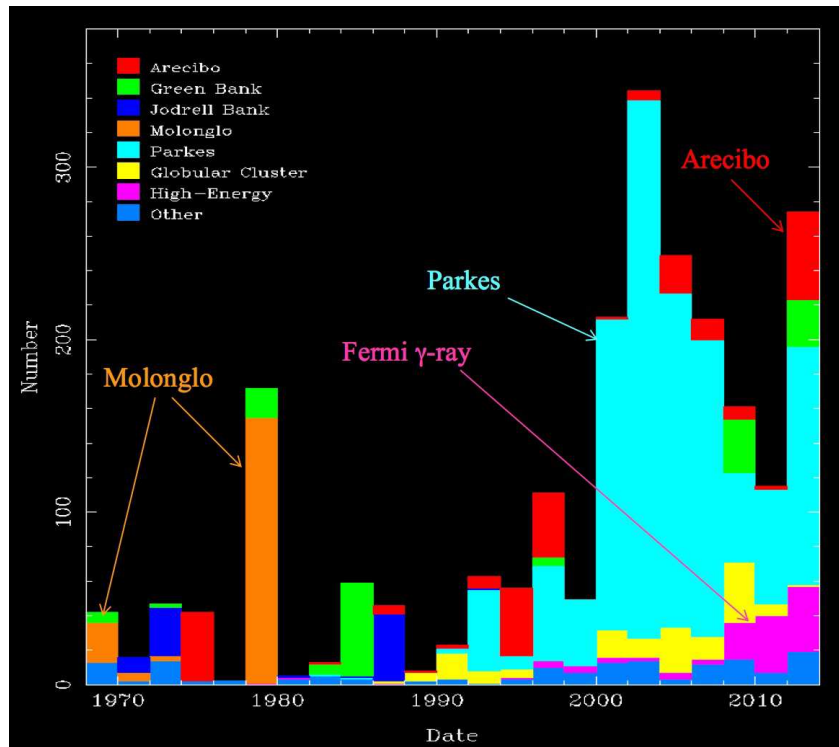


Рисунок 0.6 — Скорость обнаружения пульсаров, отсортированных по обсерватории или классу. Каждый бар представляет число пульсаров, обнаруженных в соответствующем 2-летнем интервале.

Гистограмма из работы [8]

исследовании рентгеновских пульсаров был достигнут с такими космическими миссиями, как *ROSAT* (0.1-2 keV), *ASCA* (0.4-10 keV), *XMM-Newton* (0.2-12 keV) и *Chandra* (0.1-10 keV). Тепловое и нетепловое рентгеновское излучение было зарегистрировано от шести десятков радиопульсаров (см. работы [50, 51]). С запуском в 2008 году космической обсерватории *Fermi* гамма-астрономия вышла на новый уровень, до этого выборка гамма-пульсаров была очень ограниченной: на предшественнице *Fermi* - гамма-обсерватории *Compton* за девять лет работы было зарегистрировано только семь пульсаров в диапазоне энергий от МэВ до ГэВ [52]. Использование телескопа *LAT* привело к открытию больше двух сотен новых гамма-пульсаров и в десятки раз увеличило выборку этих важных для понимания природы импульсного излучения источников (см. каталог [53]). Пульсар в Крабовидной туманности потерял свою роль полномочного представителя всей популяции НЗ, устоялся термин тихие или громкие пульсары в каком-либо диапазоне или диапазонах.

Актуальность темы. С момента открытия пульсаров прошло более 50 лет, неугасающий поток работ по этой теме говорит о важности исследования

этих объектов: ежегодно появляется более тысячи посвященных им публикаций, раз в несколько лет происходит открытие нового класса астрономических объектов. Интенсивные наблюдения ведутся в радио-, оптическом, рентгеновском и гамма-диапазонах. Несмотря на неостывающий интерес, многие области исследования пульсаров остаются плохо изученными. Это относится не только к классификации пульсаров, которая меняется со временем, подстраиваясь под новые данные, но и к механизму генерации радио, рентгеновского и гамма-излучения, который остается не до конца понятным даже после пятидесяти лет постоянных исследований радиоастрономами всего мира. До сих пор нет единого мнения о структуре магнитосферы, ее эволюции, о локализации области генерации жесткого излучения.

Важнейшим этапом научных исследований в любой отрасли знания является классификация изучаемых объектов. Поэтому в течение более 50 лет, протекших с момента открытия пульсаров [7], делались попытки выделить группы или классы объектов, различающиеся по наблюдаемым параметрам либо по совокупности измеряемых параметров этих объектов. Описание предлагавшихся схем классификации пульсаров и ссылки на оригинальные работы можно найти в обзоре [54]. В данной работе делается еще одна попытка выявить различия в распределениях наблюдаемых и вычисленных параметров пульсаров. Установление четких отличий пульсаров разных классов и понимание физических причин, вызывающих наблюдаемые отличия, - один из основных путей к решению вопросов, связанных с происхождением, строением, механизмами излучения и эволюцией пульсаров.

Для последующего анализа были сформированы четыре группы изолированных нейтронных звёзд: в первой наблюдается только импульсное радиоизлучение, во второй - кроме радиоизлучения зарегистрировано гамма-излучение (гамма-громкие радиопульсары) , третья группа состоит из радиопульсаров с зарегистрированным рентгеновским излучением, четвертая - гамма-пульсары без зарегистрированного радиоизлучения (радио-тихие гамма-пульсары).

Цель данной работы заключалась в сравнении параметров, описывающих физические условия в исследуемых пульсарах - периодов, их производных, светимостей в трех диапазонах энергий, скоростей потери энергии вращения, магнитных полей на поверхности и на световом цилиндре и на основе такого сравнения установить локализацию генерации жёсткого излучения в магнитосфере пульсара и механизм его генерации.

Обнаружение радиоизлучения от гамма-пульсара с большими значениями скоростей потери энергии и магнитного поля на световом цилиндре и исследование его характеристик также является целью данной работы.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Построить сравнительные гистограммы для четырех групп пульсаров.
2. Сравнить полученные распределения параметров.
3. Исследовать различия в существующих выборках.
4. Составить список кандидатов из всей популяции радиопульсаров, от которых можно зарегистрировать гамма-излучение.
5. Составить список гамма-пульсаров, как потенциальных источников периодического радиоизлучения.
6. Провести наблюдения гамма-пульсара, который потенциально должен излучать в радиодиапазоне на частоте 111 МГц.

Научная новизна: в диссертации получен ряд новых результатов, которые представляют собой ценность в понимании природы пульсара.

1. Впервые детально проанализировано отличие радио-тихих гамма-пульсаров и рентгеновских радиопульсаров от популяции обычных радиопульсаров. Результаты исследования были опубликованы в работах А1-А6.
2. Впервые составлен каталог радиопульсаров, как возможных источников гамма-излучения с оценкой ожидаемой гамма-светимости. Результат исследования был опубликован в работе А4.
3. Впервые определены кандидаты среди гамма-пульсаров, как источников потенциального радиоизлучения. Результат исследования был опубликован в работе А4.
4. Показано, что жесткое излучение генерируется на периферии магнитосферы за счет синхротронного механизма. Результат исследования был опубликован в работе А5.
5. Впервые получена верхняя оценка плотности потока на частоте 111 МГц для гамма-пульсара J1836+5925. Результат исследования был опубликован в работе А7.

Научная и практическая значимость В ходе выполнения работы были построены распределения основных физических параметров по большей выборке для четырех групп пульсаров, были сформулированы два критерия

для поиска жесткого излучения от известных радиопульсаров, представлен каталог ожидаемых гамма-пульсаров, даны оценки ожидаемой гамма-светимости, сформирован список кандидатов из гамма-пульсаров без зарегистрированного, но ожидаемого радиоизлучения, доказано, что генерация жесткого излучения происходит на периферии магнитосферы за счет синхротронного механизма.

Полученные результаты могут быть использованы для наблюдения на радиотелескопах конкретных гамма-источников, которые являются потенциальными радиопульсарами. Также представлен список радиопульсаров, как ожидаемо сильных источников гамма-излучения.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Проведен сравнительный анализ наблюдаемых и вычисленных параметров четырех групп пульсаров. По результатам анализа сделан вывод о том, пульсары с зарегистрированным жестким излучением обладают более сильными магнитными полями на световом цилиндре и более высокой скоростью потерь энергии вращения (порядка 10^4 Гс и 10^{35} эрг/сек), чем характерные значения (10^2 Гс и 10^{32} эрг/сек) у обычных радиопульсаров.
2. Составлен каталог радиопульсаров, от которых можно ожидать заметного гамма-излучения, и гамма-пульсаров, как потенциальных источников периодического радиоизлучения.
3. Показано, что жесткое излучение генерируется на периферии магнитосферы за счет синхротронного механизма.
4. Дана верхняя оценка плотности потока на частоте 111 МГц для гамма-пульсара J1836+5925.

Достоверность полученных результатов обеспечивается применением строгих математических методов для анализа полученных распределений. Результаты находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами [27, 55–58] на меньших выборках или на сопоставимых, как указано в работе [53].

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на научной сессии АКЦ ФИАН в 2014 году, на XII и XIII съездах Международной общественной организации "Астрономическое общество" и приуроченных к ним научным конференциям "Астрономия от ближнего космоса до космологических далей" и "Астрономия - 2018", а также на следующих Всероссийских и

Международных конференциях:

1. Всероссийская астрофизическая конференция "Астрофизика высоких энергий"(Москва, ИКИ, декабрь 2013 г.)
2. 43-я Международная студенческая научная конференция (Екатеринбург, Коуровская астрономическая обсерватория, февраль 2014 г.)
3. III Международная молодежная научная школа-конференция (Москва, МИФИ, апрель 2014 г.)
4. Всероссийская астрофизическая конференция "Астрофизика высоких энергий"(Москва, ИКИ, декабрь 2014 г.)
5. 44-я Международная студенческая научная конференция (Екатеринбург, Коуровская астрономическая обсерватория, февраль 2015 г.)
6. VI Всероссийская конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики (Москва, ФИАН, ноябрь 2015 г.)
7. 45-я Международная студенческая научная конференция (Екатеринбург, Коуровская астрономическая обсерватория, февраль 2016 г.)
8. Международная астрономическая конференция "Физика звезд: от коллапса до коллапса"(п. Нижний Архыз, САО РАН, октябрь 2016 г.)
9. Всероссийская астрофизическая конференция "Астрофизика высоких энергий"(Москва, ИКИ, декабрь 2016 г.)
10. 46-я Международная студенческая научная конференция(Екатеринбург, Коуровская астрономическая обсерватория, февраль 2017 г.)
11. XXXIV Всероссийская конференция "Актуальные проблемы внегалактической астрономии"(Пущино, ПРАО АКЦ ФИАН, апрель 2017 г.)

12. Международная конференция "Physics of Neutron Stars – 2017" (Санкт-Петербург, июль 2017 г.)
13. Всероссийская астрономическая конференция–2017 "Астрономия: познание без границ" (Ялта, сентябрь 2017 г.)
14. Всероссийская астрофизическая конференция "Астрофизика высоких энергий" (Москва, ИКИ, декабрь 2017 г.)
15. 47-я Международная студенческая научная конференция (Екатеринбург, Коуровская астрономическая обсерватория, февраль 2018 г.)
16. XXXV Всероссийская конференция "Актуальные проблемы внегалактической астрономии" (Пушино, ПРАО АКЦ ФИАН, апрель 2018 г.)
17. VII Международная молодежная научная школа-конференция (Москва, МИФИ, апрель 2018 г.)
18. 48th Young European Radio Astronomers Conference (Dwingeloo, Голландия, сентябрь 2018 г.)
19. Всероссийская астрофизическая конференция "Астрофизика высоких энергий" (Москва, ИКИ, декабрь 2018 г.)
20. VIII Международная молодежная научная школа-конференция (Москва, МИФИ, апрель 2019 г.)
21. 25-я Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых (Ласпи/КРАО, Крым, апрель 2019 г.)
22. 49th Young European Radio Astronomers Conference (Dublin, Ирландия, август 2019 г.)

23. Всероссийская конференции "Современная звездная астрономия — 2019" (п. Нижний Архыз, САО РАН, октябрь 2019 г.)

24. Третья астрометрическая конференция-школа "Астрометрия вчера, сегодня, завтра" (Москва, ГАИШ, октябрь 2019 г.)

25. Всероссийская астрофизическая конференция "Астрофизика высоких энергий" (Москва, ИКИ, декабрь 2019 г.)

26. Всероссийская конференция "Наземная астрономия в России. XXI век" (п. Нижний Архыз, САО РАН, сентябрь 2020 г.)

27. Всероссийская астрономическая конференция "Астрономия в эпоху многоканальных исследований" (Москва, ГАИШ, август 2021 г.)

Личный вклад.

Во всех выносимых на защиту результатах и опубликованных работах личный вклад диссертанта является существенным. Диссертант в работах А1-А5 совместно с соавтором участвовал в постановке исследовательских задач, выборе методов их решения, анализе полученных данных, обсуждении результатов и формулировке выводов работы. Вклад диссертанта в работы А6 и А7 являлся определяющим.

Результаты вычислений, представленные в таблицах 1, 2, 3, 4, 5 и 6, получены диссертантом самостоятельно. Все рисунки в опубликованных работах и в диссертационной работе подготовлены также самостоятельно диссертантом.

Публикации. Все результаты диссертационной работы опубликованы в рецензируемых журналах и сборниках трудов научных конференций. Всего опубликовано 26 научных работ [А1-А7, Б1-Б21, С1-С2], включая тезисы докладов научных конференций [Б1-Б21] и 2 статьи по результатам работы съездов Международной общественной организации "Астрономическое общество" [С1-С2]. Основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту, изложены в 7 статьях [А1-А7] в рецензируемых журналах, входящих в международные базы цитирования Web of Science и удовлетворяющие требованиям ВАК.

A1. Малов И.Ф., Тимиркеева М.А. Особенности радиопульсаров с излучением вне радиодиапазона // *Астрономический журнал*. — 2014. — том 91, № 9. — С. 705–712

A2. Малов И.Ф., Тимиркеева М.А. Сравнение параметров радиотихих и радиогромких гамма-пульсаров // *Астрономический журнал*. — 2015. — том 92, № 9. — С. 742–750

A3. Malov I. F., Timirkееva M. A. Peculiarities in the emission of radio-loud and radio-quiet gamma pulsars and gamma-quiet radio pulsars // *ASP Conference Series: Stars: from Collapse to Collapse*. — 2017. — Vol. 510, — Pp. 498–499

A4. Malov I. F., Timirkееva M. A. Radio pulsars with expected gamma radiation and gamma-ray pulsars as pulsating radio emitters // *Research in Astronomy and Astrophysics*. — 2018. — Vol. 18, no. 8. — Pp. 89-1–89-9

A5. Malov I. F., Timirkееva M. A. On X-ray emission of radio pulsars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Vol. 485, no. 4. — Pp. 5319–5328

A6. Timirkееva M. A., Malov I. F. Radio loud and radio quiet pulsars with hard emission // *Astrophysics and Space Science*. — 2020. — Vol. 365, no. 12. — Pp. 190-1–190-6

A7. Timirkееva M., Malov I., Malofeev V., Malov O. Observations of the gamma-ray pulsar J1836+5925 at 111 MHz // *Open Astronomy*. — 2021. — Vol. 30, no. 1. — Pp. 119–121

Б1. Кочеткова М.А.², Малов И.Ф. Особенности радиопульсаров с излучением вне радиодиапазона. // Тезисы докладов конференции "Астрофизика высоких энергий". — Москва, 2013. — С. 51.

Б2. Кочеткова М.А. Особенности радиопульсаров с излучением вне радиодиапазона. // Труды конференции "43-ая Международная студенческая

²девичья фамилия диссертанта

научная конференция". — Екатеринбург, 2014. — С. 185.

Б3. *Тимиркеева М.А., Малов И.Ф.* Особенности радиопульсаров с излучением вне радиодиапазона. // Тезисы докладов конференции "III Международная молодежная научная школа-конференция". — Москва, поля2014. — С. 68.

Б4. *Малов И.Ф., Тимиркеева М.А.* Сравнение параметров радиотихих и радиогромких гамма-пульсаров. // Тезисы докладов конференции "Астрофизика высоких энергий". — Москва, 2014. — С. 54.

Б5. *Тимиркеева М.А.* Сравнение параметров радиотихих и радиогромких гамма-пульсаров. // Труды конференции "44-ая Международная студенческая научная конференция". — Екатеринбург, 2015. — С. 165.

Б6. *Тимиркеева М.А.* Сравнение параметров радиотихих и радиогромких гамма-пульсаров. // Труды конференции "VI Всероссийская конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики". — Москва, 2015. — С. 149.

Б7. *Тимиркеева М.А.* Особенности излучения радиогромких и радиотихих гамма-пульсаров и гамма-тихих радиопульсаров. // Труды конференции "45-ая Международная студенческая научная конференция". — Екатеринбург, 2016. — С. 203.

Б8. *Малов И.Ф., Тимиркеева М.А.* Особенности излучения радиогромких и радиотихих гамма-пульсаров и гамма-тихих радиопульсаров. // Тезисы докладов конференции "Астрофизика высоких энергий". — Москва, 2016. — С. 57.

Б9. *Тимиркеева М.А.* К вопросу о поиске радио- и гамма-излучения от пульсаров. // Труды конференции "46-ая Международная студенческая научная конференция". — Екатеринбург, 2017. — С. 222.

Б10. Малов И.Ф., Тимиркеева М.А. К вопросу о поиске радио- и гамма-излучения от пульсаров. // Тезисы докладов XXXIV Всероссийская конференция "Актуальные проблемы внегалактической астрономии". — Пуццино, 2017. — С. 36.

Б11. Malov I. F., Timirkeeva M. A. On the search for gamma emission from known radio pulsars and radio emission from known gamma- pulsars. // Book of abstracts at the conference "Physics of Neutron Stars". — St. Petersburg, 2017. — P. 126.

Б12. Малов И.Ф., Тимиркеева М.А. О поиске гамма-излучения от известных радио-пульсаров и радиоизлучения от гамма-пульсаров. // Тезисы докладов Всероссийской астрономической конференции "Астрономия: познание без границ". — Ялта, 2017. — С. 146.

Б13. Тимиркеева М.А. Радиопульсары с ожидаемым гамма-излучением и гамма-пульсары в радиодиапазоне. // Труды конференции "47-ая Международная студенческая научная конференция". — Екатеринбург, 2018. — С. 235-236.

Б14. Тимиркеева М.А. К вопросу о поиске радио- и гамма-излучения от пульсаров. // Тезисы докладов XXXV Всероссийская конференция "Актуальные проблемы внегалактической астрономии". — Пуццино, 2018. — С. 12.

Б15. Тимиркеева М.А., Малов И.Ф. К вопросу о поиске гамма-излучения от известных радио-пульсаров и радиоизлучения от гамма-пульсаров. // Тезисы докладов конференции "VII Международная молодежная научная школа-конференция". — Москва, 2018. — С. 300–301.

Б16. Тимиркеева М.А., Малов И.Ф. О рентгеновском излучении радиопульсаров. // Сборник тезисов Всероссийской конференции "Современная звездная астрономия — 2018". — Москва, 2018 г. — С. 213.

Б17. Тимиркеева М.А., Малов И.Ф. О рентгеновском излучении радиопульсаров. // Тезисы докладов конференции "VIII Международная

молодежная научная школа-конференция". — Москва, 2019. — С. 193–194.

Б18. *Тимиркеева М.А., Малов И.Ф.* О рентгеновском излучении радиопульсаров. // Тезисы докладов XXV ВНКСФ. — Севастополь, 2019 — С. 290–291.

Б19. *Тимиркеева М.А., Малов И.Ф.* О рентгеновском излучении радиопульсаров. // Тезисы докладов Всероссийской конференции "Современная звездная астрономия — 2019". — п. Нижний Архыз, САО РАН, 2019 г. — С. 98.

Б20. *Тимиркеева М.А., Малов И.Ф.* О рентгеновском излучении радиопульсаров. // Тезисы докладов Третьей астрометрической конференции-школы "Астрометрия вчера, сегодня, завтра" — Москва, ГАИШ, 2019. — С. 26.

Б21. *Timirkееva, M., Malov, I., Malov, O* Observations of the Gamma-Ray Pulsar J1836+5925 at 111 MHz. // Proceedings of the All-Russian Conference "Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century" — Nizhny Arkhyz, SAO RAS, 2020. — Pp. 541–454.

С1. *Malov I. F., Timirkееva M. A.* Peculiarities in the emission of radio-loud and radio-quiet gamma pulsars and gamma-quiet radio pulsars // *Astronomical and Astrophysical Transactions* по результатам работы съезда Международной общественной организации "Астрономическое общество". — Москва, 2016.

С2. *Малов И.Ф., Тимиркеева М.А.* О рентгеновском излучении радиопульсаров // Сборник тезисов конференции "Астрономия - 2018"(XIII Съезд Международной общественной организации "Астрономическое общество"). — Москва: ИЗМИРАН, 2018. — С. 220–223

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и двух приложений. Полный объем диссертации составляет 117 страниц, включая 35 рисунков и 6 таблиц. Список литературы содержит 127 наименований.

Во **Введении** кратко изложена история открытия и начала исследования радиопульсаров. Рассмотрены основополагающие работы в развитии теоретических представлений о природе пульсаров и механизме их излучения. Обоснована актуальность темы диссертации, представлены основные цели работы, научная новизна, практическая значимость и результаты, выносимые на защиту.

В **Главе 1** приведен анализ наблюдаемых и вычисленных параметров для четырех групп пульсаров: в первой наблюдается только импульсное радиоизлучение (R-пульсары), во второй - кроме радиоизлучения зарегистрировано гамма-излучение (гамма-громкие радиопульсары, γ +R -пульсары), третья группа состоит из радиопульсаров с зарегистрированным рентгеновским излучением (X+R -пульсары), четвертая - гамма-пульсары без зарегистрированного радиоизлучения (радио-тихие гамма-пульсары, γ -пульсары). Построены распределения периода, его производной, магнитного поля на поверхности НЗ, скорости потери энергии вращения и магнитного поля на световом цилиндре. Дана оценка согласованности распределений с помощью критерия Колмогорова-Смирнова. Сделан вывод о том, что пульсары с зарегистрированным жестким излучением обладают более сильными магнитными полями на световом цилиндре и более высокой скоростью потерь энергии вращения (порядка 10^4 Гс и 10^{35} эрг/сек), чем характерные поля (10^2 Гс и 10^{32} эрг/сек) у обычных радиопульсаров.

Глава 2 посвящена анализу гистограмм распределения монохроматической радиосветимости, плотностей потока на частоте 1400 МГц, расстояния и пересчету условных светимостей в физические светимости L_r (эрг/с) на основе статистических зависимостей $L_r(R_{lum})$. Для определения области формирования гамма-излучения на периферии магнитосферы во внешнем зазоре выведено уравнение для определения геометрического места точек, где плотность зарядов становится равной нулю - в случае дипольного магнитного поля при произвольном угле β наклона магнитного поля к оси вращения НЗ.

Исследуя только пульсары с сильными магнитными полями на световом цилиндре и высокой скоростью потерь энергии вращения ($B_{lc} > 10^3$ Гс и $\frac{dE}{dt} > 3 \times 10^{34}$ эрг/сек), в **Главе 3** были определены кандидаты из радиопульсаров в потенциальные гамма-источники - все предложенные пульсары из таблицы 5 приложения Б являются радио-громкими пульсарами без зарегистрированного ранее высокоэнергичного излучения. В таблице 6 приложения

Б предложены для дальнейшего наблюдения в радиодиапазоне гамма-громкие пульсары, у которых до настоящего момента периодическое радиоизлучение не обнаружено.

Были проведены наблюдения Геминга-подобного радио-тихого гамма-пульсара J1836+5925, о чем говорится также в Главе **3**, с целью обнаружения от него периодического радиоизлучения и определения меры дисперсии и расстояния для этого пульсара. Дана верхняя оценка плотности потока для пульсара J1836+5925.

Глава 4 посвящена анализу зависимости рентгеновской светимости от скорости потери энергии вращения, также даётся объяснение генерации рентгеновского нетеплового излучения за счет синхротронного механизма. Подобное излучение появляется на периферии магнитосферы, что подтверждается корреляцией рентгеновской светимости и величиной магнитного поля на световом цилиндре.

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы.

В **Приложениях** приведены выборки гамма-громких радиопульсаров, радио-тихих гамма-пульсаров, радиопульсаров, излучающих в рентгеновском диапазоне, определены радиопульсары, от которых можно ожидать заметного гамма-излучения, и гамма-пульсары, как источники радиоизлучения.

Глава 1. Радиопульсары с излучением вне радиодиапазона

1.1 Анализируемая выборка

Для последующего анализа были сформированы четыре группы изолированных нейтронных звёзд:

- наблюдается только импульсное радиоизлучение – радио-громкие пульсары, считающиеся тихими в рентгеновском и гамма-диапазонах (R-группа),
- радиопульсары с зарегистрированным гамма-излучением – радио-громкие гамма-пульсары (γ +R пульсары),
- радиопульсары с зарегистрированным рентгеновским излучением – радио-громкие рентгеновские пульсары (X+R пульсары),
- гамма-пульсары без зарегистрированного радиоизлучения – радиотихие гамма-пульсары (группа γ).

Из рассмотрения исключены пульсары, находящиеся в шаровых скоплениях и в двойных системах, поскольку их наблюдаемые характеристики могут быть подвержены искажениям вследствие влияния других, окружающих их звезд.

Кроме классификации пульсаров, основанной на диапазоне их исследования, было проведено несколько феноменологических схем деления пульсаров по параметрам, описывающим физические условия в исследуемых пульсарах - периоды, их производные, светимости, скорости потери энергии вращения и магнитные поля на поверхности нейтронной звезды и вблизи её светового цилиндра. При этом из рассмотрения исключены пульсары, находящиеся в шаровых скоплениях и в двойных системах, поскольку их наблюдаемые характеристики могут быть подвержены искажениям вследствие влияния других, окружающих их звёзд.

В качестве исходных данных использовались значения параметров, которые приведены в "*ATNF Pulsar Catalogue*" (далее ATNF каталог) [24], содержащем более 3000 пульсаров, большая часть из них наблюдается как радиопульсары. Для последующего анализа было отобрано ~ 1800 радиопульсаров без зарегистрированного рентгеновского и гамма-излучения. Порядка трех сотен источников зарегистрированы как пульсары в других диапазонах. Последний каталог гамма-пульсаров был обновлен¹ в апреле 2020 года, выбор-

¹<https://confluence.slac.stanford.edu/display/GLAMCOG/Public+List+of+LAT-Detected+Gamma-Ray+Pulsars>

ка увеличилась более чем в 2 раза, и сейчас насчитывает 253 источника. Из каталога ATNF были отобраны 52 радиопульсара, излучающие в гамма-диапазоне, некоторые из них были зарегистрированы как рентгеновские источники (табл. 2 приложения А). Все данные о гамма-излучении пульсаров были взяты из работы "*Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog*" (далее 2FGL каталог) [53]. Была сформирована выборка из 36 одиночных радио-тихих гамма-пульсаров, согласно каталогу 2FGL (табл. 3 приложения А). На момент публикации работ диссертанта [59–61] это был самый актуальный и точный каталог гамма-источников. В настоящее время детальные данные получены для 61 радиопульсара из каталога ATNF, которые излучают в рентгеновском диапазоне. Данные для них взяты из каталогов [50, 51] и приведены в таблице 4 приложения А, часть из них зарегистрированы как гамма-пульсары. В таблицу 4 включены все интересующие основные параметры: период, производная периода, радиосветимость на частоте 1400 МГц (в мЯн $\times$ кпк²), магнитное поле на поверхности нейтронной звезды и вблизи ее светового цилиндра (в Гс), скорость потери энергии вращения (в эрг/сек), логарифм рентгеновской светимости (в эрг/сек) для двух диапазонов энергий, логарифм гамма-светимости (в эрг/сек) и значение угла β (в градусах) между осью диполя и осью вращения (работы [53] и [62]); из таблицы исключены аномальные рентгеновские пульсары и репитеры с мягким гамма-излучением.

1.2 Распределения наблюдаемых параметров

К наблюдаемым характеристикам пульсаров относятся период вращения пульсара и производная периода.

Период - время между двумя последовательными приходами импульса. Значения известных периодов заключены в пределах от 1.39 миллисекунды до 23.53 секунд, таким образом, пульсары можно грубо разделить на долгопериодические ($P \geq 0.1$ сек) и короткопериодические ($P < 0.1$ сек). Каждый пульсар уникален и обладает своим периодом. Высокая стабильность частоты вращения пульсаров обусловлена сочетанием большого момента инерции и исключительной компактностью нейтронных звезд.

Производная периода. У подавляющего большинства пульсаров период монотонно увеличивается со временем. Увеличение периода может интерпретироваться как торможение вращения нейтронной звезды из-за потери момента вращения, то есть с замедлением самого пульсара; также явление может быть связано

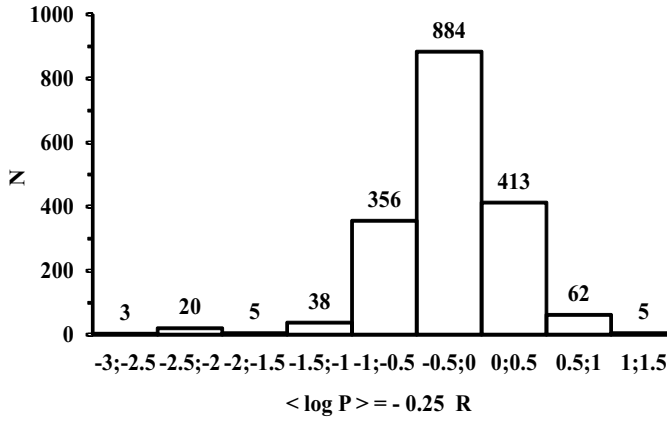
с эффектом Доплера из-за движения пульсаров в двойных системах и шаровых скоплениях. Еще причиной торможения пульсара может быть излучение гравитационных волн в случае асимметрии НЗ. И существует целый ряд других альтернативных механизмов, приводящих в замедлению вращения НЗ: токовые потери [63], потери на излучение нейтронов, движущихся внутри НЗ [64, 65], потери через плазменный диск, расположенный около НЗ [66, 67], потери, связанные с нагревом токами и электрическими полями в верхних слоях магнитосферы [68, 69], торможение при движении НЗ сквозь окружающую плазму [70].

Необычным представляется тот факт, что в ряде объектов (например, у PSR B0531+21 и PSR B0833-45) наблюдаются резкие скачки периода ($\frac{\Delta P}{P} \sim 10^{-9} - 10^{-6}$) (glitches) с последующей релаксацией к прежнему монотонному ходу. Низкие величины производных у миллисекундных пульсаров означают, что эти объекты представляют собой особую группу. Действительно, при $\frac{dP}{dt} \sim 10^{-19} \text{ с} / \text{с}$ миллисекундный источник достигнет периода в 1 сек за $3 \cdot 10^{11}$ лет, что, по крайней мере, на порядок больше возраста исследованной части Вселенной.

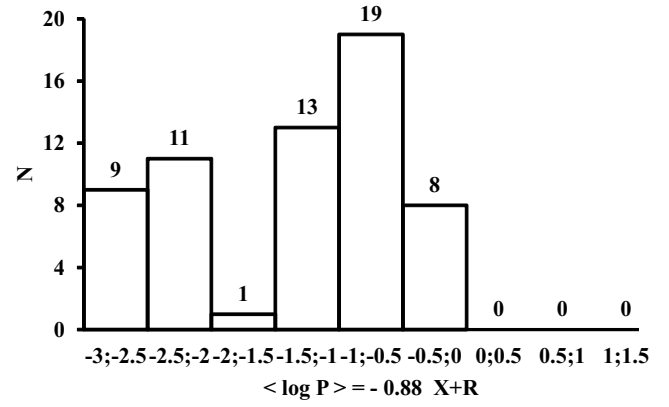
На рисунке 1.1 даны распределения периодов четырех групп пульсаров. В трех представленных распределениях есть бимодальность (см. рис. 1.1а, 1.1б, 1.1в). Очевидно, что две существующие группы, концентрирующиеся вокруг максимумов, относятся к двум независимым популяциям: миллисекундные и секундные пульсары. Некоторые радиопульсары показывают очень быстрое вращение. Пульсары с периодами вращения $P \lesssim 20$ мсек ($\langle \log P \rangle = -1.70$) образуют особый класс миллисекундных пульсаров, согласно представленным распределениям на рисунке 1.1.

Рисунок 1.1а соответствует группе пульсаров, у которых наблюдается только импульсное радиоизлучение, рисунок 1.1б – кроме радиоизлучения зарегистрировано рентгеновское излучение, третья группа (рис. 1.1в) состоит из радиопульсаров с зарегистрированным гамма-излучением (радио-громкие гамма-пульсары), четвертая (рис. 1.1г) – гамма-пульсары без зарегистрированного радиоизлучения (радио-тихие гамма-пульсары).

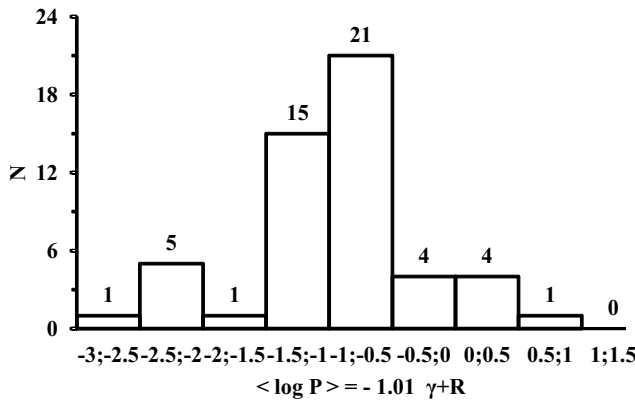
Для группы обычных радиопульсаров представлена гистограмма распределения 1786 периодов. Как видно из рисунка 1.1а, описать всё распределение одной гауссианой не представляется возможным. В работе [27] представле-



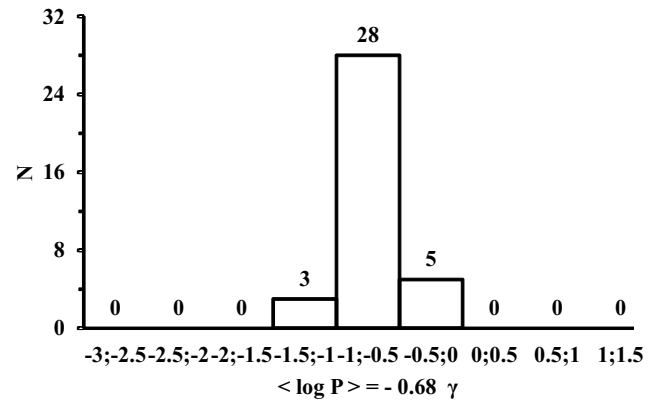
а) одиночные радиопульсары



б) рентгеновские радиопульсары



в) радио-громкие гамма-пульсары



г) радио-тихие гамма-пульсары

Рисунок 1.1 — Распределения периодов в 4 группах пульсаров.

Рисунки были получены диссертантом в работах [59–61, 71, 72]

на подобная гистограмма для 1330 пульсаров, которая также демонстрирует наличие двух максимумов в распределении пульсаров по периодам. Вся совокупность данных может быть представлена двумя распределениями, близкими к нормальным: одно для пульсаров с $P < 0.02$ сек, другое – для объектов с $P \geq 0.02$ сек. Среднее значение для правой группы равно $\langle \log P \rangle = -0.25$ ($\langle P \rangle = 0.56$ сек).

Большая часть рентгеновских источников (см. рис. 1.16) характеризуется короткими периодами $\langle \log P \rangle = -0.88$ ($\langle P \rangle = 0.13$ сек). Для радио-тихих гамма-пульсаров распределение однокомпонентное, средние значения почти точно определяются квазигауссовой кривой. Среднее значение периода в группе гамма-пульсаров равно 0.21 сек, что в среднем, в 2 раза длиннее по сравнению с группой $\gamma+R$ пульсаров. Однако анализ приведенных гистограмм свидетельствует о том, что радиоизлучение у гамма-пульсаров обнаруживается как у

нормальных, так и у миллисекундных пульсаров, тогда как в группе γ миллисекундные пульсары отсутствуют.

На рис. 1.1г представлено распределение 36 пульсаров по периодам, распределение нормальное. Среднее значение периода гамма-пульсаров без зарегистрированного радиоизлучения $\langle P \rangle = 0.21$ сек ($\langle \log P \rangle = -0.68$).

Группа пульсаров $\gamma+R$ на рисунке 1.1в также демонстрирует бимодальность, но на меньшей, по сравнению с группой X+R -пульсаров, в которой 61 пульсар, выборке - 52 источника, для этой группы среднее значение $\langle \log P \rangle = -1.01$ ($\langle P \rangle = 0.10$ сек), т.о. $\gamma+R$ пульсары, имеют в несколько раз меньшие периоды по сравнению с остальными группами.

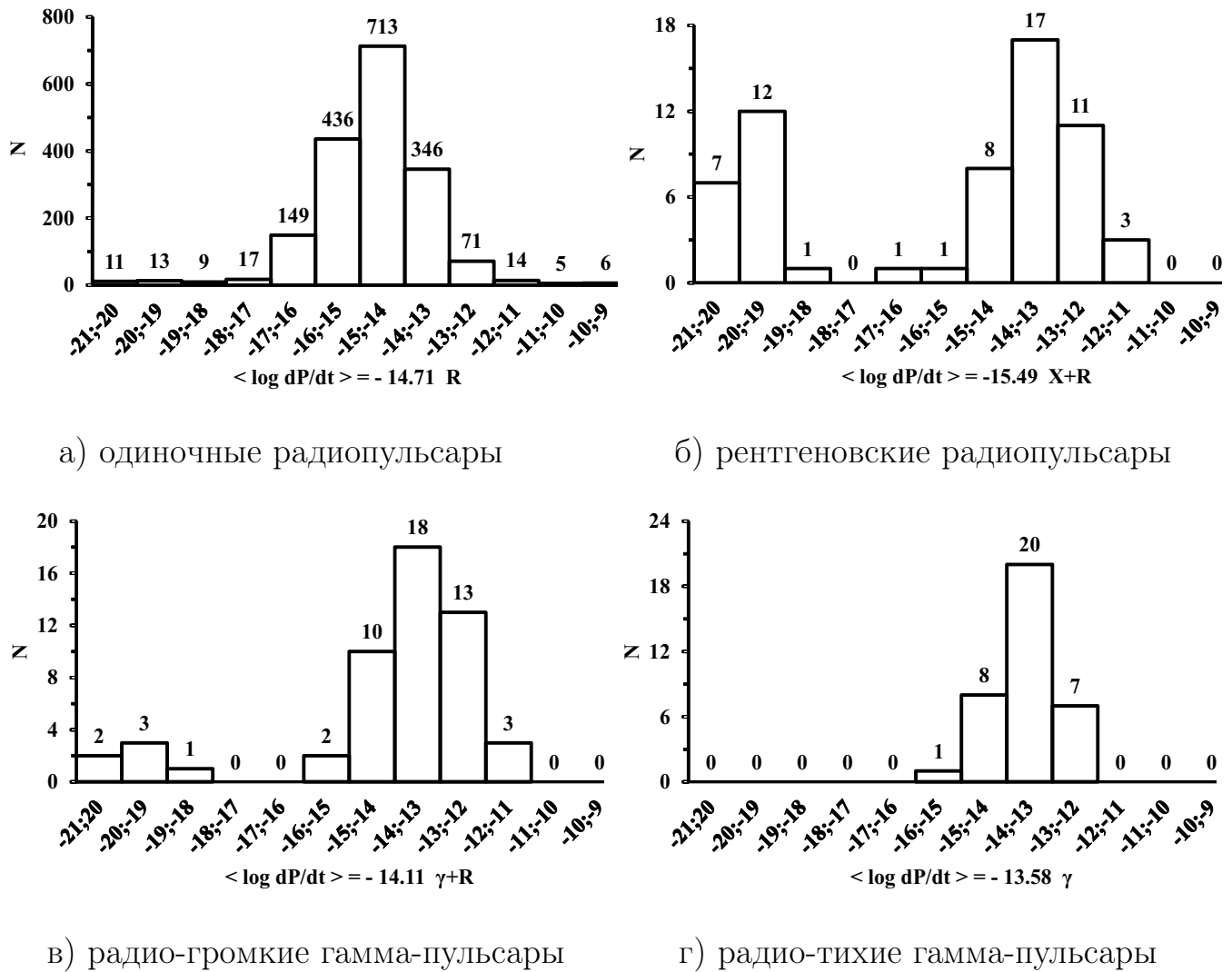


Рисунок 1.2 — Распределения производных периода

Рисунки были получены диссертантом в работах [59–61, 71, 72]

Для нормальных (секундных) пульсаров характерное значение производной периода $\frac{dP}{dt} \sim 10^{-15}$, для миллисекундных - $\frac{dP}{dt} \sim 10^{-19}$ (рис. 1.2а). Точные

измерения показывают, что обычно период между импульсами возрастает на одну миллиардную долю секунды в сутки у долгопериодических пульсаров; как раз этого следует ожидать при замедлении вращения звезды, теряющей энергию, в основном, в процессе магнито-дипольного излучения. Быстрое вращение приводит к некоторой сплюснутости пульсара, а излучение уносит энергию и момент импульса, что вызывает торможение вращения.

В распределении $\langle \log \frac{dP}{dt} \rangle$ групп R и $\gamma+R$ есть бимодальность, но средние значения оказываются очень близкими: $\langle \log \frac{dP}{dt} \rangle = -14.71$ и -14.10 , соответственно.

Распределение производной периода для рентгеновских радиопульсаров является также бимодальным: 21 пульсар образуют левую группу, в которую входят миллисекундные пульсары, а правая популяция представлена 40 пульсарами, чья эволюция, по-видимому, протекала вне двойных систем. Среднее значение для всей выборки $\langle \log \frac{dP}{dt} \rangle = -15.49$.

Среднее значение производной периода для группы радио-тихих гамма-пульсаров равно $\langle \log \frac{dP}{dt} \rangle = -13.57$, само распределение хорошо описывается одной гауссианой, $\chi^2 = 1.8$ (рис. 1.2г). Подобные распределения периода и производных периода обычных радио-громких и радио-тихих пульсаров были также получены в работе [56] на выборке, сопоставимой с приведенной в данной работе.

1.3 Распределения вычисленных параметров

Измерения периода и его первой производной позволяют сделать оценку магнитного поля нейтронной звезды в рамках модели потери вращательной энергии вследствие магнито-дипольного излучения (ур. 8). Наблюдения позволяют приблизительно оценить значение магнитного поля у пульсара.

Распределение индукции магнитного поля (рис. 1.3) на экваторе исследуемых НЗ выглядит аналогичным распределению их производных периода (рис. 1.2). Подобное распределение магнитного поля было также получено в работе [57], что подтверждает полученный результат.

Средние значения магнитного поля на поверхности (рис. 1.3) оказываются равными ($\langle \log B_s \rangle \simeq 12.0$) для всех групп пульсаров. В распределении радио-громких пульсаров выделяются миллисекундные источники с малыми магнитными полями ($\leq 10^9$ Гс), сами распределения бимодальны; в случае

рентгеновских пульсаров (рис. 1.3б) левая часть преимущественно состоит из раскрученных миллисекундных пульсаров, правая - "не миллисекундные" (нормальные) пульсары. Эволюция таких пульсаров в двойных системах была описана в работе [46]. В подобных системах равновесный период вращения связан с величиной магнитного поля соотношением (формула также из работы [46]):

$$P_0 = 2.6 B_{12}^{6/7} L_{36}^{-3/7} (\text{сек}), \quad (1.1)$$

где использованы стандартные сокращения: B_{12} - магнитное поле нормированное на 10^{12} Гс, L_{36} - рентгеновская светимость нормированная на 10^{36} эрг/сек.

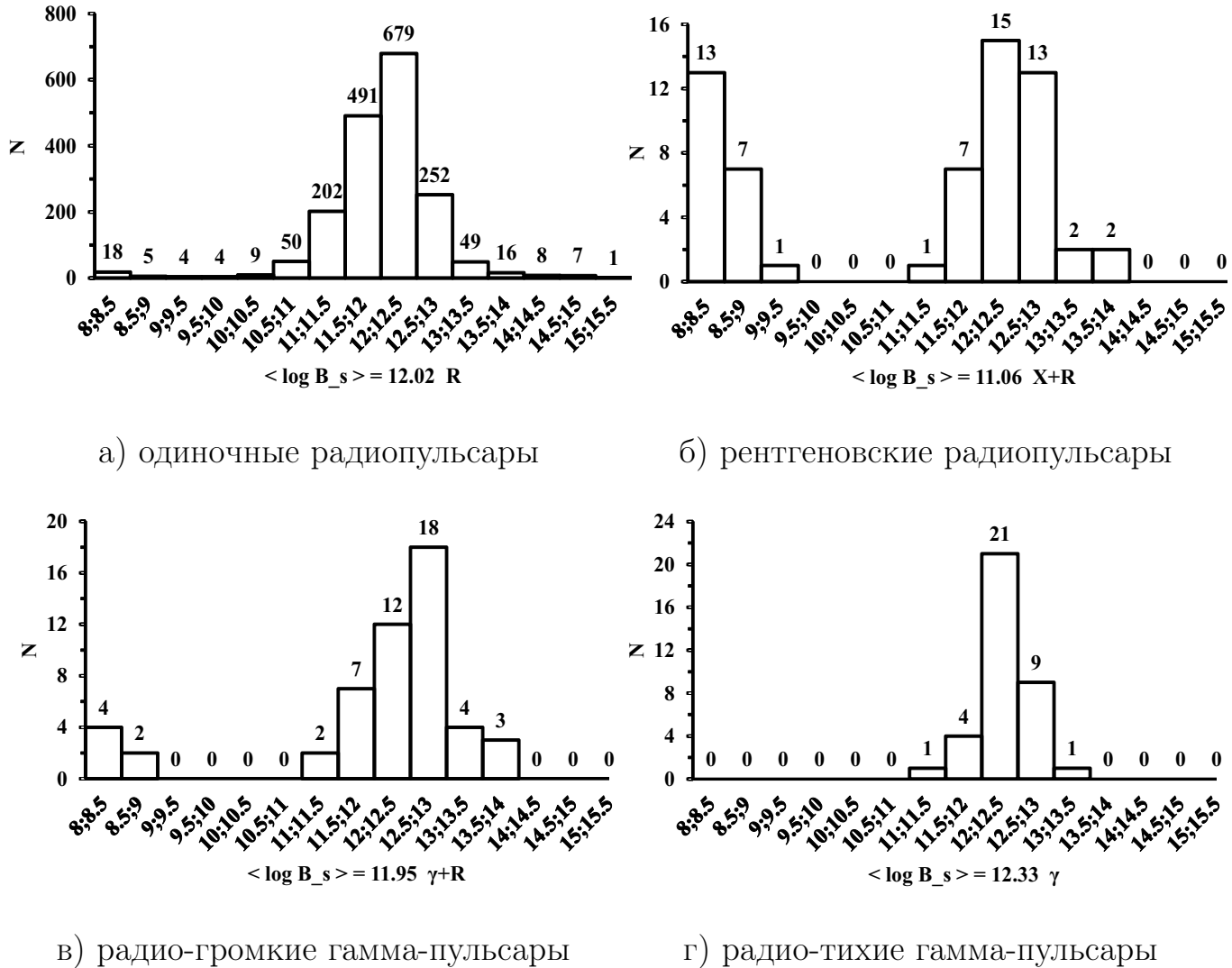


Рисунок 1.3 — Распределения индукции магнитного поля на поверхности НЗ

Рисунки были получены диссертантом в работах [59–61, 71, 72]

Источник энергии вращающихся пульсаров - кинетическая энергия вращения НЗ. С разрушением ядра звезды в сверхновой под действием силы тяжести

для формирования НЗ требуется сохранение углового момента, чтобы ее темп вращения увеличивался. Таким образом, самые большие запасы энергии нейтронной звезды связаны с ее вращением (формула приводится в работе [27])

$$E = I\Omega^2/2 \sim 10^{45} \div 10^{52} \text{ эрг} \quad (1.2)$$

при моменте инерции $I = 10^{45} \text{ г см}^2$, а наблюдаемая скорость потери этой энергии $\frac{dE}{dt}$ такова, что ее вполне достаточно для объяснения излучения пульсаров во всех диапазонах. Поскольку $\frac{dP}{dt}$ и, следовательно, $\frac{d\Omega}{dt}$ могут быть измерены, скорость потери вращательной энергии можно определить как

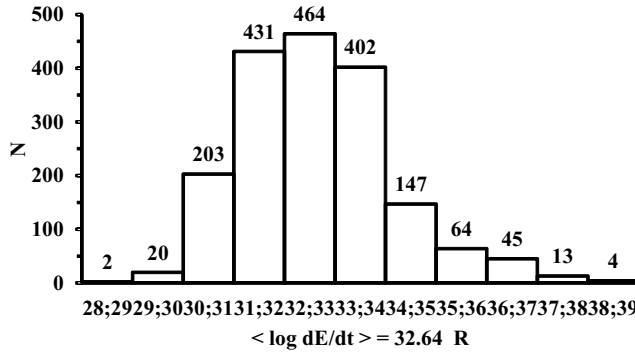
$$\frac{dE}{dt} = I\Omega \frac{d\Omega}{dt} \quad (1.3)$$

Для пульсара в Крабовидной туманности (B0531+21) известно $P = 0.033$ сек, а $\frac{dP}{dt} = 4.21 \times 10^{-13}$ и, следовательно, полная потеря энергии вращения $\frac{dE}{dt} = 4.5 \times 10^{38} \text{ эрг/сек.}$

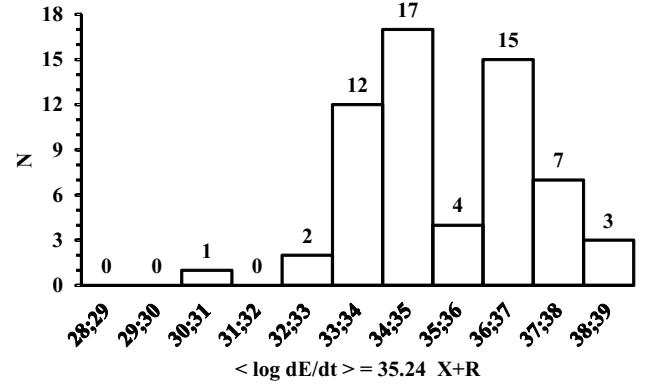
Принято считать, что основной источник наблюдательных проявлений радиопульсаров – это потери энергии вращения нейтронной звезды, обладающей сильным магнитным полем. Это утверждение лежит в основе всех современных моделей пульсаров [27].

Энергия вращения пульсара рассчитывается по формуле 1.3. Поскольку вся энергетика радиопульсаров связана с потерей ими энергии вращения, необходимо сравнить распределения этого параметра для четырех групп пульсаров (рис. 1.4).

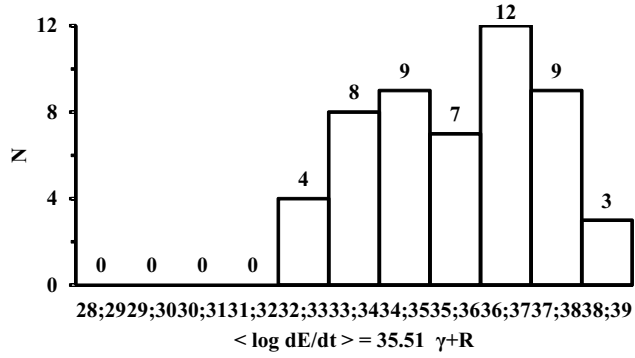
Распределение скорости потери энергии вращения обычных радиопульсаров хорошо описывается гауссианой ($\chi^2 = 0.86$), в то время как γ +R пульсары показывают почти равномерное распределение (рис. 1.4а и 1.4в). Распределение $\log \frac{dE}{dt}$ гамма-громких радиопульсаров оказывается сдвинутым в сторону более высоких значений и характеризуется более высокими средними значениями - среднее значение на три порядка больше: $\langle \log \frac{dE}{dt} \rangle = 32.60$ (R) и 35.53 (γ +R). Средние значения в группах γ и X+R равны $\langle \log \frac{dE}{dt} \rangle = 35.37$ и 35.24 , соответственно, т.е., с учётом 5–6 порядков в разбросе значений $\frac{dE}{dt}$ их можно считать одинаковыми. Интересным представляется тот факт, что нет выделенности в области высоких значений $\frac{dE}{dt}$ для γ +R группы. Гамма-излучение наблюдается



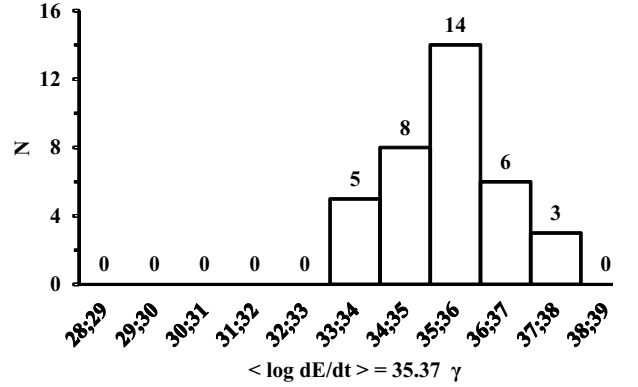
а) одиночные радиопульсары



б) рентгеновские радиопульсары



в) радио-громкие гамма-пульсары



г) радио-тихие гамма-пульсары

Рисунок 1.4 — Распределения скорости потери энергии вращения нейтронной звездой

Рисунки были получены диссертантом в работах [59–61, 71–73]

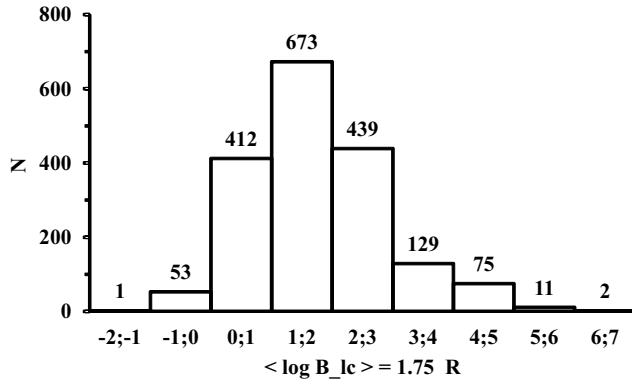
как у объектов с малым значением $\frac{dE}{dt} \sim 10^{32}$, так и у пульсаров, теряющих вращательную энергию со скоростью более 10^{36} эрг/с. Кроме того, следует подчеркнуть, что для целого ряда пульсаров с $\log \frac{dE}{dt} > 10^{36}$ гамма-излучение не зарегистрировано [53]. Выбирая из радио-громких пульсаров источники с высокими $\frac{dE}{dt}$, можно прогнозировать обнаружение от них гамма-излучения.

Рассмотрим теперь магнитное поле на световом цилиндре.

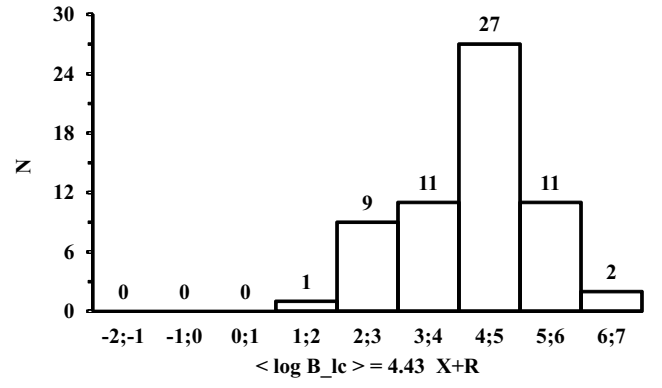
$$B_{lc} = B_s \left(\frac{R_*}{r_{lc}} \right)^3 = \frac{8\pi^3 B_s R_*^3}{c^3 P^3} = \frac{8\pi^3 A R_*^3 \left(\frac{dP}{dt} \right)^{1/2}}{c^3 P^{5/2}}, \quad (1.4)$$

где

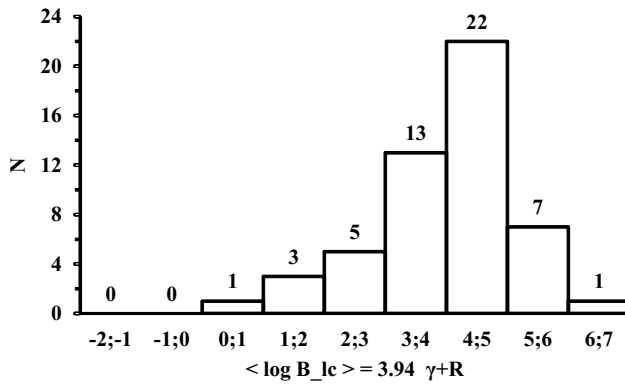
$$A = \left(\frac{3Ic^3}{2\pi^2 R_*^6} \right)^{1/2}. \quad (1.5)$$



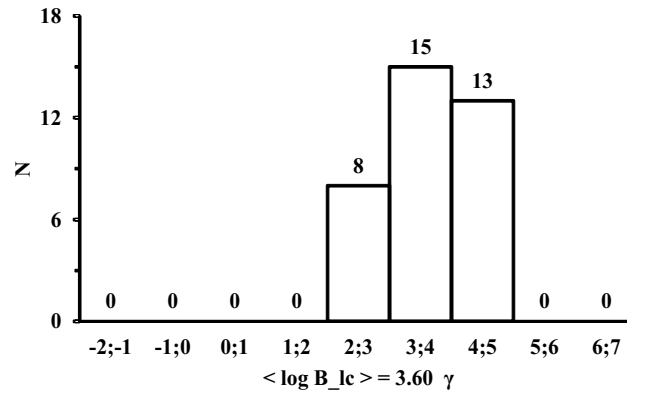
а) одиночные радиопульсары



б) рентгеновские радиопульсары



в) радио-громкие гамма-пульсары



г) радио-тихие гамма-пульсары

Рисунок 1.5 — Индукции магнитного поля на световом цилиндре

Рисунки были получены диссертантом в работах [59–61, 71–73]

В уравнениях 1.3 и 1.4 R_* - радиус НЗ, а c - скорость света, I - момент инерции, r_{lc} - это радиус светового цилиндра (ур. 2). Выражение 1.4 записано в предположении о дипольной структуре магнитного поля во всей магнитосфере пульсара и о магнито-дипольном механизме торможения нейтронной звезды.

Между $\frac{dE}{dt}$ и B_{lc} существует очевидная связь: обе эти величины зависят от P и $\frac{dP}{dt}$. Однако разумно при анализе исследуемой выборки учитывать обе величины, поскольку они имеют разный физический смысл. Скорость потери энергии вращения характеризует энергетический резервуар, необходимый для всех процессов в магнитосфере пульсара, а величина магнитного поля B_{lc} определяет механизм генерации излучения вблизи светового цилиндра.

Первое, что следует отметить в распределении магнитного поля на световом цилиндре - это высокие значения B_{lc} в трех группах пульсаров с высокоэнергичным излучением (рис. 1.5). Сравнение распределений индукции

магнитного поля на световом цилиндре показывает явную выделенность пульсаров с жестким излучением по сравнению с обычными радиопульсарами (рис. 1.5б, 1.5в, 1.5г). Магнитные поля для них в этих областях более чем на два порядка превосходят поля обычных радиопульсаров: $\langle \log B_{lc} \rangle = 1.75$ (R), 3.95 (γ +R), 4.43 (X+R) и 3.60 (γ). Этот наблюдательный факт свидетельствует о том, что генерация высокоэнергичного излучения локализована вблизи светового цилиндра.

Во-вторых, необходимо отметить различие в характере распределений. Если для γ -пульсаров распределение близко к равномерному, то в других группах оно может быть описано гауссовой зависимостью (для них $\chi^2 \sim 2$). Максимум гауссианы на рисунке 1.5г приходится на величину 4.82 при медианном значении $\langle \log B_{lc} \rangle = 4.43$. Значение χ^2 для такого представления равно 3.3. У радио-громких рентгеновских пульсаров распределение также может быть описано гауссианой ($\chi^2 = 2.44$). Средние значения в этой группе на 3 порядка превышают соответствующие значения для обычных радиопульсаров.

По-видимому именно этот параметр является определяющим для наличия или отсутствия гамма-излучения. Наряду с сильными магнитными полями на периферии магнитосферы высокая скорость потери энергии вращения может быть признаком наличия у радиопульсара высокоэнергичного излучения. Вошедшие в каталог 2FGL гамма-пульсары обладают также более высокой скоростью потерь энергии вращения $\frac{dE}{dt}$, чем средний радиопульсар. Выбирая из радиопульсаров объекты с высокими $\frac{dE}{dt}$ и B_{lc} , мы также можем прогнозировать возможность обнаружения от них гамма-излучения. С другой стороны, во втором каталоге Ферми/LAT есть гамма-пульсары, от которых до сих пор не зарегистрировано радиоизлучение, хотя по выявленным нами особенностям таких источников, радиоизлучение от них должно наблюдаться.

Кроме указанных различий в физических параметрах γ - и $\gamma + R$ -пульсаров, отсутствие наблюдаемого радиоизлучения от гамма-пульсаров может быть вызвано и геометрическими причинами. Если, например, диаграмма радиоизлучения значительно уже диаграммы в гамма-диапазоне, у части объектов радиоизлучение не попадает в поле зрения наблюдателя.

1.4 Критерий Колмогорова-Смирнова

Критерий однородности Колмогорова-Смирнова — применяется для проверки гипотезы о принадлежности значений двух независимых выборок к одному и тому же закону распределения. Данный критерий позволяет оценить существенность различий между распределениями двух выборок, в том числе возможно его применение для оценки соответствия распределения исследуемой выборки закону нормального распределения.

Вследствие того, что количество объектов в каждой выборке различно, необходимо проанализировать согласованность исследованных распределений с помощью критерия Колмогорова – Смирнова. Сравнивая расчетные значения

$$\lambda = d_{max} \left(\frac{N_1 \times N_2}{N_1 + N_2} \right)^{1/2}, \quad (1.6)$$

с теоретическими квантилями, дана была оценка вероятности согласованности гистограмм на рисунках 1.1 - 1.5. В уравнении 1.6 N_1 и N_2 - это общее количество пульсаров в каждой из этих гистограмм, а d_{max} - максимальная разница между $\frac{n_{1i}}{N_1}$ и $\frac{n_{2i}}{N_2}$, где n_i - это число объектов в i -ом бине соответствующих гистограмм.

Удобно сравнивать попарно группы пульсаров: 1) R и γ и 2) X+R и γ +R.

Для гистограммы $N(\log \frac{dE}{dt})$ радио-громких пульсаров (R) и радио-тихих гамма-пульсаров (γ) $\lambda = 2.20$, гистограммы различаются с вероятностью выше 0.999.

В случае рентгеновских радиопульсаров (X+R) и гамма-громких радиопульсаров (γ +R) $\lambda = 0.64$ гистограммы не различаются с вероятностью $p = 0.8$. Для $N(\log B_{lc})$ $\lambda = 1.62$, гистограммы различаются с $p = 0.006$ и $\lambda = 0.29$, гистограммы не различаются с $p = 0.999$, соответственно.

Подобное сравнение для гистограмм радио-громких рентгеновских пульсаров (X+R группа) и радиопульсаров (R) было приведено диссертантом в работе [72]. В этой работе были получены следующие значения λ :

$$N(\log P) \quad \lambda = 2.38, \quad p < 10^{-3},$$

$$N(\log \frac{dP}{dt}) \quad \lambda = 1.79, \quad p < 5 \times 10^{-3},$$

$$N(\log B_s) \quad \lambda = 1.29, \quad p = 8\%,$$

$$N(\log \frac{dE}{dt}) \quad \lambda = 1.78, \quad p < 5 \times 10^{-3},$$

$$N(\log B_{lc}) \quad \lambda = 2.80, \quad p < 10^{-3}.$$

Данный результат показывает, что параметры для рентгеновских громких и рентгеновских тихих радиопульсаров различаются с большой вероятностью $(1 - p) > 90\%$.

Кроме критерия Колмогорова-Смирнова в работе [73] был использован критерий Андерсона-Дарлинга для распределения $\frac{dE}{dt}$ и B_{lc} для радио-громких и радио-тихих гамма-пульсаров. Результаты применения критерия Андерсона-Дарлинга находят в полной согласованности с результатами, полученными с помощью критерия Колмогорова-Смирнова.

1.5 Выводы к Главе 1

Сравнительный анализ параметров радиопульсаров с зарегистрированным жестким излучением и источников, излучающих только в радиодиапазоне, привёл к следующим выводам:

1. Величина $\frac{dE}{dt}$ у пульсаров с высокоэнергичным излучением на три порядка выше, чем у обычных радиопульсаров. Обнаружены высокие значения индукции магнитного поля на световом цилиндре в трех группах пульсаров с высокоэнергичным излучением ($\langle \log B_{lc} \rangle \sim 4$), магнитные поля для них в этих областях более чем на два порядка превосходят поля обычных радиопульсаров.
2. Согласно критерию Колмогорова-Смирнова распределения для радиопульсаров без зарегистрированного жесткого излучения и пульсаров с рентгеновским и/или гамма-излучением различаются с вероятностью $\sim 90\%$.

Глава 2. Сравнение светимостей в разных диапазонах

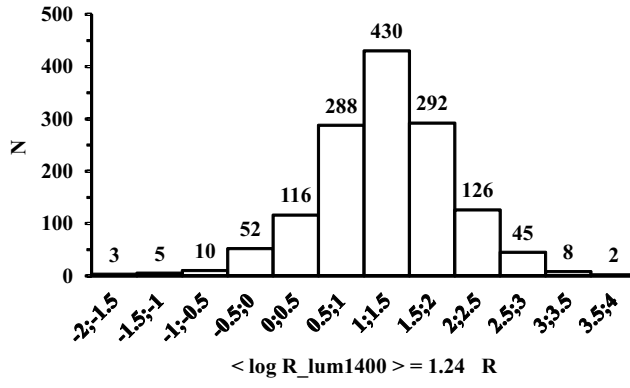
2.1 Распределение радиосветимости и плотности потока излучения на частоте 1400 МГц. Расстояния гамма-пульсаров

Светимость является одной из важнейших характеристик любого астрофизического источника излучения. Знание светимости позволяет сделать выводы о механизмах излучения, природе и эволюции объектов, об их пространственном распределении и связи с другими объектами. В течение всего времени исследования пульсаров было сделано множество попыток оценить их светимость: для статистических исследований в качестве грубой оценки используется величина $R_{lum1400}$, пропорциональная монохроматической светимости на частоте 1400 МГц (формула взята из [26])

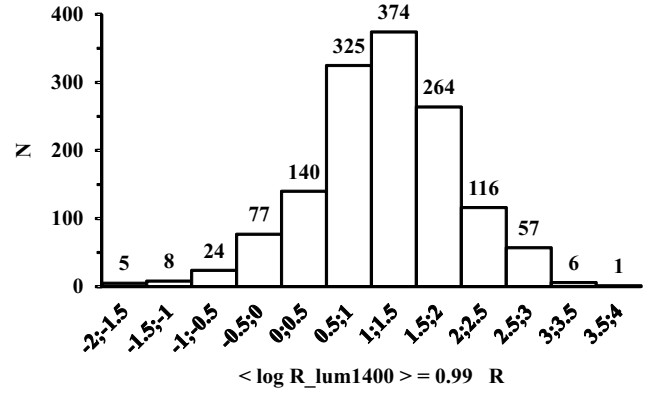
$$R_{lum1400} = S_{1400} d^2, \text{ мЯн} \times \text{кпк}^2 \quad (2.1)$$

Распределение монохроматической радиосветимости хорошо описывается гауссовской зависимостью для радиопульсаров (рис. 2.1). Для радио-громких гамма-пульсаров явно намечается бимодальное распределение. В формулу 2.1 входят два сомножителя: S_{1400} - плотность потока на частоте 1400 МГц - распределена почти по Гауссу (рис. 2.2а), а вот расстояние от наблюдателя до пульсаров - d - показывает двугорбое распределение (рис. 2.3а), таким образом становится очевидно, что радио-громкие гамма-пульсары разделены на две пространственные группы, расстояние между которыми составляет несколько килопарсек. Первая популяция удалена от нас на 0.2–0.6 кпк и находится, по видимому, в рукаве Ориона, вторая – расположена на расстояниях от 2 до 18 кпк (при среднем значении 5.3 кпк) в удаленных от Солнца рукавах. Вписывание в распределение, представленное на рисунке 2.3а, одной гауссианы дает $\chi^2 = 5$, в то время как представление левой части убывающей экспонентой, а правой – гауссианой соответствует $\chi^2 = 0.8$. Таким образом, визуальный вывод о двухкомпонентности распределения на рисунке 2.3а уверенно подтверждается и формальными методами.

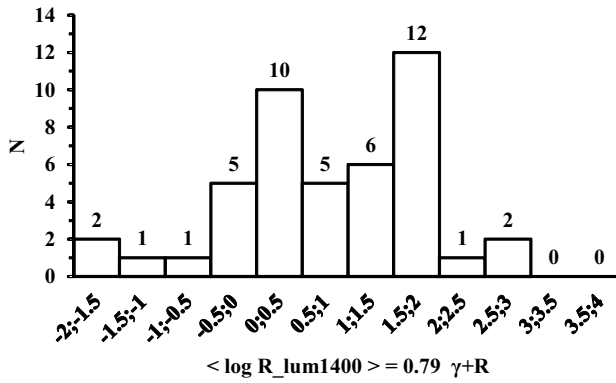
Большую погрешность в вычислении монохроматической радиосветимости дает неточная оценка расстояния до пульсара - вычисленные значения светимости могут отличаться от реальных в несколько раз. Для оценки расстояний до пульсаров можно использовать несколько методов, однако эти



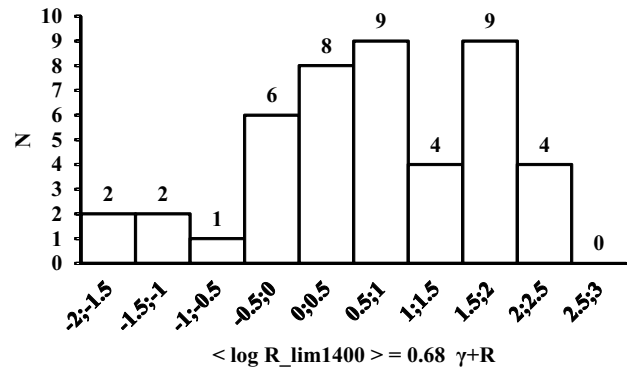
а) по версии каталога 1.45



б) по версии каталога 1.55



в) по версии каталога 1.45



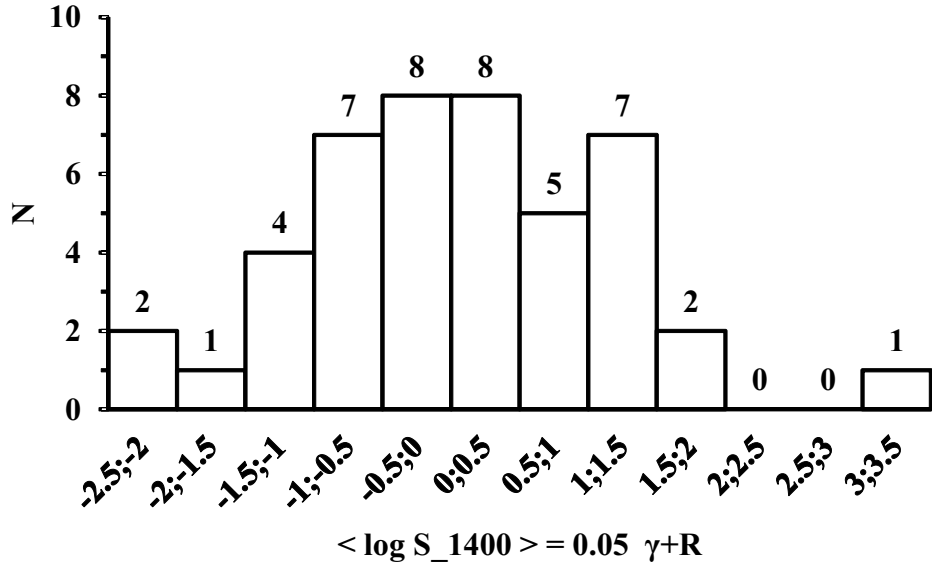
г) по версии каталога 1.55

Рисунок 2.1 — Распределение монохроматической радиосветимости на частоте 1400 МГц

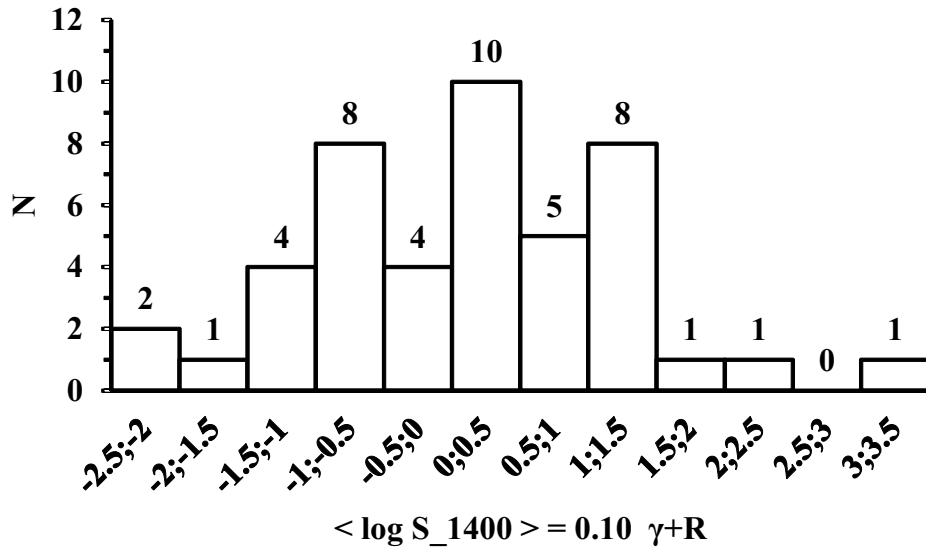
Рисунки были получены диссертантом в работе [71]

методы значительно отличаются по надежности. Наиболее точным показателем расстояния является годовой тригонометрический параллакс. К сожалению, параллакс можно измерить только для относительно близлежащих пульсаров с помощью рентгеновских или оптических изображений, построения радиоинтерферометрических изображений и точного определения времени. Всего для 14 пульсаров из каталога 2FGL [53] был измерен параллакс, ни один из этих объектов не попал в исследуемую выборку.

Радиоимпульсы, распространяясь в межзвездной среде, сильно зависят от частоты, на более высоких частотах импульс будет наблюдаться раньше, чем на более низких. Запаздывание радиоизлучения возникает из-за того, что показатель преломления плазмы для электромагнитных волн зависит от длины волны. Электроны задерживают поступление радиоимпульса на разных частотах на величину $\Delta t = DM (\rho \nu^2)^{-1}$, где ν - частота наблюдения в МГц, $\rho = 2.410 \times 10^{-4}$



а) версия каталога 1.45



б) версия каталога 1.55

Рисунок 2.2 — Распределение плотностей потока на 1400 МГц для радио-громких гамма-пульсаров

Рисунок был получен диссертантом в работе [71]

МГц $^{-2}$ пк см $^{-3}$ сек $^{-1}$, а DM - мера дисперсии (с английского dispersion measure, DM здесь и далее) - задержка времени прихода импульсов пульсара на разных частотах.

Мера дисперсии равна полному числу свободных электронов на луче зрения (от объекта до наблюдателя) в столбике сечением 1 см 2 (формула взята

из [26]):

$$DM = \int_0^d n_e dl \quad (2.2)$$

Можно определить расстояние d до источника, для которого DM известно:

$$d = \frac{DM}{\langle n_e \rangle}, \quad (2.3)$$

предполагая среднее по Галактике значение электронной концентрации на луче зрения $\langle n_e \rangle = 0.03 \text{ см}^{-3}$, согласно модели NE2001 ([74]).

Определение расстояний с помощью меры дисперсии на сегодняшний день является наиболее часто используемым средством оценки расстояния до пульсара. Однако, измеренная величина DM не точная и, скорее всего, реальная оценка намного ниже вычисленной, так как не известно распределение концентрации ионизованной плазмы вдоль луча зрения. Величина DM модельно зависима, и существуют немоделируемые области, богатые или бедные электронами, что дает неопределенность расстояния около 30% для многих пульсаров.

Новую и самую современную модель галактического распределения свободных электронов для определения расстояний до пульсаров (и FRB) в 2016 году представили Яо, Манчестер и Ванг [75]. Соответственно, начиная с версии 1.55, в каталоге ATNF даются новые, уточненные значения расстояния и светимости R_{lum400} и $R_{lum1400}$. Существует некоторое расхождение в вычисленных параметрах между работами, опубликованными диссертантом в 2014-2016 годах, с работами после 2016 года. Для повышения надежности полученных диссертантом результатов, где возможно, будет приведено сравнение данных из каталога версии 1.45 с версией 1.55.

В каталоге пульсаров ATNF указываются расстояния, полученные по совокупности методов. Иногда используется независимая оценка расстояния, основанная на связи с другим объектом (например, шаровым скоплением, остатком сверхновой, Большим или Малым Магеллановым облаком), или по анализу поглощения нейтрального водорода в линии $\lambda = 21 \text{ см}$ в сочетании с моделью дифференциального вращения Галактики.

Для 33 гамма-пульсаров без радиоизлучения и без измеренной меры дисперсии в работе [53] даются значения расстояний, определенных другими методами (по параллаксу, положению пульсара в облаке или между облаками,

когда есть измерения в линии 21 см, и по совпадению положения с рентгеновским источником с оцененным расстоянием до него). В случае невозможности определения расстояния для далекого пульсара, считается, что пульсар находится в пределах Галактики, т.е. расстояние искусственно ограничивается краем Галактики.

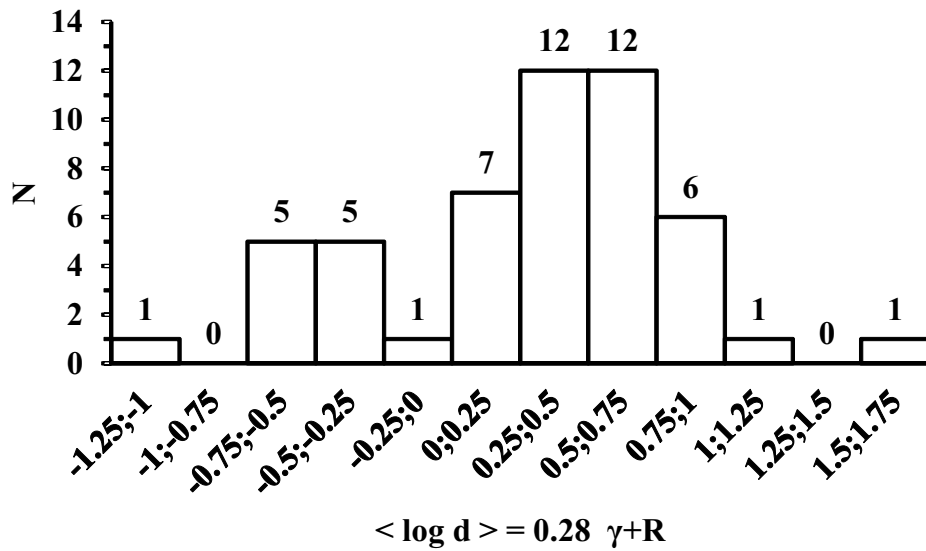
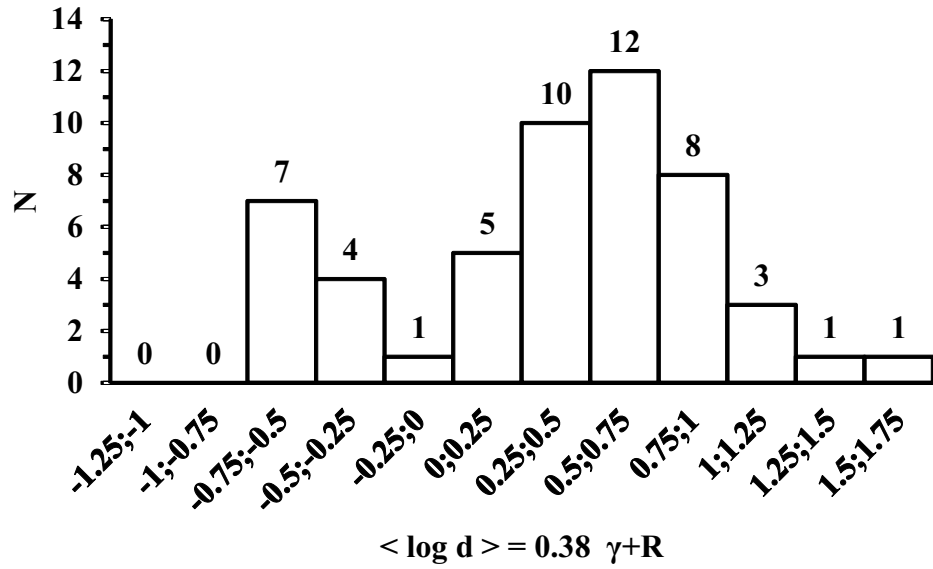
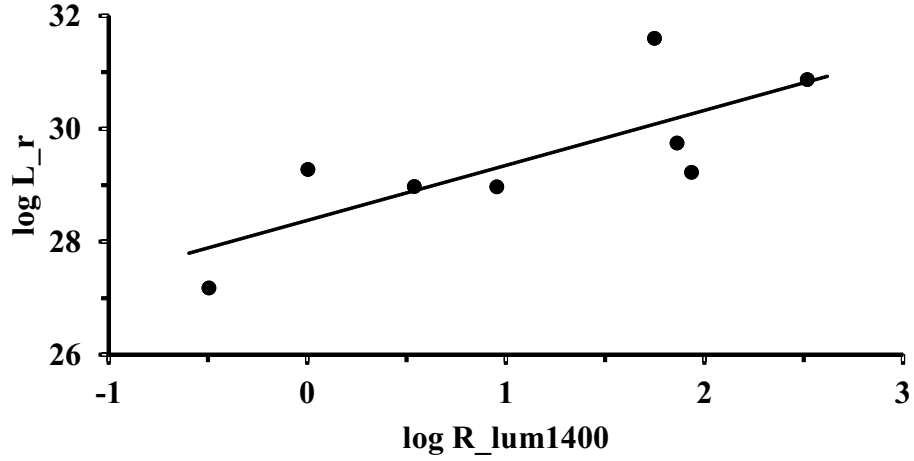


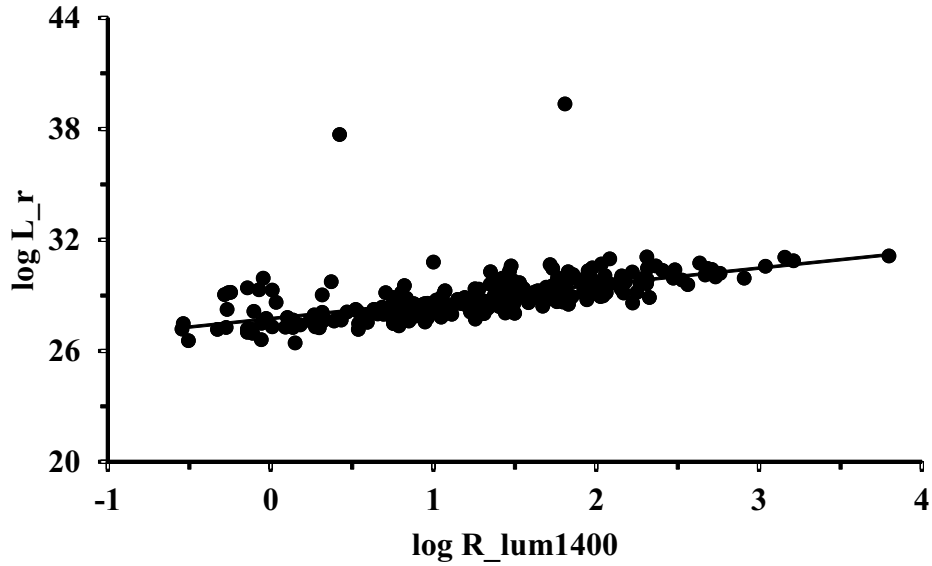
Рисунок 2.3 — Распределение расстояний до радио-громких гамма-пульсаров

Рисунок 2.3а был получен диссертантом в работах [60, 71]

Для вычисления полной светимости необходимо знать спектр излучения во всем диапазоне частот и зависимость ширины импульса от частоты. Каталог ATNF приводит две светимости R_{lum400} и $R_{lum1400}$, на частоте 400 и 1400 МГц, соответственно.



а) $P < 0.1$ сек



б) $P > 0.1$ сек

Рисунок 2.4 — Зависимость между светимостью пульсара и монохроматической светимостью для пульсаров с $P < 0.1$ сек (верхний график) и $P > 0.1$ сек (нижний график)

Рисунки были получены диссертантом в работе [71]

Представляет интерес пересчет условных светимостей, вычисляемых по формуле 2.1, в физические светимости L_r (эрг/с) на основе статистических зависимостей $L_r(R_{lum})$. Для такого пересчета использованы значения L_r из работы [76], в ней получены зависимости L_r от R_{lum} для 311 пульсаров на частоте 400 МГц. В данной работе используются каталожные светимости на 1400 МГц, поэтому необходимо получить новые уравнения, связывающие L_r и $R_{lum1400}$. В результате получаются зависимости (рис. 2.4), которые можно описать уравнениями

$$\log L_r = (0.91 \pm 0.55) \log R_{lum1400} + 27.74 \pm 2.57 \quad (2.4)$$

при коэффициенте корреляции $R = 0.77$ для пульсаров с $P < 0.1$ секунды, и

$$\log L_r = (0.97 \pm 0.33) \log R_{lum1400} + 28.38 \pm 0.49 \quad (2.5)$$

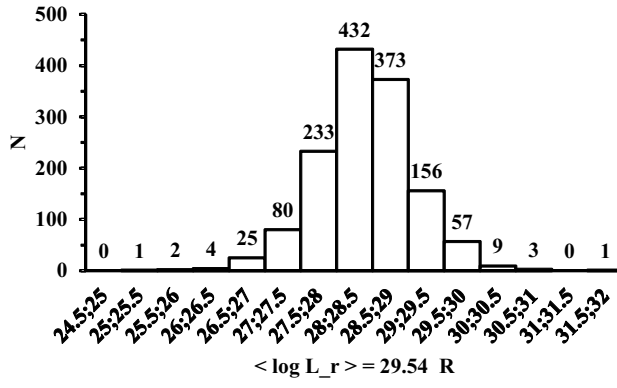
при коэффициенте корреляции $R = 0.56$ для пульсаров с $P > 0.1$ секунды.

Соответствующие распределения $N(L_r)$ для обычных радиопульсаров и радио-громких гамма-пульсаров представлены на рисунке 2.5. Оба эти распределения достаточно хорошо описываются гауссианами, и это подтверждает, что полученная на рисунке 2.3 бимодальность связана со множителем d^2 , т.е. с пространственной удаленностью объектов.

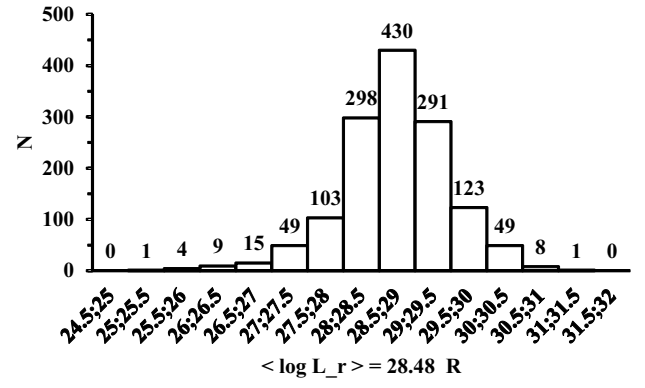
Используя средние значения в радиодиапазоне $\langle L_r \rangle = 3.50 \times 10^{29}$ и 4.09×10^{29} эрг/сек и скорости потери энергии вращения $\frac{dE}{dt} = 4.36 \times 10^{32}$ и 3.39×10^{35} эрг/сек, для обычных радиопульсаров и радио-громких гамма-пульсаров получим величину коэффициента трансформации

$$\eta = \frac{\langle L_r \rangle}{\frac{dE}{dt}} \quad (2.6)$$

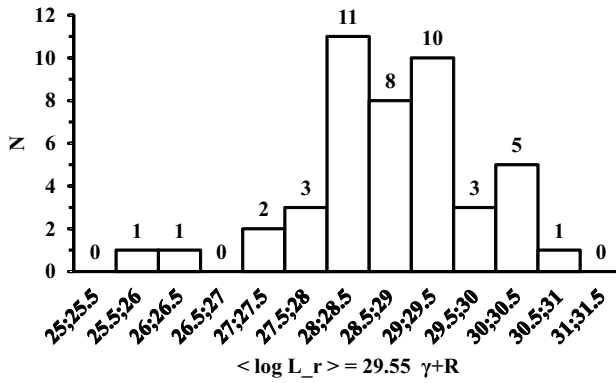
равную 8×10^{-4} и 1.21×10^{-6} , соответственно. Следовательно, в обычных радиопульсарах доля энергии вращения, перерабатываемой в радиоизлучение, оказывается на порядок больше, чем в радио-громких гамма-пульсарах.



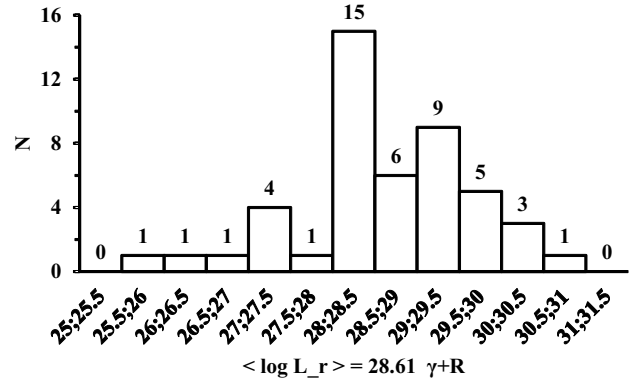
а) по версии каталога 1.45



б) по версии каталога 1.55



в) по версии каталога 1.45



г) по версии каталога 1.55

Рисунок 2.5 — Распределение светимостей для радиопульсаров

Рисунки были получены диссертантом в работе [71]

2.2 Генерация высокоэнергичного излучения и гамма-светимость

Высокие значения индукции магнитного поля на световом цилиндре в пульсарах с высокоэнергичным излучением заставляет предположить, что именно на периферии магнитосферы происходит генерация излучения в этом диапазоне. В окрестности светового цилиндра уменьшается отношение энергии магнитного поля к энергии плазмы, и у релятивистских частиц появляются заметные питч-углы [77]. Это, в свою очередь, приводит к включению синхротронного механизма, мощность которого при любом распределении частиц по энергиям возрастает с увеличением магнитного поля:

$$P_s = \frac{2e^4 B^2 \sin^2 \Psi \gamma^2}{3m^2 c^3}, \quad (2.7)$$

здесь e - заряд электрона, m - его масса, γ - его лоренц-фактор, c - скорость света. Частота в максимуме синхротронного спектра:

$$v_{max} = \frac{0.9eB \sin \Psi \gamma^2}{4\pi mc} \quad (2.8)$$

тоже растёт с увеличением магнитного поля и при достаточно больших лоренц-факторах может попадать в гамма-диапазон. Следует заметить, что формулы 2.7 и 2.8 описывают излучение единичного электрона, и количественные соответствия необходимо проверять для реальных распределений излучающих зарядов по энергии, которые до сих пор плохо изучены.

Если излучение связано с синхротронным механизмом, следует ожидать зависимость светимости объекта от индукции магнитного поля в области генерации излучения. Действительно, наблюдается корреляция гамма-светимости исследуемых пульсаров с магнитным полем на световом цилиндре (рис. 2.6). Это подтверждает предположение о локализации области формирования гамма-излучения на периферии магнитосферы и его генерации синхротронным механизмом.

На рисунке 2.6 зависимости $\log L_\gamma(\log B_{lc})$ показаны отдельно для гамма-пульсаров без радиоизлучения и радио-громких гамма-пульсаров. Первая группа содержит 10 источников, вторая - 35. Из выборок исключены объекты, входящие в двойные системы и шаровые скопления.

Зависимость параметров для первой группы описывается уравнением:

$$\log L_\gamma = (0.89 \pm 0.53) \log B_{lc} + 31.32 \pm 4.3 \quad (2.9)$$

при коэффициенте корреляции $K = 0.80$ и вероятности случайного распределения $p < 0.037$. Для второй группы соответствующее уравнение имеет вид:

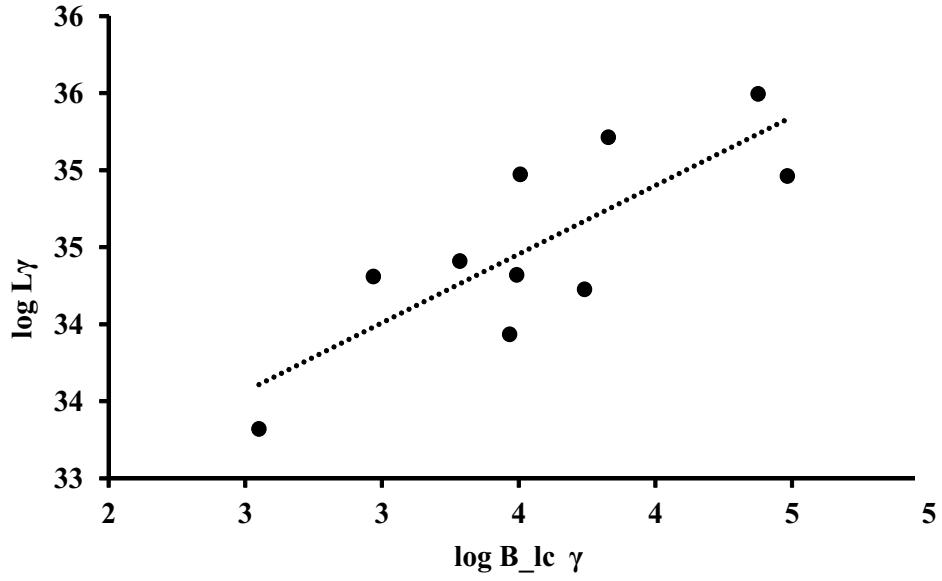
$$\log L_\gamma = (0.49 \pm 0.47) \log B_{lc} + 32.43 \pm 2.01 \quad (2.10)$$

Коэффициент корреляции для этой выборки равен 0.34, $p < 0.038$.

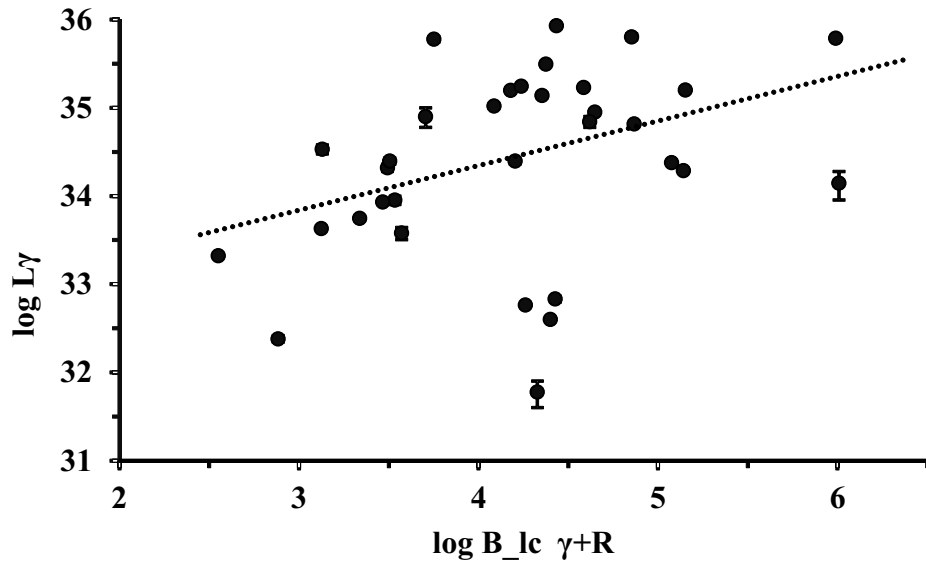
Область формирования гамма-излучения на периферии магнитосферы во внешнем зазоре обычно связывается с геометрическим местом точек, где плотность зарядов становится равной нулю [31]. Если поле имеет дипольную структуру:

$$\mathbf{B} = \frac{3(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\boldsymbol{\mu}}{r^3}, \quad (2.11)$$

где $\boldsymbol{\mu}$ — магнитный дипольный момент, модуль которого равен $\frac{BR^3}{2}$, r — расстояние от центра нейтронной звезды, а плотность зарядов описывается формулой



а) радио-тихие гамма-пульсары



б) радио-громкие гамма-пульсары

Рисунок 2.6 — Зависимость между гамма-светимостью пульсара и магнитным полем на световом цилиндре в двух группах пульсаров

Рисунки и зависимости были получены диссертантом в работах [59, 60]

Голдрайха-Джулиана:

$$\rho_{GJ} = -\frac{\Omega \cdot B}{2\pi c}, \quad (2.12)$$

где Ω -вектор угловой скорости вращения нейтронной звезды, то внешний зазор определяется условием:

$$(\Omega \cdot B) = 0 \quad (2.13)$$

Для произвольного угла наклона β магнитного момента к оси вращения (рис. 2.7) получим, что геометрическое место точек с нулевым зарядом соответствует углам θ , отсчитываемым от оси диполя, которые определяются из уравнения:

$$9(1 + \operatorname{tg}^2 \beta) \cos^2 2\theta + 6 \cos 2\theta + 1 - 9 \operatorname{tg}^2 \beta = 0 \quad (2.14)$$

Решение этого уравнения может быть представлено в виде (рис. 2.8):

$$\cos 2\theta = \frac{-\cos^2 \beta \pm \sin \beta \sqrt{9 - \cos^2 \beta}}{3} \quad (2.15)$$

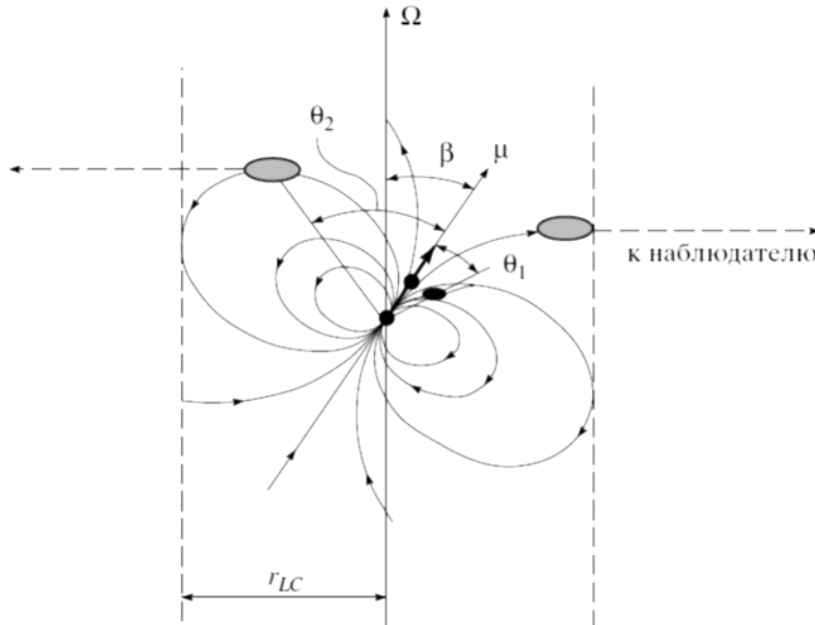


Рисунок 2.7 — Расположение двух областей с нулевым зарядом в наклонном ротаторе с дипольным полем

Рисунок был построен диссертантом в работе [59]

При $\beta = 0^\circ$ получаем решение Голдрайха-Джулиана $\cos 2\theta = -\frac{1}{3}$, при $\beta = 90^\circ$ очевидное $\theta = 0^\circ$. Для промежуточных значений угла β выражение 2.14 подразумевает два решения. Так, для $\beta = 45^\circ$ получаем $\theta_1 = 74^\circ$ и $\theta_2 = 29^\circ$. Как показывает рисунок 2.7, при формировании излучения в областях с такими углами θ , наблюдатель может в случае благоприятной ориентации луча зрения зарегистрировать два импульса за период. В общем случае, структура импульсов будет зависеть как от направления луча зрения, так и от ширины диаграммы направленности излучения. Сравнение формы наблюдаемых импульсов

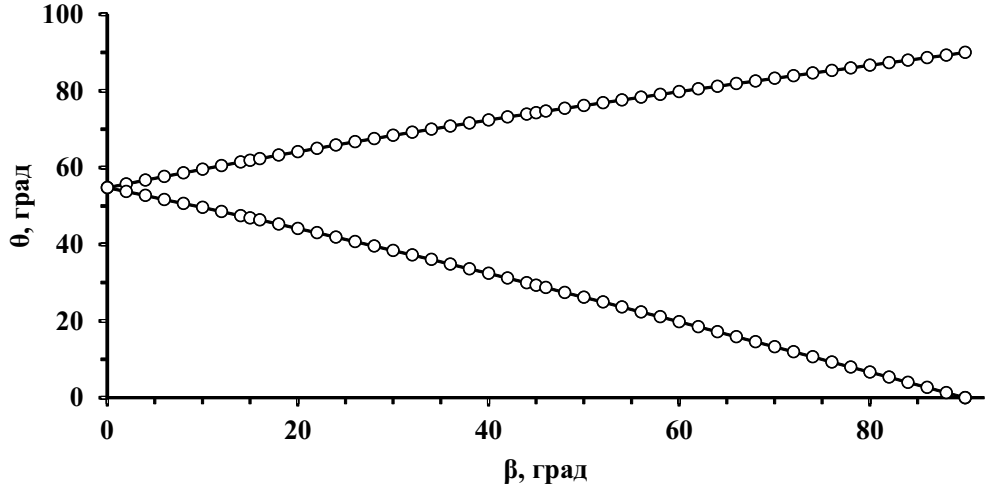


Рисунок 2.8 — Два решения уравнения 2.14 при разных значениях угла β
 Рисунок был получен диссертантом в работе [59]

с предсказаниями модели генерации излучения во внешних областях магнитосферы пульсара представляет предмет отдельного исследования.

Дисперсия точек на диаграмме $L_\gamma(B_{lc})$, возможно, связана с разными углами наклона β магнитного момента к оси вращения нейтронной звезды [78]. Если это так, то положение точки на указанной диаграмме может быть использовано для оценки угла β - важнейшего параметра, характеризующего структуру магнитосферы пульсара.

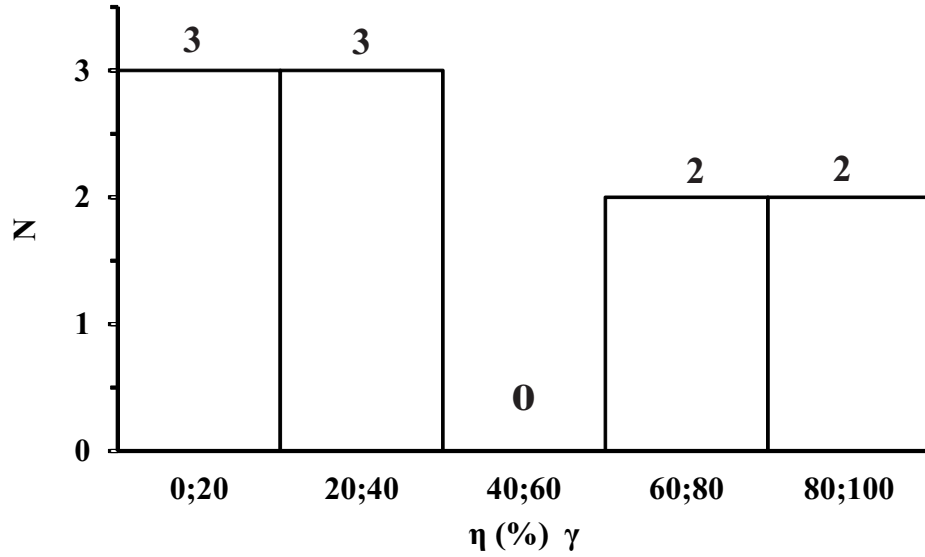
Показанные на рисунке 2.9 распределения эффективности перекачки энергии вращения в гамма-излучение, по-видимому, бимодальны. Есть пульсары, в которых к.п.д. $\eta < 10\%$, и существуют излучатели с $\eta \sim 100\%$. Для пульсаров, у которых по данным работы [53] $\eta > 100\%$, принималось значение 100%.

Выборки объектов в обеих группах скудны, и полученные выводы следует считать предварительными. Однако намечается тенденция более высоких к.п.д. у радио-тихих гамма-пульсаров. Средние значения η для двух групп равны 52% (γ) и 18% ($\gamma+R$).

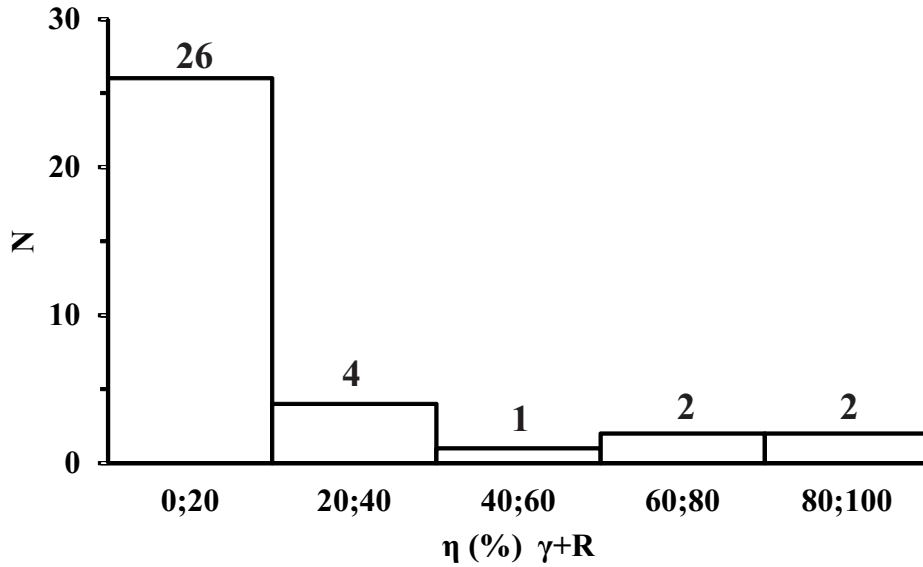
2.3 Сравнение гамма-светимости с радиосветимостью

При дальнейшем анализе исключен радиопульсар J0537-6910, для которого приведенная в каталоге ATNF светимость на частоте 1400 МГц равна нулю.

Сравнивая каталожные монохроматические светимости в радио $R_{lum1400}$ с гамма-светимостями L_γ для 44 пульсаров, приходим к зависимости:



а) радио-тихие гамма-пульсары



б) радио-громкие гамма-пульсары

Рисунок 2.9 — Распределения эффективности перекачки энергии вращения в гамма-излучение (к.п.д.)

Рисунки были получены диссертантом в работе [59]

$$\log L_{\gamma} = (0.42 \pm 0.12) \log R_{lum1400} + (1.19 \pm 0.17) \quad (2.16)$$

при коэффициенте корреляции $K = 0.45$ и вероятности случайности распределения 2.5×10^{-3} . Учитывая неопределённости в расстояниях и ширине диаграммы направленности, использованных при вычислении гамма-светимости L_{γ} , считаем приведенную зависимость значимой для использования её в дальнейшем.

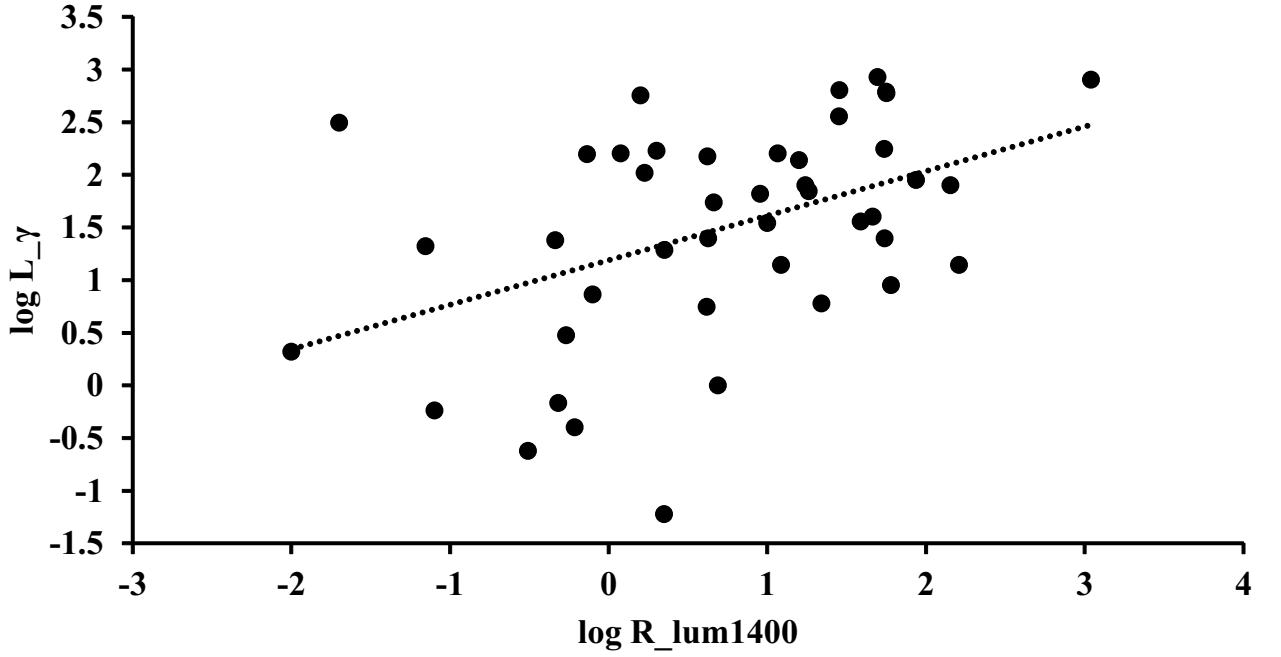


Рисунок 2.10 — Зависимость гамма светимости пульсаров от их радиосветимости (прямая соответствует уравнению 2.16)

Рисунок и зависимость были получены диссертантом в работе [61]

Значения $R_{lum1400}$, взятые из каталога пульсаров ATNF, даются с точностью до второго знака после запятой без указания погрешностей. На рисунке 2.10, в выражении 2.16 и в дальнейшем гамма-светимости даны в единицах $L_\gamma = \frac{L(\text{эрг/с})}{10^{33}}$, а радиосветимости $R_{lum1400}$ в $\text{мЯн} \times \text{кпс}^2$.

Подобная корреляция никогда не обсуждалась ранее. Значимая корреляция между светимостью пульсаров в различных диапазонах электромагнитного спектра и скоростью потерь их энергии вращения для разных выборок получалась ранее во многих работах (см., например, [58]), но данная корреляция была получена на большей выборке.

2.4 Гамма-светимости пульсаров и потери энергии вращения

На рисунке 2.11 приведена зависимость $L_\gamma \left(\frac{dE}{dt} \right)$ по данным каталогов ATNF и 2FGL для 51 гамма-громкого пульсара.

Уравнение прямой на рисунке 2.11 имеет вид:

$$\log L_\gamma = (0.63 \pm 0.08) \log \frac{dE}{dt} - (21.05 \pm 2.93) \quad (2.17)$$

при коэффициенте корреляции $K=0.74$ и вероятности случайности распределения $< 10^{-4}$. При больших значениях коэффициента корреляции K ($K > 0.8$) для статистически значимой выборке вероятность случайного распределения $p \ll 10^{-5}$ и не приводится в работе.

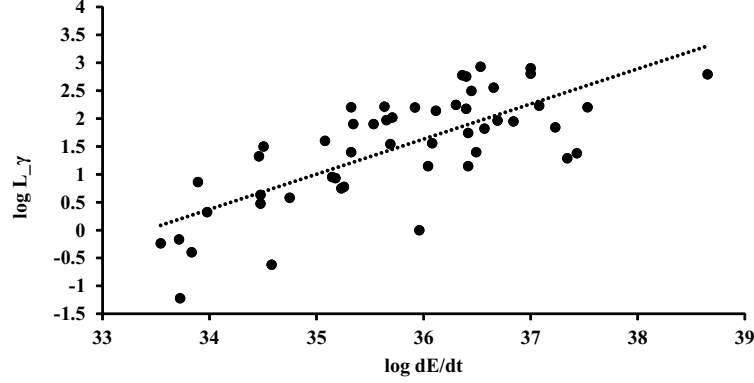


Рисунок 2.11 — Зависимость гамма-светимости пульсаров от скорости потерь энергии вращения (прямая соответствует уравнению 2.17)

Рисунок и зависимость были получены диссертантом в работе [61]

Корреляция между $\frac{dE}{dt}$ и L_γ была получена ранее многими авторами для разных выборок пульсаров, например, работа Аронса [55], посвященная первым 8 гамма-пульсарам, открытым на гамма-обсерватории Compton:

$$L_\gamma \propto \sqrt{10^{33} \frac{dE}{dt}}. \quad (2.18)$$

В работах [53, 79] была показана такая же зависимость, но на большей выборке пульсаров, а в случае 100% преобразования мощности вращения в гамма-излучение [53]:

$$L_\gamma \propto \frac{dE}{dt}. \quad (2.19)$$

Однако разброс вокруг этой зависимости превышает два порядка, предположительно из-за того, что размер, форма и плотность излучающей области зависят от вращения нейтронной звезды и конфигурации магнитного поля. Таким образом, светимость может быть изначально низкой для пульсаров с редкими комбинациями свойств или может казаться низкой из-за того, что только часть пучка гамма-излучения приходит на Землю.

2.5 Выводы к Главе 2

1. Распределение монохроматической радиосветимости хорошо описывается гауссовской зависимостью для радиопульсаров, в то время как для радио-громких гамма-пульсаров явно намечается бимодальное распределение. Плотность потока на частоте 1400 МГц S_{1400} распределена почти по Гауссу. Распределение расстояния до радио-громких гамма-пульсаров двугорбое, т.е. существуют две разделенные в пространстве группы, расстояние между которыми составляет несколько килопарсек.
2. Предположение о генерации гамма-излучения на периферии магнитосферы пульсаров с жестким излучением, возникающее из наличия больших магнитных полей на световом цилиндре, подтверждается заметной корреляцией их гамма-светимости с величиной B_{lc} .
3. Существует корреляция между гамма-светимостью радио-тихих пульсаров и скоростью потери их энергии вращения.

Глава 3. Радиопульсары с ожидаемым гамма-излучением и гамма-пульсары как радиоисточники

3.1 Исследуемая выборка пульсаров

Корреляция между светимостями в гамма- и в радио диапазонах позволяет прогнозировать обнаружение гамма-излучения от некоторых радиопульсаров и проведение поиска радиоизлучения от ряда радио-тихих в настоящее время гамма-пульсаров.

Для дальнейших оценок были использованные данные из работ [24] и [53]. Рассматривались только одиночные нейтронные звезды. Определяющими параметрами являются скорость потери энергии вращения $\frac{dE}{dt}$ (эрг/с) и индукция магнитного поля на световом цилиндре B_{lc} (Гс). Из анализируемой выборки исключены пульсары J1836+5925, J2021+3651, J2021+4026 и J2030+3641, у которых коэффициент переработки энергии вращения в гамма-светимость $\eta = \frac{L_\gamma}{\frac{dE}{dt}}$ больше 100% [53]. Причина появления гамма-пульсаров с $\eta > 1$ связана с предположением об их изотропном гамма-излучении и возможной переоценке расстояний до них. Однако в известных моделях (см., например, Пиербаттиста [80]), излучение сосредоточено в ограниченном (как правило, достаточно узком) конусе, и реальная светимость должна быть меньше, чем приведенная в 2FGL.

3.2 Потенциальные гамма-пульсары

Все радиопульсары, вошедшие в таблицу 5 приложения Б как объекты с $\frac{dE}{dt} > 3 \times 10^{34}$ эрг/с и индукцией магнитного поля на световом цилиндре $B_{lc} > 10^3$ Гс, могут быть открыты как гамма-пульсары. В последнем столбце даны ожидаемые гамма-светимости этих источников, рассчитанные по зависимости 2.16 (рис. 2.10). Некоторые радиопульсары уже известны как гамма-пульсары, открытые другими авторами, в таблице 5 приложения Б ссылки отмечены как a , b , c и d . В круглых скобках в последнем столбце приведены измеренные авторами гамма-светимости. Светимости L_γ даны не для всех пульсаров. Для большинства источников реально измеренные L_γ оказались численно близкие к предсказанным величинам. Остальные пульсары с большой вероятностью могут быть обнаружены в гамма-диапазоне. Особенно перспективными представляются объекты J0535-6935, J1019-5749, J1341-6220, J1359-6038, J1512-5759,

J1721-3532, J1803-2137 и J1932+2220, у которых предсказанная светимость $L_\gamma > 100$.

Большинство ближайших радиопульсаров с большими значениями $\frac{dE}{dt}$ остаются необнаруженными в других диапазонах, несмотря на то, что ожидаемые от них потоки на два порядка величины превышают измеренные потоки многих пульсаров с более высоким $\frac{dE}{dt}$.

3.3 Потенциальные радиопульсары

Среди известных гамма-пульсаров есть объекты, которые уверенно наблюдаются в гамма-диапазоне, но от которых нет зарегистрированного радиоизлучения. Эти источники приводятся в таблице 6 приложения Б с указанием ожидаемой радиосветимости, которая вычислена по зависимости $L_\gamma(R_{lum1400})$. Таким образом, решается обратная задача. Уравнение для радиосветимости получено из уравнения 2.16 и переписано в виде:

$$\log R_{lum1400} = (0.47 \pm 0.15) \log L_\gamma + (0.03 \pm 0.26) \quad (3.1)$$

Значения L_γ напрямую брались из каталога 2FGL. С использованием значения расстояния из каталога ATNF, дается оценка плотности потока на частотах 1400 МГц и 111 МГц.

Для пересчета плотности потока на частоте 1400 МГц была применена формула из [26]

$$S_{1400} = \frac{R_{lum1400}}{d^2} \quad (3.2)$$

При вычислениях S_{111} считалось, что спектр излучения описывается степенной зависимостью - формула взята из [26] -

$$S_\nu = S_0 \nu^{-\alpha} \quad (3.3)$$

и принималась средняя величина спектрального индекса $\alpha = 1.5$ [81]. При этих предположениях $S_{111} = 44.8 \times S_{1400}$. Были приведены оценки плотностей потока на частоте 111 МГц по двум причинам. Первая связана с фактом, что наблюдения пульсаров в метровом диапазоне длин волн обуславливается особенностями их спектров, а именно наличием максимума, так как большинство наблюдаемых низкочастотных завалов в спектрах пульсаров начинается около

частоты 100 МГц [82–85]. Вторая причина - обсерватория ПРАО АКЦ ФИАН имеет радиотелескоп БСА ФИАН, один из чувствительнейших телескопов в мире, работающий на частоте 111 МГц, на котором можно провести поиск потенциальных радиопульсаров [86].

В таблице 6 приложения Б плотности потоков приводятся в миллиЯнских. Полученные для низких частот плотности потока показывают, что пульсары из таблицы 6 вполне могут быть обнаружены в радиодиапазоне. Особую надежду в поиске радиоизлучения от радио-тихих гамма-пульсаров дает тот факт, что уже было обнаружено радиоизлучение от пульсара J0633+1746 "Геминга" [87–89], который в каталоге 2FGL считался радио-тихим.

3.4 Следующая Геминга

Яркий источник гамма-излучения J1836+5925 (также известный как GRO J1837 +59, 2EG J1835 +5919, 3EG J1835+5918 и GEV J18351+5921) был объектом значительного интереса с момента его открытия Energetic Gamma Ray Experiment Telescope (EGRET) на борту Комптонской гамма-обсерватории НАСА (CGRO) ([90], а затем [91]).

Этот источник много лет не был отождествлен с каким-либо достоверным источником на других длинах волн [92,93]. В 2014 году рентгеновское излучение от гамма-пульсара J1836+5925 было обнаружено в работах [94] и [95].

В каталоге ATNF [24] пульсар J1836+5925 указан как изолированная нейтронная звезда с периодом 173 мсек по данным каталога [96].

Для поиска радиоизлучения от гамма-пульсаров было сформировано 2 критерия: скорость потери энергии вращения $\frac{dE}{dt} > 3 \times 10^{34}$ эрг/сек и индукция магнитного поля на световом цилиндре $B_{lc} > 1000$ Гс. Пульсар J1836+5925 имеет несколько более низкие значения $\frac{dE}{dt}$ (1.1×10^{34} эрг/сек) и $B_{lc} = 930$ Гс [24], поэтому этот источник не вошел в результирующую таблицу 6 приложения Б, как указано в работе [61].

Этот радио-тихий гамма-пульсар называют Геминга-подобным, потому что он имеет некоторые характерные черты Геминги, пульсара J0633+1746, который был обнаружен сначала как источник гамма-излучения [97, 98]. Характеристики J1836+5925 подобны другим характеристикам Геминга-подобным гамма-пульсарам таким как J0007+7302 [99], J2021+4026 [100], J1813-1246 [101].

В работе [102] авторы показали общее сходство рентгеновских спектров J1836+5925 и Геминги: спектр J1836+5925 (синяя линия) в сравнении со спектром Геминги (красная линия, данные были подготовлены [103]), см. рис. 3.1. Рисунок получен в работе [102]. Видно, что спектр хорошо описывается совокупностью спектров абсолютно черного тела и жесткой степенной компоненты. Хвосты их спектров также хорошо аппроксимируются аналогичной жесткой степенной составляющей.

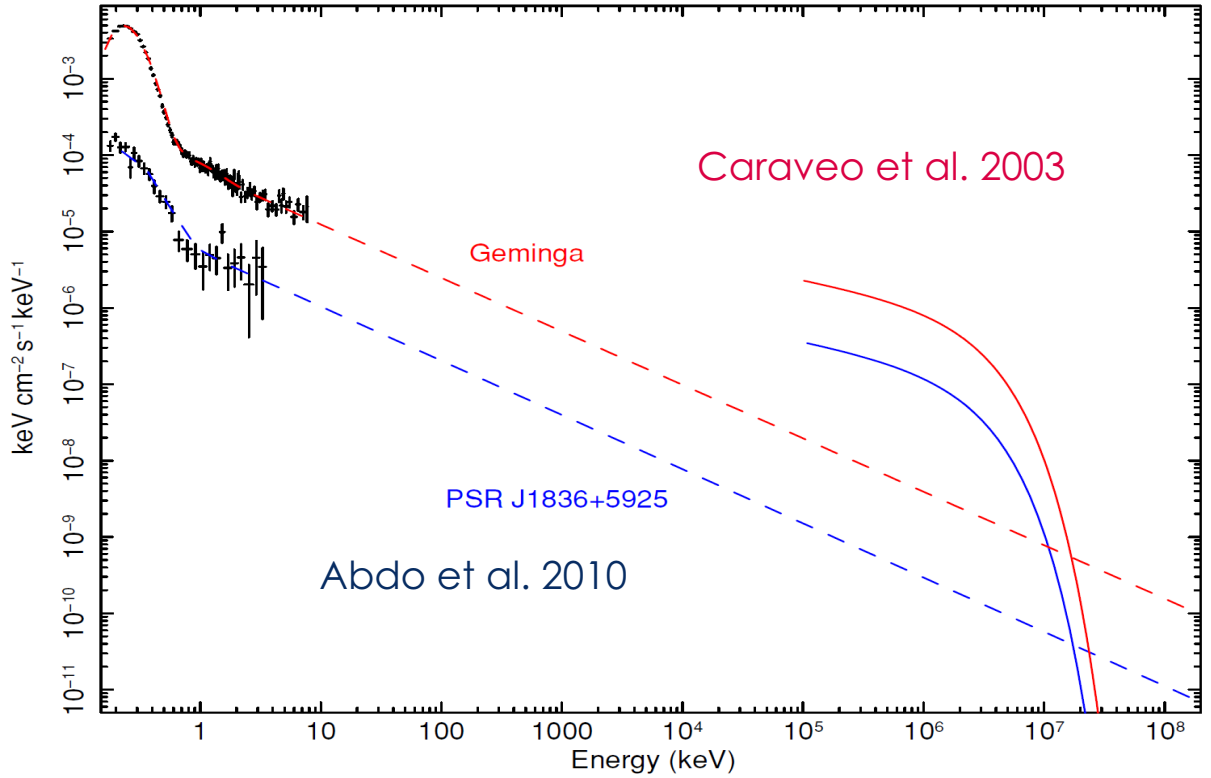


Рисунок 3.1 — Рентгеновский спектр J1836+5925 (синяя линия) в сравнении со спектром Геминги (красная линия)

Рисунок был получен в работе [102]

Необходимо провести поиск радиоизлучения гамма-пульсара J1836+5925 на частоте 111 МГц, оценить меру дисперсии (DM) и плотность потока на этой частоте.

3.5 Наблюдения J1836+5925 на радио частотах

Наблюдения гамма-пульсара J1836+5925 проводились на меридианном радиотелескопе Большая сканирующая антенна (БСА) Пушчинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО) Физического института им. Лебедева

(ФИАН) на частоте 111 МГц. Этот телескоп является одним из самых чувствительных приборов на метровых длинах волн в мире, антенна представляет собой фазированную решетку, состоящую из 16384 диполей. Геометрическая площадь этой антенны составляет более $70\,000\text{ м}^2$, а эффективная площадь $47000 \pm 2500\text{ м}^2$. Антенна имеет 64 пространственных луча с размером одного луча $1^\circ \times 0.5^\circ$. Продолжительность сеанса наблюдений составляет около $3.5/\cos\delta$ минут [13]. Наблюдения выполнялись в течение 3 лет на частоте 111 МГц, было накоплено 170 дней. Для обработки используются 460 каналов 512-канального цифрового приемника. Полоса пропускания одного канала - 4.88 кГц, временное разрешение - 2.46 мс, общая полоса пропускания - 2.245 МГц. Все данные хранятся на сервере ПРАО. Для обработки разработана специальная программа PulseViewer [104]. При обработке наблюдений пульсаров проводилась предварительная чистка от помех.

Обработка данных проводится в 2 этапа. На первом этапе для проверки наличия слабых сигналов и повышения достоверности результатов были выбраны сеансы наблюдений равные тройному периоду. Для повышения достоверности идентификации сигнала пульсара за сеанс наблюдений было накоплено 725 групп с тройным периодом. Во-вторых, после накопления с тройным пульсарным периодом проводится и поиск меры дисперсии в выбранном широком диапазоне от 2 до $100\text{ см}^{-3}\text{ пк}$. Затем происходит анализ сильных отдельных импульсов, для которых отношение сигнал к шуму $\succ 5$, с обязательным условием наличия динамического спектра в полосе пропускания приемника.

В работе [92], предполагая, что гамма-пульсар находится от наблюдателя на расстоянии $d \leq 1$, была сделана первая грубая оценка меры дисперсии с учетом существующей тогда модели распределения свободных электронов [105]: $DM \leq 17\text{ пк см}^{-3}$. В следующей работе [93] было сделано предположение о том, что пульсар располагается в диапазоне от 250 до 800 пк, предполагая среднее значение n_e согласно модели распределения NE2001 [74], прогнозируемая DM изменяется в пределах от 2 до $9\text{ см}^{-3}\text{ пк}$ (см. [93]).

На сегодняшний день существует новая модель распределения плотности электронов в различных структурах нашей Галактики подробно приведенная в работе [75]. По новой модели была произведена переоценка расстояний до источников импульсного излучения в каталоге ATNF [24]. Согласно новой модели распределения свободных электронов в Галактике, расстояние равно 300 пк и ожидаемая мера дисперсии $DM \sim 6\text{ см}^{-3}\text{ пк}$.

Точное значение меры дисперсии до сих пор неизвестно и на сегодняшний день в обновляемом каталоге ATNF нет оценки меры дисперсии. Перебрав различные значения мер дисперсий в широком диапазоне от 2 до $100 \text{ см}^{-3} \text{ пк}$ (см. подробнее работу [106]), была сделана оценка параметра сигнал к шуму; пример отношения сигнал/шум от меры дисперсии показан на рисунке 3.2. В случае истинной оценки DM будет получено максимальное значение отношения сигнала к шуму (Signal-to-noise relationship, S/N). Проанализировав рисунок 3.2, невозможно сразу определить истинную точную меру дисперсии, но было получено 3-4 величины DM, на которых сигнал пульсара показывал наибольшее значение отношения сигнал/шум.

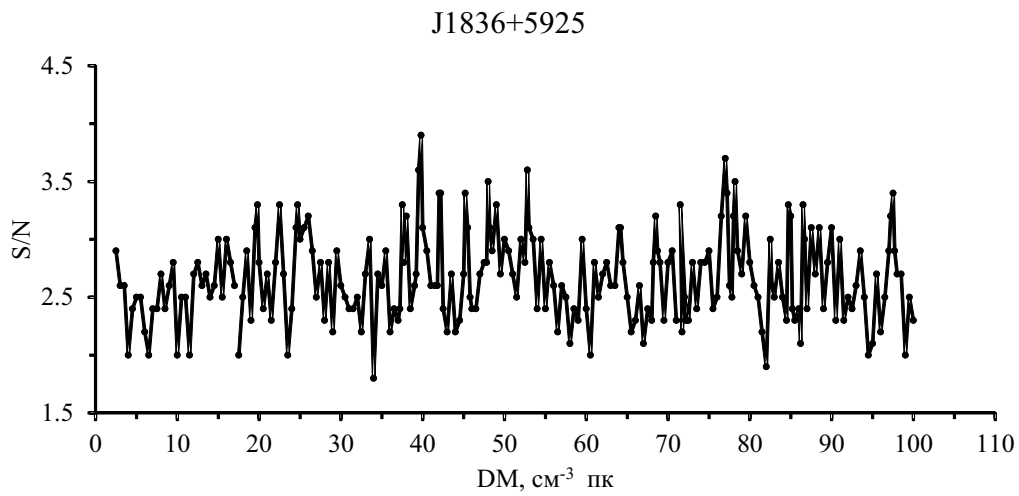


Рисунок 3.2 — Отношение сигнал/шум для интегрального импульса в зависимости от меры дисперсии за 1 января 2018 года

Рисунок был получен диссертантом в работе [106]

Для более уверенного поиска радиоизлучения от гамма-источника J1836+5925 было проведено несколько сетов ежедневных, непрерывных наблюдений продолжительностью 5-10 дней. Для детального анализа были отобраны 10-дневные наблюдения в мае 2021 г. Данные за 1-4 мая были исключены из рассмотрения, поскольку эти дни имели низкое качество вследствие помех. После суммирования всех групп был получен слабый импульсный сигнал с отношением сигнал/шум ($S/N \leq 4$) для нескольких значений меры дисперсии (DM). За оставшиеся 6 дней наблюдений не было найдено надежного интегрального сигнала на той или иной мере дисперсии (рис. 3.3).

Была сделана переоценка диапазона мер дисперсии с учетом работ других авторов. В работе [92] DM находится в диапазоне от 6 до $24 \text{ см}^{-3} \text{ пк}$,

затем $DM \leq 17 \text{ см}^{-3} \text{ пк}$ [93] и $DM \sim 2 - 9 \text{ см}^{-3} \text{ пк}$ [102]. Было принято решение о корректировке меры дисперсии в суженном диапазоне от 2 до 20 $\text{см}^{-3} \text{ пк}$ для поиска надежного радиоизлучения. Анализ полученных данных показывает, что никакой связи между значениями S/N и DM после суммирования 725 групп при построении интегрального импульса за каждый из 6 дней наблюдения нет (см. рис. 3.3).

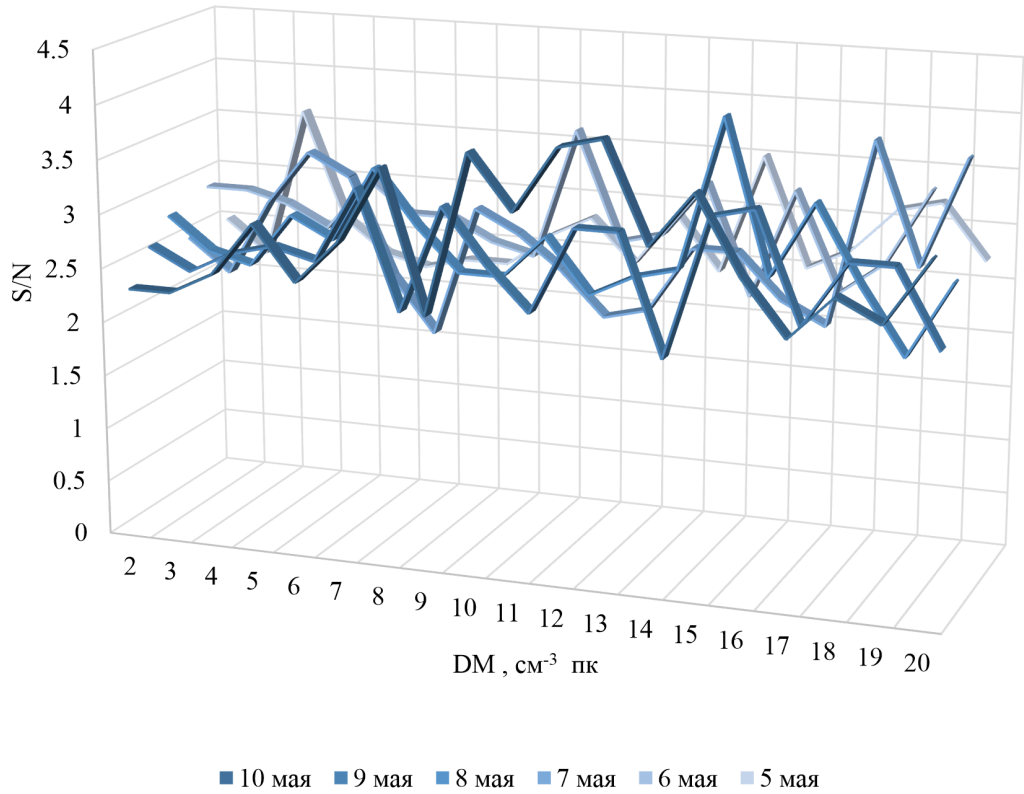


Рисунок 3.3 — Отношение сигнал/шум для интегрального импульса в зависимости от меры дисперсии по данным 6-дневных наблюдений в мае 2021 г.

Рисунок был получен диссертантом в работе [107]

По данным из работы [108], предельная чувствительность S_0 радиотелескопа БСА ФИАН при постоянной времени τ_0 , равной 0.10 с, изменяется от 0.10 до 0.14 Ян. Если принять за среднее значение $S_0 = 0.12 \text{ Ян}$ в вычислениях, то для сигнала в 5σ с использованием параметров наблюдения, верхний предел плотности потока равен $S_{max} \leq 82 \text{ мЯн}$ (см. уравнение 3.4, таблицу 1, рисунок 3.4), результаты были опубликованы в работе [106].

$$S_{max} \preceq \frac{5 \times S_0 \times \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau_{obs}}}}{\sqrt{N_{total}}} = \frac{5 \times 0.12 \text{ Jy} \times \sqrt{\frac{100}{2.458}}}{\sqrt{2178}} = 82 \text{ мЯн} \quad (3.4)$$

Были предприняты многочисленные попытки обнаружить радиоизлучение на других частотах - 350, 820 и 1400 МГц [92, 93, 102], сильного радиоизлучения от J1836+5925 не зарегистрировано. Авторами были получены верхние оценки плотности потока, которые также приведены в таблице 1.

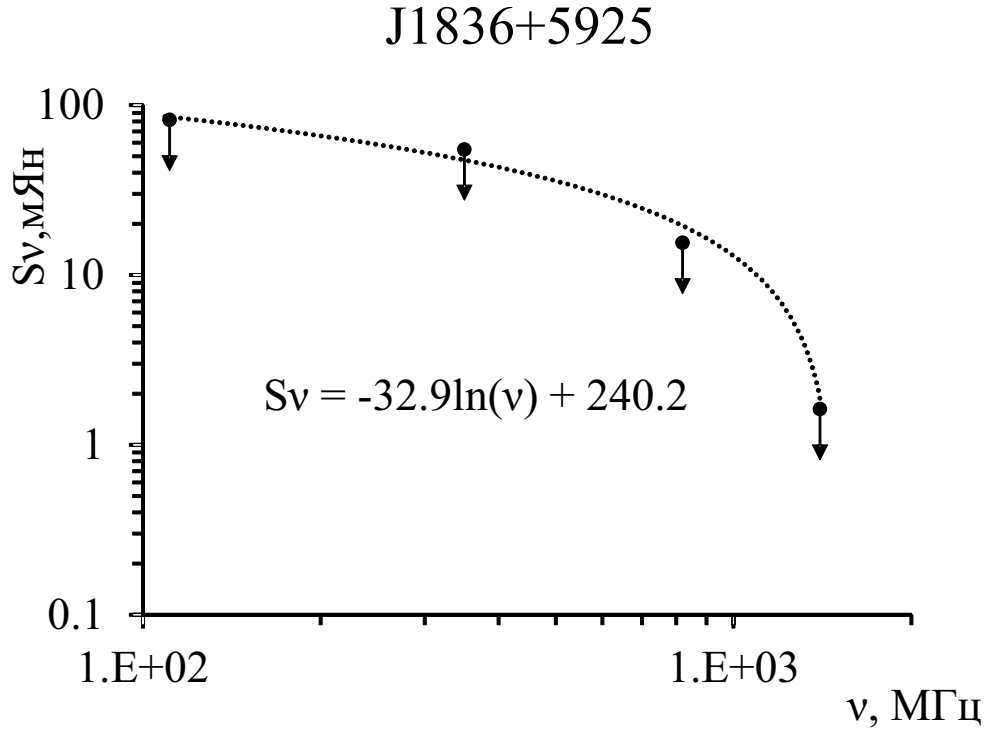


Рисунок 3.4 — Радиоспектр пульсара J1836+5925

Рисунок был получен диссертантом в работе [106]

Таблица 1 — Радио параметры для построения радиоспектра пульсара J1836+5925

Частоты, МГц	Плотность потока, мЯн	Ссылки
111	< 82	[106]
350	< 55	[102]
820	< 14	[102]
820	< 17	[93]
1400	< 3	[102]
1400	< 0.25	[92]

Таким образом, можно сделать вывод, что за 6 дней наблюдений не было найдено достоверного импульсного периодического излучение на уровне 82 мЯн (см. работу [106]), а также отдельных импульсов с отношением сигнала к шуму больше 5 с наличием динамического спектра в полосе пропускания приемника, используемого для наблюдений.

Однако, эти результаты имеют непосредственное практическое значение для дальнейшего поиска радиоизлучения J1836+5925.

3.6 Выводы к Главе 3

1. Были определены гамма-тихие радиопульсары с сильными магнитными полями на световом цилиндре и высокой скоростью потерь энергии вращения ($B_{lc} > 10^3$ Гс и $\frac{dE}{dt} > 3 \times 10^{34}$ эрг/сек) как потенциальные источники гамма-излучения. Также были определены радио-тихие гамма-пульсаров, от которых можно было ожидать заметного радиоизлучения, детектируемого на 111 МГц.
2. Дается верхняя оценка плотности потока на частоте 111 МГц от гамма-пульсара J1836+5925.

Глава 4. Радиопульсары как рентгеновские источники

4.1 Исследуемая выборка пульсаров

Одной из проблем в исследовании радиопульсаров остаётся природа рентгеновского излучения этих объектов. Рентгеновские наблюдения на таких инструментах как ROSAT (0.1 – 2 кэВ), ASCA (0.4 – 10 кэВ), XMM-Newton (0.2 – 2 кэВ) и Chandra (0.1 – 10 кэВ) значительно повлияли на накопленные знания и позволили понять происхождение и механизм генерации нетеплового и теплового излучения от нейтронной звезды, но не полностью. Были предприняты попытки описать возможные источники этого излучения в магнитосферах пульсаров (см., например, [109] и [110]). Однако, единой модели до сих пор нет. Чтобы понять природу излучения таких рентгеновских пульсаров, прежде всего необходимо сравнить их измеренные и рассчитанные параметры с параметрами радиопульсаров, которые не регистрируются как рентгеновские источники.

Как было показано в Главе 1, исследуемые источники имеют короткие периоды (среднее значение $\langle P \rangle = 133$ мсек). Распределение производных периода бимодально. Пульсары со средним значением $\langle \log \frac{dP}{dt} \rangle = -19.69$ образуют группу, в основном, из миллисекундных объектов. Вторая популяция составлена из 40 пульсаров, чья эволюция, по-видимому, протекала вне двойных систем. Для этой группы $\langle \log \frac{dP}{dt} \rangle = -13.29$. Магнитные поля на поверхности нейтронной звезды также характеризуются бимодальным распределением. Средние значения $\langle \log B_s \rangle$ для упомянутых групп составляют 8.48 и 12.41, соответственно. Распределение магнитных полей вблизи светового цилиндра не демонстрирует заметной бимодальности. Медианное значение $\log B_{lc} = 4.43$ почти на три порядка выше, чем у радиопульсаров без зарегистрированного рентгеновского излучения ($\log B_{lc} = 1.75$). Среднее значение потери вращательной энергии ($\log \frac{dE}{dt} = 35.24$) также на три порядка больше, чем соответствующее значение для тихих в рентгеновском и гамма-диапазонах радиопульсаров.

Можно предположить, что полученные различия значений $\frac{dE}{dt}$ и B_{lc} для радиопульсаров тихих и громких в диапазонах с высокими энергиями являются следствием эффекта селекции, подразумевающего, что громкие источники видно только на небольших расстояниях. Однако, как видно из рисунка 4.1, рентгеновские радиопульсары наблюдаются до 6 кпк. С другой стороны,

рисунки 4.2 - 4.3 показывают, что пульсары с высокими энергиями, зарегистрированные на любом расстоянии, имеют более сильные магнитные поля на световом цилиндре и более высокие потери энергии вращения по сравнению с тихими в рентгеновском диапазоне радиопульсарами. Таким образом, можно сделать вывод, что высокие значения $\frac{dE}{dt}$ и B_{lc} являются неотъемлемым свойством громких рентгеновских радиопульсаров.

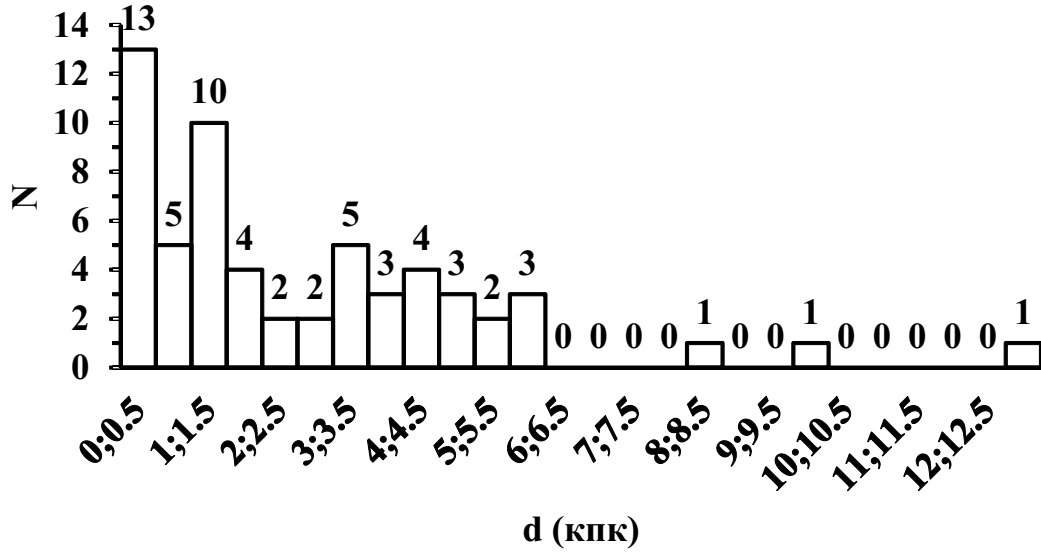


Рисунок 4.1 — Распределение расстояния для радио-громких рентгеновских пульсаров

Рисунок был получен диссертантом в работе [72]

На рисунке 4.2 (вверху) также видно, что радиопульсары с зарегистрированным высокоэнергичным излучением (треугольники) обладают большей энергией на больших расстояниях, чем радиопульсары без зарегистрированного жесткого излучения (белые кружки). :

$$\log \frac{dE}{dt} = (1.69 \pm 0.23) \log d + 34.51 \pm 0.12 \quad (4.1)$$

Коэффициент корреляции $K = 0.56$, $p < 10^{-4}$. Однако, на больших расстояниях есть объекты с довольно низкой величиной $\frac{dE}{dt}$. Стандартное отклонение $\log \frac{dE}{dt}$ составляет примерно 1.2 для радиопульсаров с зарегистрированным жестким излучением. Что касается радиопульсаров тихих в рентгеновском и гамма-диапазонах, то они гораздо более рассредоточены (их стандартное отклонение около 2.1).

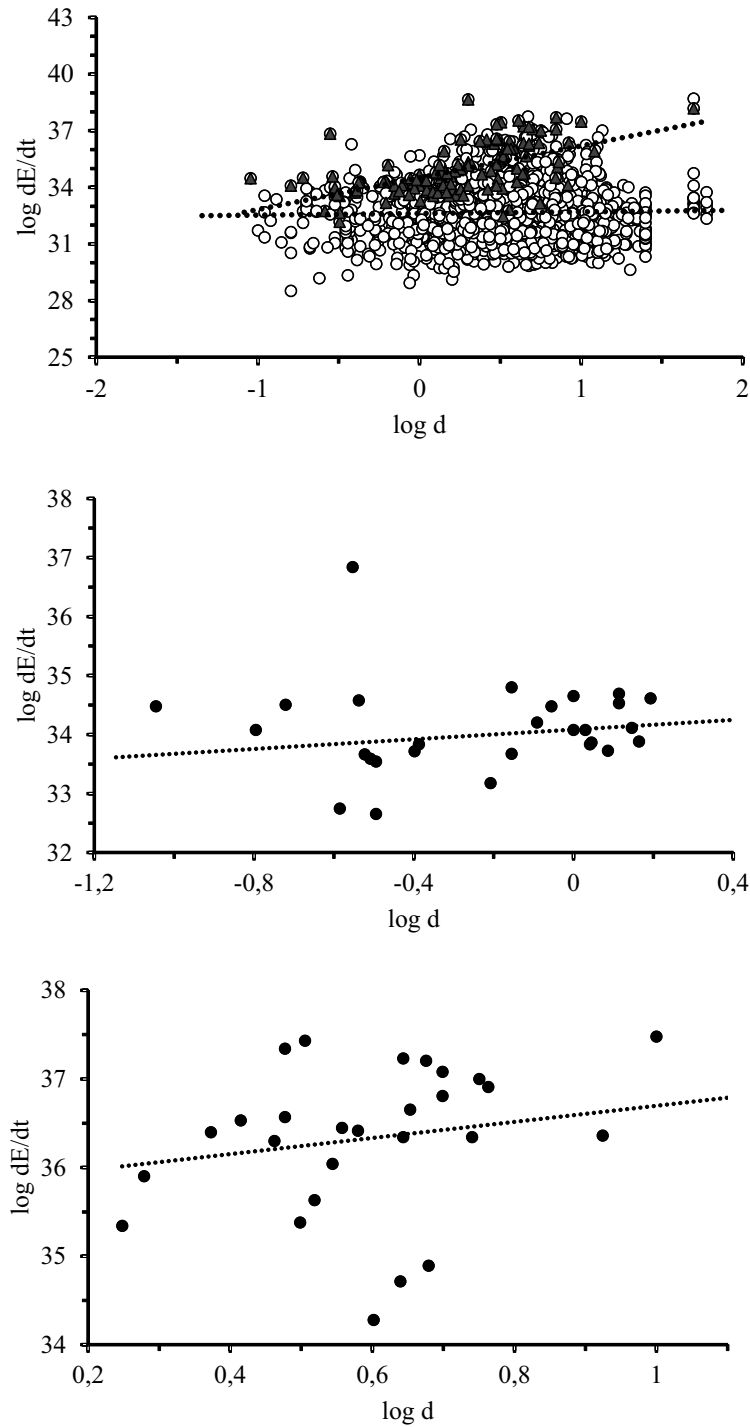


Рисунок 4.2 — На верхнем рисунке показана зависимость $\frac{dE}{dt}$ от d для радиопульсаров с зарегистрированным высокоэнергичным излучением (треугольники) и радиопульсаров без зарегистрированного жесткого излучения (белые кружки), исключая пульсары в шаровых скоплениях. На нижних рисунках показана зависимость $\frac{dE}{dt}$ от d для радиопульсаров, излучающих в рентгеновском диапазоне

Рисунки и зависимости были получены диссертантом в работе [72]

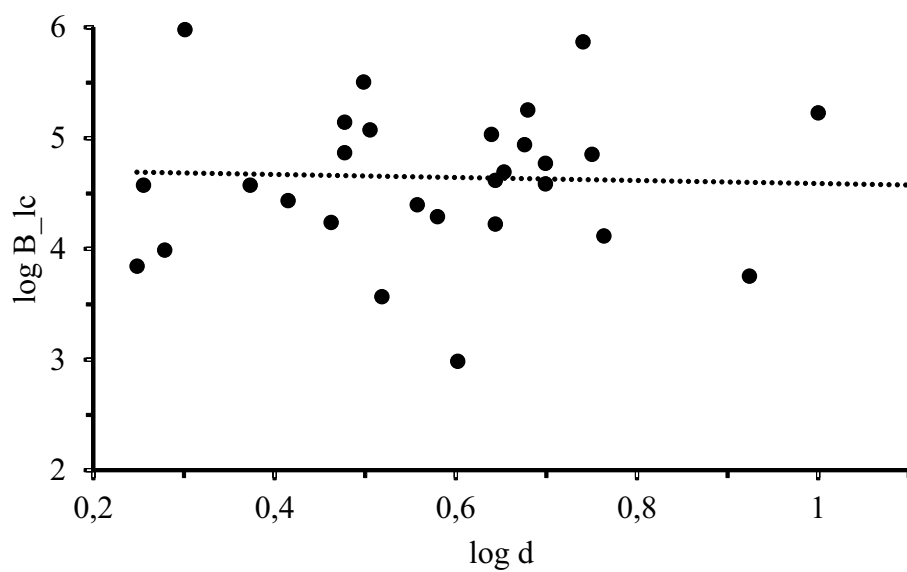
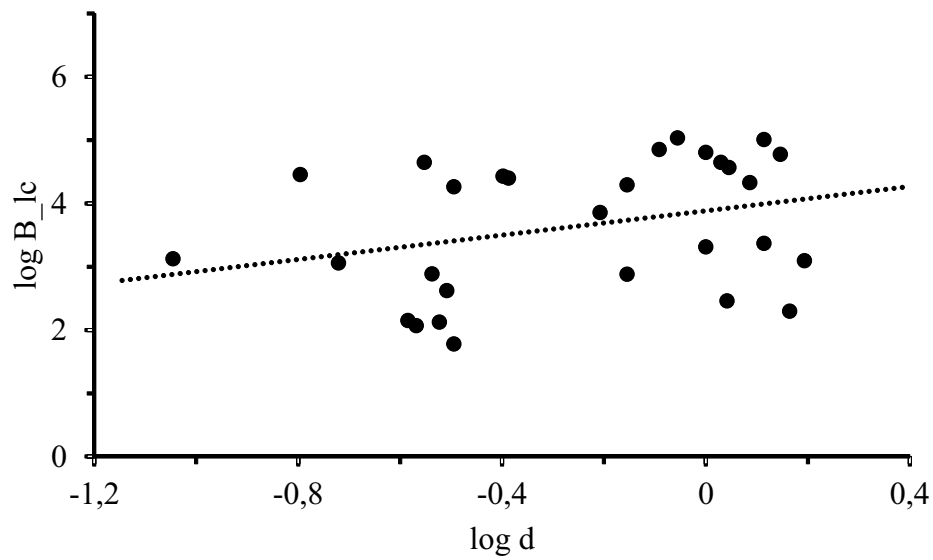
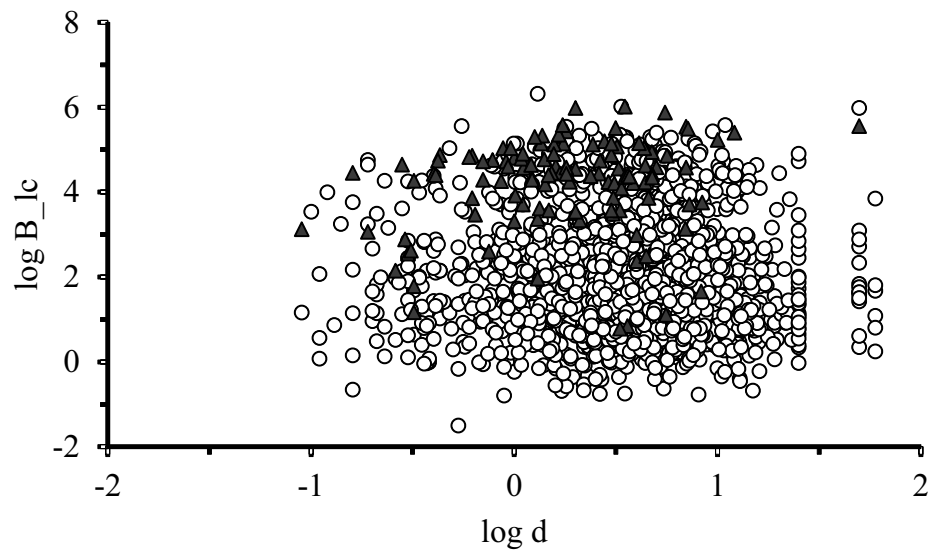


Рисунок 4.3 — Связь между магнитным полем на световом цилиндре и расстоянием. Обозначения такие же, как на рис. 4.2.

Рисунки и зависимости были получены диссертантом в работе [72]

Как видно на двух нижних диаграммах рисунка 4.2, заметной корреляции между $\frac{dE}{dt}$ и d нет. Коэффициенты корреляции K составляют 0.14 для пульсаров на расстояниях $d \leq 1.6$ кпк и 0.19 для $d > 1.6$ кпк.

На рисунке 4.3 (внизу) видно, что только для пульсаров с жестким излучением наблюдается слабая тенденция роста B_{lc} с увеличением расстояния:

$$\log B_{lc} = (0.46 \pm 0.22) \log d + 4.09 \pm 0.11 \quad (4.2)$$

Коэффициент корреляции $K = 0.22$, $p < 10^{-4}$. Стандартные отклонения ведут себя аналогично значениям $\log \frac{dE}{dt}$ по сравнению с $\log d$. Они равны 1.2 и 2.5 для пульсаров с рентгеновским излучением и радиопульсаров без рентгеновского излучения, соответственно. Как и на рисунке 4.2, две нижние диаграммы на рисунке 4.3 не показывают заметную зависимость B_{lc} от d . Для рентгеновских громких радиопульсаров на расстояния $d \leq 1.6$ кпк $K = 0.31$, а для $d > 1.6$ кпк, $K = 0.04$.

Конечно, объекты с большими потоками S_x видны с больших расстояний. Это частично объясняет зависимость $\log \frac{dE}{dt}$ от d , поскольку $\log \frac{dE}{dt}$ коррелирует с $L_x \propto S_x d^2$. Однако, этот факт не противоречит выводам о более высоких значениях $\log \frac{dE}{dt}$ и B_{lc} в среднем у рентгеновских громких радиопульсаров по сравнению с соответствующими параметрами для рентгеновских тихих радиопульсаров на любом расстоянии.

4.2 Рентгеновская светимость пульсаров и потери энергии вращения

Все объекты из табл. 4 наблюдались на борту космических рентгеновских аппаратов. Это позволяет добавить оценки их светимости в выборку параметров, используя работы [50, 51]). В этих работах исследовались два энергетических диапазона (0.1 – 2 кэВ и 2 – 10 кэВ) для радиопульсаров, громких в рентгеновском диапазоне. Что касается пульсара J2022+3842, то его плотность потока рентгеновского излучения (F) была взята из работы [111], а светимость рентгеновского излучения была рассчитана путем умножения F на d^2 (использовано значение расстояния из [24]). Погрешности для светимости взяты из работ [50, 51, 53].

Прежде всего, рассмотрим зависимость рентгеновской светимости от скорости потери вращательной энергии (рис. 4.4). Для выборки радиопульсаров

с зарегистрированным рентгеновским излучением (табл. 4 приложения А) эту зависимость можно описать уравнением:

$$\log L_x = (1.17 \pm 0.08) \log \frac{dE}{dt} - 9.46 \pm 2.89, \quad (4.3)$$

коэффициент корреляции $K = 0.97$, а вероятность случайного распределения $< 10^{-4}$.

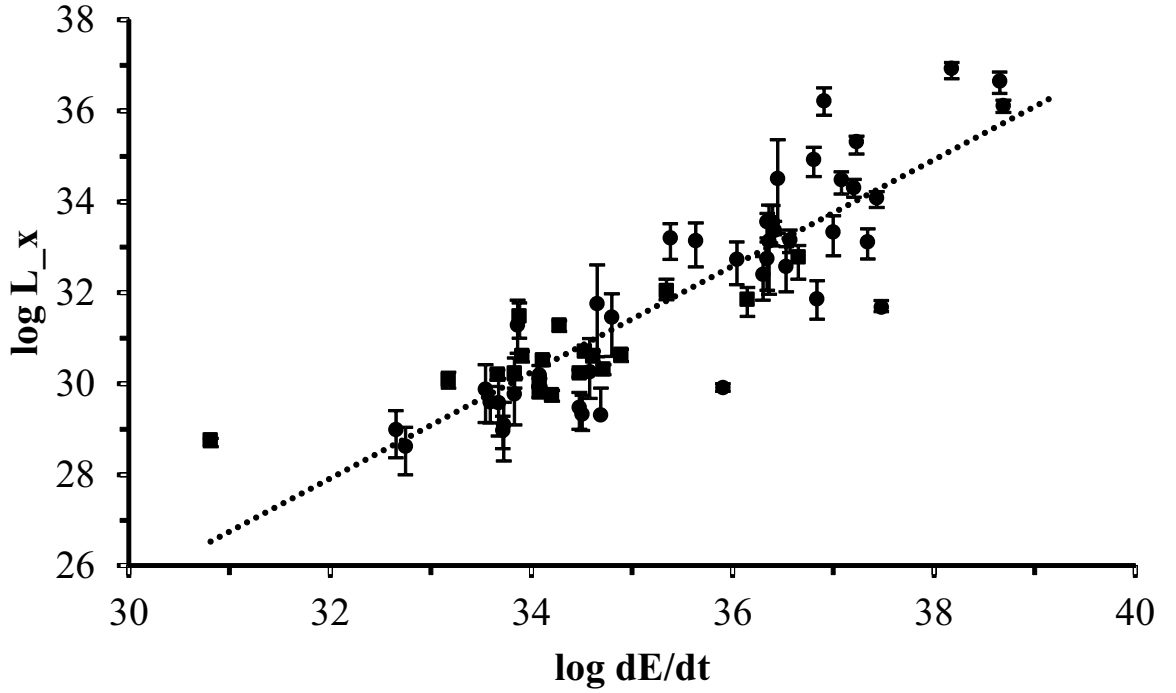


Рисунок 4.4 — Связь между рентгеновской светимостью и скоростью потери вращательной энергии

Рисунок и зависимость были получены диссертантом в работе [72]

При построении рисунка 4.4 были использованы значения светимости для 61 рентгеновского пульсара в диапазоне 2 - 10 кэВ [50] (отмеченные как точки) и 0.1 - 2 кэВ [51] (квадраты). В диапазоне 2 - 10 кэВ все рентгеновское излучение является нетепловым. Для диапазона от 0.1 до 2 кэВ было использовано только то излучение, которое описывается степенным законом, что также связано с нетепловыми механизмами. Как видно на рисунке 4.4, оба диапазона хорошо описываются одной зависимостью

$$L_x = 3.47 \times 10^{-10} \left(\frac{dE}{dt} \right)^{1.17}. \quad (4.4)$$

Зависимость L_x от $\frac{dE}{dt}$ много раз анализировалось в ряде статей для разных диапазонов и разных выборок (например, в работе [51] и ссылках в ней). Беккер и Трюмпер [112] получили следующее уравнение для 27 рентгеновских радиопульсаров:

$$L_{x(0.1-2.4)} \simeq 10^{-3} \left(\frac{dE}{dt} \right) \quad (4.5)$$

Необходимо упомянуть два других результата, полученных в работе [110] для 7 гамма-громких пульсаров:

$$L_{x(0.1-2.4)} = 10^{-3} \left(\frac{dE}{dt} \right) \quad (4.6)$$

подтверждающий результат Беккера и Трюмпера [112], и

$$L_{x(2-10)} = 10^{-21} \left(\frac{dE}{dt} \right)^{1.50} \quad (4.7)$$

Поссенти и др. [50] для выборки из 41 рентгеновского пульсара получили зависимость:

$$\log L_{x(2-10)} = 1.34 \log \frac{dE}{dt} - 15.30 . \quad (4.8)$$

Принц и Беккер [51] дали соотношение между L_x и $\frac{dE}{dt}$ для 80 пульсаров, включая объекты без зарегистрированного рентгеновского излучения. Для них использовались верхние пределы. Эти авторы дали следующую зависимость L_x от $\frac{dE}{dt}$:

$$L_{x(0.1-2)} = 10^{-3.24^{+0.26}_{-0.66}} \left(\frac{dE}{dt} \right)^{-0.997^{+0.008}_{-0.001}} . \quad (4.9)$$

Стоит отметить, что объединенная двухдиапазонная выборка может быть описана уникальным соотношением 4.4. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что разделение рентгеновских громких пульсаров на пять групп, предложенное Поссенти и др. [50] может быть ненужным - пульсары можно разделить только на две категории: первая включает объекты с большими периодами вращения и слабым или отсутствующим рентгеновским излучением, они могут излучать тепловое излучение с поверхности. Во второй популяции присутствуют объекты с относительно короткими периодами. Для них характерны высокие магнитные поля вблизи светового цилиндра. Здесь происходит

включение синхротронного механизма и генерация нетеплового рентгеновского излучения. Обратное комптоновское рассеяние квантов мягкого рентгеновского излучения на релятивистских электронах может объяснить гамма-излучение с энергиями до сотен ГэВ и даже ТэВ (см., например, работу Боговалова [113]).

4.3 Нетепловое рентгеновское излучение радиопульсаров

Следует отметить, что тепловое рентгеновское излучение, отмеченное в работе [51] у трёх пульсаров, может быть связано: с неостывшей в процессе эволюции поверхностью нейтронной звезды с температурой порядка 10^6 К [112], с разогревом полярной шапки ускоренными электрическим полем позитронами (или электронами), образовавшимися в каскадном процессе конверсии гамма-квантов ($T \sim 10^7$ К) [114, 115], с аккрецией из реликтового или нагретого при движении нейтронной звезды через межзвёздную среду диска [116]. Частично может давать вклад остаток сверхновой или сохранившаяся после взрыва сверхновой плазма.

Нетепловое излучение может быть объяснено появлением у релятивистских электронов заметного лоренц-фактора на периферии магнитосферы (вблизи светового цилиндра) и включением синхротронного механизма. В этом случае для рентгеновской светимости может быть получено следующее выражение [77]:

$$L_x \approx \frac{16\pi^8 e^4 R_*^6 I B_s^2 \gamma_r \Psi^2 \frac{dP}{dt} \sin^4 \beta}{m^3 c^{11} P^8}, \quad (4.10)$$

где R_* - радиус нейтронной звезды, I - момент инерции, B_s - индукция магнитного поля на поверхности нейтронной звезды, γ_r - лоренц-фактор излучающих частиц, Ψ - их питч-угол, β - угол между магнитным моментом нейтронной звезды, который предполагается совпадающим с осью конуса излучения, и осью вращения звезды. Используя полученное в работе [77] выражение для Ψ :

$$\Psi = \frac{1}{2} \left(\frac{3\pi^3 m^5 c^7 \gamma_b^3}{4e^6 B^4 P^3 \gamma_p^4 \gamma_r^2} \right), \quad (4.11)$$

можно рассчитать ожидаемые значения рентгеновской светимости, используя следующую формулу из работы [117]:

$$L_{calc} = \frac{\sqrt{3}\pi^{7/2} e I \frac{dP}{dt} \gamma_b^{3/2}}{32c^{3/2} P^{7/2} m^{1/2} \gamma_p^2} = 10^{27} \frac{\left(\frac{dP}{dt}\right)_{-15}}{P^{7/2}} \text{erg s}^{-1}. \quad (4.12)$$

Учтено, что масштаб магнитосферы может отличаться от радиуса светового цилиндра, а расстояние, на котором генерируется наблюдаемое излучение, зависит от угла β (рис. 4.5):

$$r_* = \frac{r_{lc}}{\sin \beta} . \quad (4.13)$$

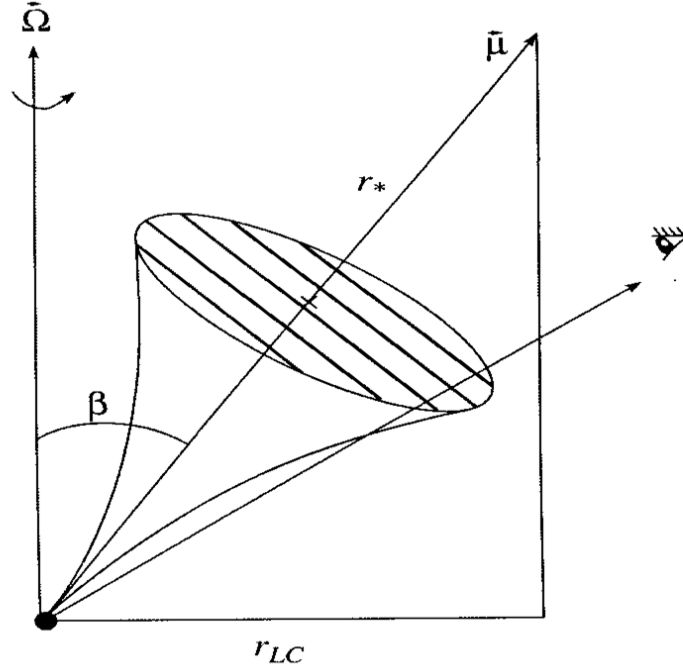


Рисунок 4.5 — Модель магнитосферы

Рисунок построен диссертантом в работе [72]

В уравнениях 4.11 и 4.12 γ_b - это лоренц-фактор первичного пучка, а γ_p - лоренц-фактор рождённых в каскадных процессах вторичных зарядов. Детальной теории внешних областей магнитосферы пульсара не существует, и мы использовали в уравнении 4.12 предположение о дипольной структуре магнитных полей на любом расстоянии. В этом случае зависимость L_{calc} от $\sin \beta$ исчезает. Однако, в реальной ситуации такая зависимость может появиться, и необходимо это учитывать. Предположение о дипольной структуре должно быть исправлено при разработке таких теорий. Действительно, многие авторы, начиная с работ [118] и [119], показали, что вблизи светового цилиндра структура магнитных полей может отличаться от дипольной (см. также работы Шитова [120, 121]).

Сравнение вычисленных и наблюдаемых значений рентгеновской светимости приведено на рисунке 4.6. Значения расчетной рентгеновской светимости

приведены в последнем столбце таблицы 4, предполагая, что $\gamma_b = 5 \times 10^6$, $\gamma_p = 10$ для всех пульсаров.

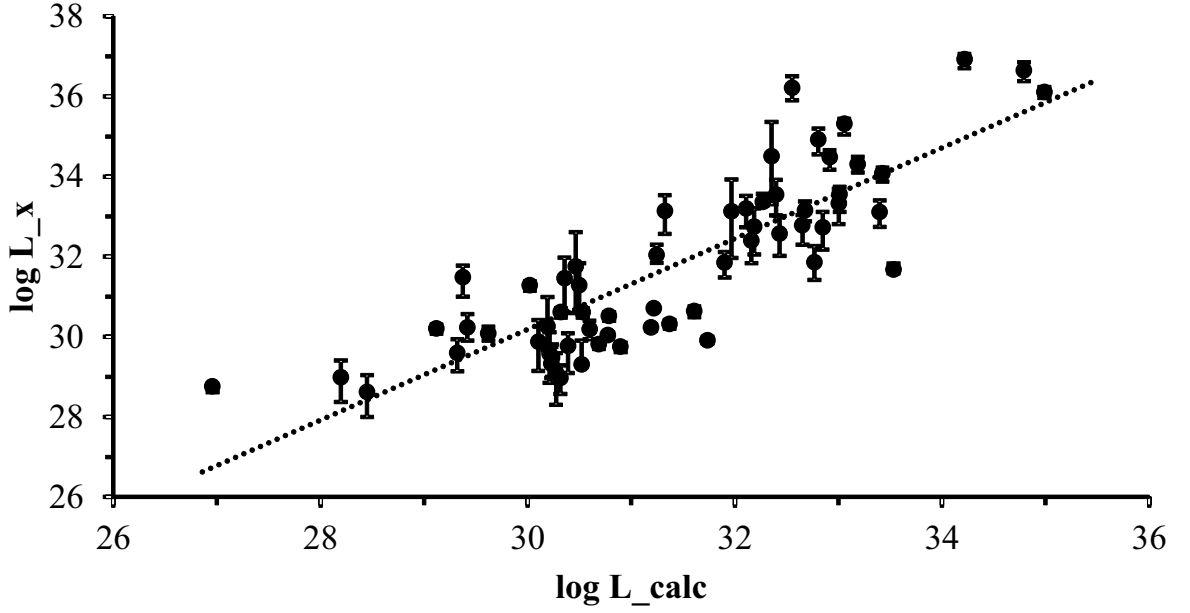


Рисунок 4.6 — Сравнение наблюдательной и теоретической рентгеновской светимости

Рисунок и зависимость из работы диссертанта [72]

Прямая на рисунке 4.6 соответствует зависимостям:

$$L_x = 1.66 \times 10^{-4} L_{calc}^{1.14} \quad (4.14)$$

или

$$\log L_x = (1.13 \pm 0.09) \log L_{calc} - 3.78 \pm 2.93, \quad (4.15)$$

при коэффициенте корреляции $K = 0.84$ и вероятности случайного распределения $< 10^{-4}$. Учитывая, что в конкретных объектах γ_b и γ_p могут быть различными, соответствие L_{calc} и L_x следует признать очень хорошим, а использованную модель синхротронного излучения адекватно описывающей данные наблюдений.

Основными параметрами в уравнениях 4.10 - 4.12 являются лоренц-факторы релятивистских частиц. Как было показано Аронсом [122] (рис. 4.7), функция распределения этих частиц может быть описана тремя частями : первичным пучком с лоренц-фактором γ_b , вторичной плазмой с максимумом

при γ_p и довольно длинным хвостом $\gamma_t = 10^4 - 10^5$. Обычно считается, что $\gamma_b = 10^6 - 10^7$. Здесь было использовано среднее значение $\gamma_b = 5 \times 10^6$. Что касается γ_p : эта величина сильно зависит от структуры магнитных полей в области каскадного рождения вторичных частиц. Если эта структура мультипольная, то γ_p порядка 10 [123]. Мультипольные магнитные поля были ранее предложены Рудерманом и Сазерлендом [43].

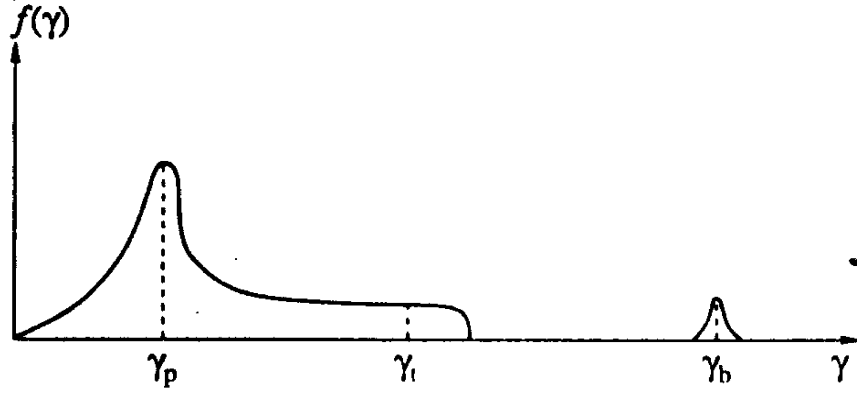


Рисунок 4.7 — Функция распределения плазмы по лоренц-факторам в магнитосфере пульсара

Рисунок из работы [122]

Как видно из уравнения 4.12, если одновременно увеличивать или уменьшать γ_b и γ_p в несколько раз, существенных изменений L_x не происходит. Однако если использовать значение $\gamma_p \geq 100$, то L_{calc} будет намного ниже по сравнению с наблюдаемыми значениями. В рамках модели это означает, что структура магнитных полей у поверхности нейтронной звезды, в области рождения вторичной плазмы, должна быть мультипольной.

В любом случае, как видно из уравнения 4.11, питч-угол увеличивается с увеличением расстояния, и условия для генерации синхротронного излучения становятся более благоприятными на больших расстояниях. В самом деле, Ψ пропорционально B^{-1} , т.е. возрастает как r^3 для дипольного поля. Для другой структуры магнитного поля эта зависимость может быть слабее, но в любом случае качественно будет наблюдаться рост Ψ с увеличением r .

Если предположить $\gamma_t = 10^4 - 10^5$ и $\gamma_b = 10^6 - 10^7$, то питч-угол

$$\Psi = \frac{377}{BP^{3/4}\gamma_r^{1/2}} \quad (4.16)$$

равен $5.41 \times 10^{-4} - 1.71 \times 10^{-2}$, принимая $B \sim 10^3$ Гс и среднее значение $P = 0.133$ с. Частота максимума в синхротронном спектре (см., например, [124])

$$\nu_{max} = 0.29 \frac{3 e B \sin \Psi}{2 m c} \gamma_r^2 \quad (4.17)$$

Эта частота соответствует энергии квантов:

$$\varepsilon = \hbar \nu_{max} \approx 5 \times 10^{-9} B \Psi \gamma_r^2 (eV) = 1.9 \times 10^{-6} \frac{\gamma_r^{3/2}}{P^{3/4}} (eV). \quad (4.18)$$

Здесь используется уравнение 4.16 и приближение $\sin \Psi \approx \Psi$. Для частиц с $\gamma_r = 10^4 - 10^7$ энергия $\varepsilon = 8.60 - 2.73 \times 10^5$ эВ, следовательно, можно описать весь рентгеновский диапазон.

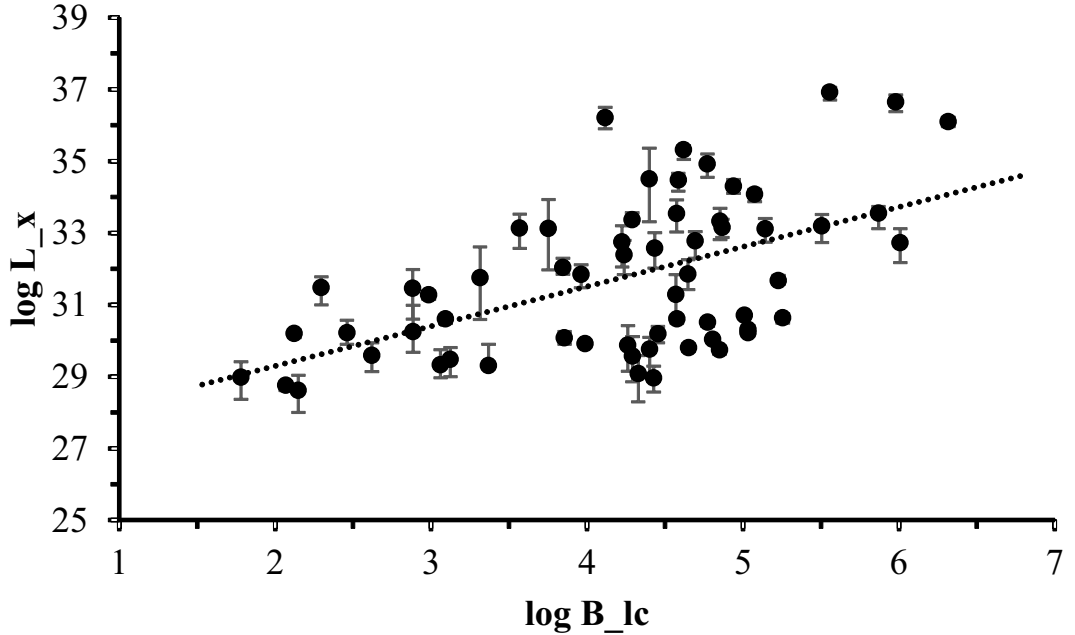


Рисунок 4.8 — Зависимость светимости рентгеновского излучения от магнитного поля на световом цилиндре

Рисунок и зависимость были получены диссертантом в работе [72]

Ещё одним аргументом в поддержку вывода о том, что рентгеновское нетепловое излучение генерируется на периферии магнитосферы пульсара за счёт синхротронного механизма, может служить заметная корреляция между рентгеновской светимостью и величиной магнитного поля на световом цилиндре (рис. 4.8), которая может быть представлена в виде:

$$\log L_x = (1.11 \pm 0.22) \log B_{lc} + 27.09 \pm 0.97. \quad (4.19)$$

Коэффициент корреляции $K = 0.54$ с вероятностью случайного распределения меньше 10^{-6} .

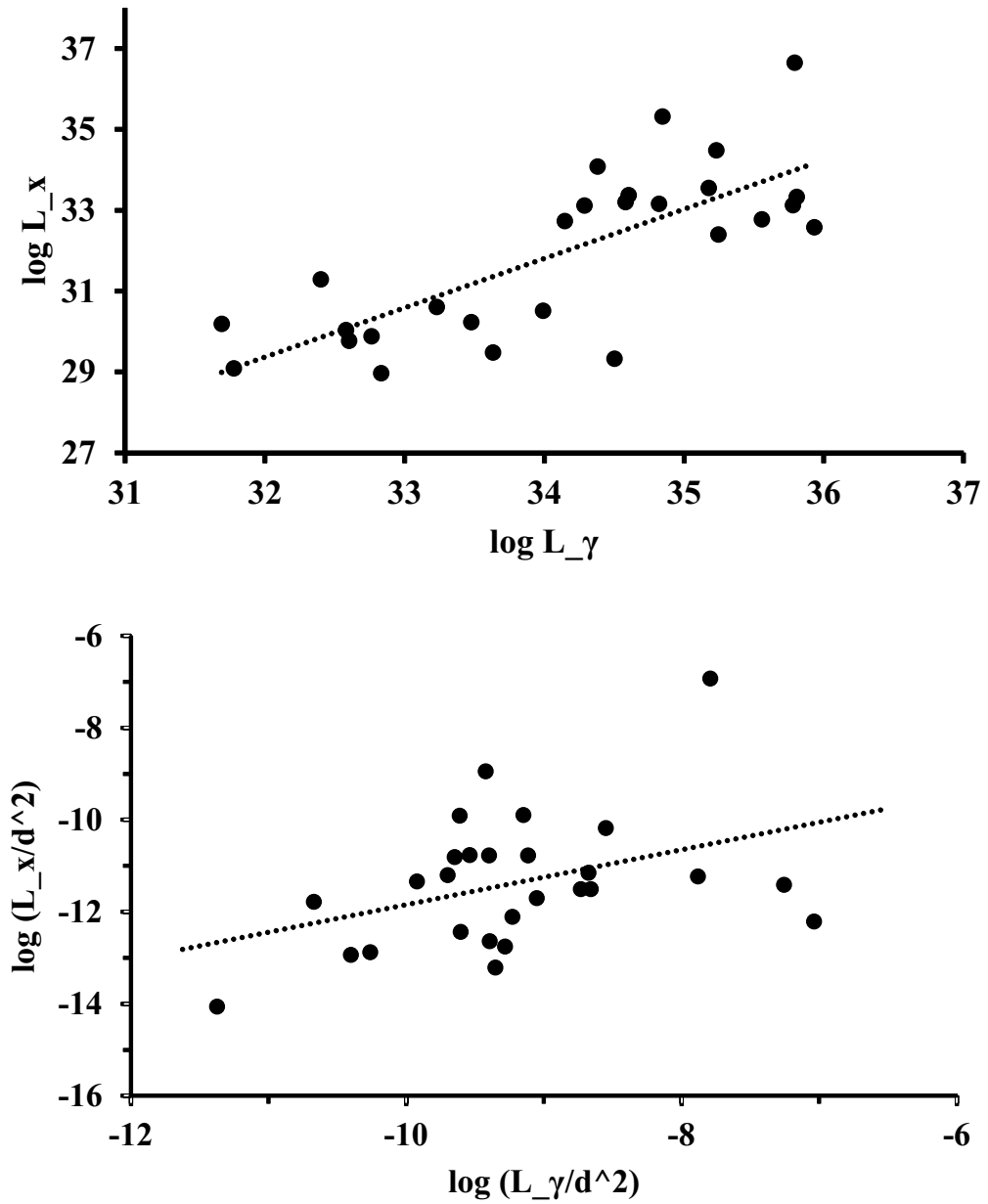


Рисунок 4.9 — Сравнение рентгеновской и гамма-светимости (вверху) и потоков в этих диапазонах (внизу)

Рисунки и зависимости были получены диссертантом в работе [72]

Как было показано в работе [59], об этом также говорилось в разделе 2.2, существует аналогичная корреляция между светимостью гамма-излучения и магнитным полем на световом цилиндре. Следовательно, можно ожидать корреляцию между гамма-светимостью и рентгеновской светимостью. Для сравнения этих величин были использовали данные из 2FGL. Рисунок 4.9 показывает, что действительно существует корреляция между L_x и L_γ :

$$\log L_x = (1.22 \pm 0.21) \log L_\gamma - 9.67 \pm 7.18 \quad (4.20)$$

Коэффициент корреляции $K = 0.76$, $< 10^{-4}$.

Та же тенденция наблюдается и для $\left(\frac{L_x}{d^2}\right)$ и $\left(\frac{L_\gamma}{d^2}\right)$

$$\log \left(\frac{L_x}{d^2}\right) \left(\frac{\text{эрг}}{\text{сек см}^2}\right) = (0.60 \pm 0.27) \log \left(\frac{L_\gamma}{d^2}\right) \left(\frac{\text{эрг}}{\text{сек см}^2}\right) - 5.88 \pm 2.53 \quad (4.21)$$

Коэффициент корреляции $K = 0.40$, < 0.039 .

Уравнение 4.21 использовалось для изучения роли факторов d^2 в уравнении 4.20. Таким образом, можно ожидать, что существует внутренняя физическая причина, определяющая взаимосвязь между L_x и L_γ .

4.4 Выводы к Главе 4

1. Полученные результаты указывают на то, что существует сильная корреляция между рентгеновской светимостью радиопульсаров и скоростью потерь энергии вращения.
2. Рентгеновское нетепловое излучение генерируется на периферии магнитосферы пульсара за счёт синхротронного механизма. Это подтверждается сильной корреляцией между наблюдаемыми значениями рентгеновской светимости и вычисленной на основе модели синхротронного механизма.
3. Обнаружена зависимость рентгеновской светимости от индукции магнитного поля на световом цилиндре, которая служит подтверждением гипотезы о том, что генерация нетеплового рентгеновского излучения происходит на периферии магнитосферы.

Заключение

Настоящая диссертационная работа посвящена анализу различий наблюдаемых и вычисленных параметров для четырех групп пульсаров:

- наблюдается только импульсное радиоизлучение – радио-громкие пульсары, считающиеся тихими в рентгеновском и гамма-диапазонах (R-группа),
- радиопульсары с зарегистрированным гамма-излучением – радио-громкие гамма-пульсары (γ +R пульсары),
- радиопульсары с зарегистрированным рентгеновским излучением – радио-громкие рентгеновские пульсары (X+R пульсары),
- гамма-пульсары без зарегистрированного радиоизлучения – радиотихие гамма-пульсары (группа γ).

Были построены распределения периода, его производной, магнитного поля на поверхности НЗ, скорости потери энергии вращения и магнитного поля на световом цилиндре. Дана оценка согласованности распределений с помощью критерия Колмогорова-Смирнова. Можно заключить, что пульсары с зарегистрированным жестким излучением обладают более сильными магнитными полями на световом цилиндре и более высокой скоростью потерь энергии вращения (порядка 10^4 Гс и 10^{35} эрг/сек), чем характерные значения поля (10^2 Гс и 10^{32} эрг/сек) у обычных радиопульсаров.

Из приведенных выше результатов следует, что исследуя только радиопульсары с сильными магнитными полями на световом цилиндре и высокой скоростью потерь энергии вращения ($B_{lc} > 10^3$ Гс и $\frac{dE}{dt} > 3 \times 10^{34}$ эрг/сек), можно определить гамма-пульсары, считающиеся тихими в этом диапазоне. Решая обратную задачу: исследуя радио-тихие гамма-пульсары с сильными магнитными полями на световом цилиндре и высокой скоростью потерь энергии вращения, можно определить потенциальные радиопульсары.

Были проведены наблюдения гамма-пульсара J1836+5925 на меридианном радиотелескопе Большая сканирующая антенна (БСА) Пушчинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО) Физического института им. Лебедева (ФИАН) на частоте 111 МГц. Наблюдения проводились с двойным и тройным периодом в диапазоне мер дисперсии от 2 до 100 см^{-3} пк, а после корректировки с учетом работ других авторов - от 2 по 20 см^{-3} пк. Для радио-тихого

гамма-пульсара J1836+5925 была вычислена верхняя предел плотности потока на частоте 111 МГц $S_{max} = 82$ мЯн.

Из анализа гистограмм распределения монохроматической радиосветимости, плотностей потока на частоте 1400 МГц и расстояния следует, что существуют две разделенные в пространстве группы радио-громких гамма-пульсаров, расстояние между которыми составляет несколько килопарсек. Для определения области формирования гамма-излучения на периферии магнитосферы во внешнем зазоре выведено уравнение для определения геометрического места точек, где плотность зарядов становится равной нулю, в случае дипольного магнитного поля при произвольном угле наклона магнитного поля к оси вращения β НЗ.

Предположение о генерации рентгеновского нетеплового излучения за счет синхротронного механизма на периферии магнитосферы, подтверждается корреляцией рентгеновской светимости и величиной магнитного поля на световом цилиндре.

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Заметную бимодальность в распределениях периода, производной периода и магнитного поля на поверхности демонстрируют гамма-пульсары, громкие в радио-диапазоне, в этих же распределениях группа радио-тихих гамма-пульсаров хорошо описывается одной гауссианой. В группе γ нет объектов с миллисекундными периодами, малыми значениями производных периода и слабыми магнитными полями на поверхности нейтронной звезды. Периоды радио-громких гамма-пульсаров, в среднем, в несколько раз короче по сравнению с периодами в других группах. Распределения скорости потери энергии вращения для R-, X + R, γ - групп пульсаров хорошо описываются гауссианами, γ +R пульсары показывают почти равномерное распределение.
2. Величина $\frac{dE}{dt}$ у пульсаров с высокоэнергичным излучением на три порядка выше, чем у обычных радиопульсаров. Магнитное поле на световом цилиндре у пульсаров с высокоэнергичным излучением на два порядка выше, чем у обычных радиопульсаров. Это может свидетельствовать о генерации нетеплового жесткого излучения на периферии магнитосферы.
3. Выявлены две популяции гамма-пульсаров, разнесенных в пространстве на расстояния в несколько килопарсек.

4. Предположение о генерации гамма-излучения на периферии магнитосферы пульсаров с большими значениями магнитных полей на световом цилиндре, подтверждается заметной корреляцией их гамма-светимости с величиной V_{lc} .
5. Корреляция между светимостями в гамма- и в радио диапазонах позволяет дать предложение по поиску гамма-излучения от некоторых из известных радиопульсаров и радиоизлучения от радио-тихих гамма-пульсаров.
6. Определены кандидаты из группы гамма-тихих радиопульсаров с большими значениями $\frac{dE}{dt}$ и V_{lc} , от которых можно ожидать заметного гамма-излучения. Также определены радио-тихие гамма-пульсаров, от которых можно ожидать заметного радиоизлучения, детектируемого на 111 МГц.
7. Рентгеновское нетепловое излучение генерируется на периферии магнитосферы пульсара за счёт синхротронного механизма. Это подтверждает сильная корреляция между наблюдаемыми значениями рентгеновской светимости и вычисленной на основе модели синхротронного механизма. Обнаруженная зависимость рентгеновской светимости от индукции магнитного поля на световом цилиндре служит дополнительным аргументом в пользу гипотезы о том, что генерация нетеплового рентгеновского излучения происходит, на периферии магнитосферы и вызвана синхротронным механизмом.

Благодарности

В заключение автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю Малову Игорю Федоровичу за поддержку, помощь и научное руководство. Автор благодарит Тюльбашева Сергея Анатольевича, Малофеева Валерия Михайловича и Теплых Дарью Андреевну за помощь в работе с Главой 3. Автор также выражает благодарность всем сотрудникам отдела плазменной астрофизики ПРАО АКЦ ФИАН, кто сделал написание этой работы возможным.

Список литературы

1. *Chadwick J.* Possible existence of a neutron // *Nature*. — 1932. — Vol. 129, no. 3252. — Pp. 312—312.
2. *Baade W., Zwicky F.* On Super-Novae // *Contributions from the Mount Wilson Observatory*. — 1934.
3. *Baade W., Zwicky F.* Cosmic Rays from Super-novae // *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*. — 1934.
4. *Baade W., Zwicky F.* Remarks on super-novae and cosmic rays // *Physical Review*. — 1934. — Vol. 46, no. 1. — Pp. 76 – 77.
5. *Landau L. D.* On the theory of stars // *Phys. Z. Sowjetunion*. — 1932. — Vol. 1. — P. 285.
6. *Baade W., Minkowski R.* On the identification of radio sources // *Astrophysical Journal*. — 1954. — T. 119, № 8. — С. 215 – 216.
7. *Hewish A., Bell S.J., Pilkington J.D.H. et al.* Observation of a rapidly pulsating radio source // *Nature*. — 1968. — Vol. 217. — Pp. 709 – 713.
8. *Manchester R.N.* 50 years of pulsars! // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2017. — Vol. 932, no. 1. — Pp. 1—7.
9. *Кузьмин А. Д.* Исследование пульсаров в отделе радиоастрономии ФИАН // *Труды ФИАН*. — 1989. — Т. 199. — С. 3–12.
10. *Алексеев Ю. И., Виткевич В. В., Журавлев В. Ф. и др.* Новый пульсар PP 0943 // *Успехи физических наук*. — 1969. — Т. 99. — С. 523–523.
11. *Тюльбашев С.А., Тюльбашев В.С.* Открытие новых пульсаров на радиотелескопе БСА ФИАН. I. // *Астрономический циркуляр*. — 2015. — Т. 1624. — С. 1–4.
12. *Тюльбашев С.А., Тюльбашев В.С.* Открытие новых пульсаров на радиотелескопе БСА ФИАН. II. // *Астрономический циркуляр*. — 2015. — Т. 1625. — С. 1–4.

13. Тюльбашев С. А., Тюльбашев В. С., Орешко В. В. и др. Обнаружение новых пульсаров на частоте 111 МГц // *Астрономический журнал*. — 2016. — Т. 93, № 2. — С. 177–190.
14. Тюльбашев С.А., Тюльбашев В.С., Китаева М.А. и др. Поиск и обнаружение пульсаров в мониторинговых наблюдениях на частоте 111 МГц // *Астрономический журнал*. — 2017. — Т. 94, № 10. — С. 837–848.
15. Тюльбашев С.А., Китаева М. А., Тюльбашев В. С. и др. Обнаружение пяти новых пульсаров на радиотелескопе БСА ФИАН // *Астрономический журнал*. — 2020. — Т. 97, № 6. — С. 505–512.
16. Илясов Ю.П., Кузьмин А. Д., Шабанова Т.В. и др. Пульсарная шкала времени // *Труды ФИАН*. — 1989. — Т. 199. — С. 149–159.
17. Cocke W.J., Disney M.J., Taylor D.J. Discovery of optical signals from pulsar NP 0532 // *Nature*. — 1969. — Vol. 221. — Pp. 525–527.
18. Staelin D. H., Reifenstein 3rd E. C. Pulsating radio sources near the Crab Nebula // *Science*. — 1968. — Vol. 162, no. 3861. — Pp. 1481–1483.
19. Pacini F. Energy emission from a neutron star // *Nature*. — 1967. — Vol. 216. — Pp. 567–568.
20. Gold T. Rotating neutron stars as the origin of the pulsating radio sources // *Nature*. — 1968. — Vol. 218, no. 5143. — Pp. 731–732.
21. Truemper J., Pietsch W., Reppin C. et al. Evidence for strong cyclotron line emission in the hard X-ray spectrum of Hercules X-1 // *Astrophysical Journal*. — 1978. — Vol. 219, no. 1. — Pp. L105–L110.
22. Wheaton W. A., Doty J. P., Primini F. A. et al. An absorption feature in the spectrum of the pulsed hard X-ray flux from 4U0115 + 63 // *Nature*. — 1979. — Vol. 282, no. 5736. — Pp. 240–243.
23. Баушев А. Н., Бисноватый-Коган Г. С. Циклотронное излучение анизотропных релятивистских электронов в рентгеновских пульсарах // *Астрономический Журнал*. — 1999. — Т. 76, № 4. — С. 283–288.

24. *Manchester R.N., Hobbs G.B., Teoh A. et al.* The ATNF pulsar catalogue // *Astronomical Journal*. — 2005. — Vol. 129, no. 4. — Pp. 1993 – 2006.
25. *Strickman M. S., Kurfess J. D., Johnson W. N.* A transient 77 KeV emission feature from the Crab pulsar // *Astrophysical Journal*. — 1982. — Vol. 253, no. 1. — Pp. L23–L27.
26. *Манчестер Р., Тейлор Дж.* Пульсары. — М.: Изд-во «Мир», 1980. — 290 с.
27. *Малов И. Ф.* Радиопульсары. — М.: Изд-во "Наука", 2004. — 194 с.
28. *Balbus S.A., Brecher K.* Tidal friction in the binary system PSR 1913+16 // *Astrophysical Journal*. — 1976. — Vol. 203. — Pp. 202–205.
29. *Smarr L.L., Blandford R.* The binary pulsars: physical processes, possible companions and evolutionary histories // *Astrophysical Journal*. — 1976. — Vol. 207. — Pp. 574–588.
30. *Потехин А.Ю.* Физика нейтронных звезд // *Земля и Вселенная*. — 2014. — Т. 4. — С. 30–40.
31. *Goldreich P., Julian W.H.* Pulsar electrodynamics // *Astrophysical Journal*. — 1969. — Vol. 157. — Pp. 869–882.
32. *Shklovsky I.S.* On the Nature of the Source of X-Ray Emission of Sco XR-1 // *Astrophysical Journal*. — 1967. — Vol. 148. — Pp. L1–L4.
33. *Thompson C., Lyutikov M., Kulkarni S.* Electrodynamics of Magnetars: Implications for the Persistent X-Ray Emission and Spin-down of the Soft Gamma Repeaters and Anomalous X-Ray Pulsars // *Astrophysical Journal*. — 2002. — Vol. 574. — Pp. 332–355.
34. *Ginzburg V. L., Zheleznyakov V. V., Zaitsev V. V.* Coherent mechanisms of radio emission and magnetic models of pulsars // *Astrophysics and Space Science*. — 1969. — Vol. 4. — Pp. 464–504.
35. *Mitra D., Gil J., Melikidze G. I.* Unraveling the nature of coherent pulsar radio emission // *Astrophysical Journal*. — 2009. — Vol. 696. — Pp. L141–L145.
36. *Weatherall J. C.* A Relativistic-Plasma Compton Maser // *Astrophysical Journal*. — 2001. — Vol. 559. — Pp. 196–200.

37. *Hollow N. J.* P-N junctions in pulsar magnetospheres ? // *Nature Physical Science*. — 1973. — Vol. 246, no. 149. — Pp. 6–9.
38. *Ostriker J.P., Gunn J.E.* On the nature of pulsars // *Astrophysical Journal*. — 1969. — Vol. 157. — Pp. 1395–1417.
39. *Sturrock P. A.* Pulsar radiation mechanisms // *Nature*. — 1970. — Vol. 227, no. 5257. — Pp. 465–470.
40. *Sturrock P. A.* A model of pulsars // *Astrophysical Journal*. — 1971. — Vol. 164. — Pp. 529–556.
41. *Erber T.* High-energy electromagnetic conversion processes in intense magnetic fields // *Reviews of Modern Physics*. — 1966. — Vol. 38, no. 4. — Pp. 626–659.
42. *Baring M. G., Harding A. K.* Radio-quiet pulsars with ultrastrong magnetic fields // *Astrophysical Journal*. — 1998. — Vol. 507, no. 1. — Pp. L55–L58.
43. *Ruderman M.A., Sutherland P.G.* Theory of pulsars - polar caps, sparks, and coherent microwave radiation // *Astrophysical Journal*. — 1975. — Vol. 196. — Pp. 51–72.
44. *Бисноватый-Коган Г. С.* Релятивистская астрофизика и физическая космология. — М.: Изд-во "КРАСАНД", 2011. — 376 с.
45. *Malzac J.* Radiation processes and models // *arXiv:1804.03451*. — 2018.
46. *Бисноватый-Коган Г. С., Комберг Б. В.* Пульсары и тесные двойные системы // *Астрономический журнал*. — 1974. — Т. 51. — С. 373–381.
47. *Lovelace R. V. E., Romanova M. M., Bisnovatyi-Kogan G. S.* Screening of the magnetic field of disk accreting stars // *Astrophysical Journal*. — 2005. — Vol. 625, no. 2. — Pp. 957–965.
48. *Hulse R. A., Taylor J. H.* Discovery of a pulsar in a binary system // *Astrophysical Journal*. — 1975. — Vol. 195, no. 1. — Pp. L51–L53.
49. *Mock P. C., Joss P. C.* Limits on energy storage in the crusts of accreting neutron stars // *Astrophysical Journal*. — 1998. — Vol. 500, no. 1. — Pp. 374–387.

50. *Possenti A., Cerutti R., Colpi M. et al.* Re-examining the X-ray versus spin-down luminosity correlation of rotation powered pulsars // *Astronomy and Astrophysics*. — 2002. — Vol. 387. — Pp. 993–1002.
51. *Prinz T., Becker W.* A search for X-ray counterparts of radio pulsars // *arXiv:1511.07713*. — 2015.
52. *Thompson D. J.* Recent gamma-ray observations // Proceedings of the 160th colloquium of the International Astronomical Union / Ed. by S. Johnston, M. A. Walker, M. Bailes; International Astronomical Union. — Vol. 105. — Sydney, Australia: ASP Conference Series, 1996. — Pp. 307–314.
53. *Abdo A.A., Ajello M., Allafort A. et al.* The second Fermi Large Area Telescope catalog of gamma-ray pulsars // *The Astrophysical Journal Supplement*. — 2013. — Vol. 208, no. 2. — Pp. 1–59.
54. *Малов И. Ф.* Два типа пульсаров // *Труды ФИАН*. — 1989. — Т. 199. — С. 83–107.
55. *Arons J.* Pulsars as gamma ray sources // *Astronomy and Astrophysics Supplement*. — 1996. — Vol. 120, no. 1. — Pp. 49–60.
56. *Sokolova E.V., Rubtsov G.I.* Search for differences between radio-loud and radio-quiet gamma-ray pulsar populations with Fermi-LAT data // *Astrophysical Journal*. — 2016. — Vol. 83, no. 2. — Pp. 1–6.
57. *Kaspi V.M., Kramer M.* Radio pulsars: the neutron star population & fundamental physics // Proceedings of the 26th Solvay Conference on Physics on Astrophysics and Cosmology. — 2014.
58. *Логинов А.А., Малов И.Ф.* Различие параметров радиопульсаров с короткими и длинными параметрами // *Астрономический журнал*. — 2014. — Т. 91, № 10. — С. 833–845.
59. *Малов И. Ф., Тимиркеева М. А.* Сравнение параметров радиотихих и радиогромких пульсаров // *Астрономический журнал*. — 2015. — Т. 92, № 9. — С. 742–750.
60. *Malov I. F., Timirkeeva M. A.* Peculiarities in the emission of radio-Loud and radio-quiet gamma pulsars and gamma-quiet radio pulsars // Proceedings of

- the National Academy of Sciences of the United States of America / Special Astrophysical Observatory. — Vol. 510. — Nizhny Arkhyz, Russia: Astronomical Society of the Pacific, 2017. — Pp. 498–499.
61. *Malov I.F., Timirkeeva M.A.* Radio pulsars with expected gamma radiation and gamma-ray pulsars as pulsating radio emitters // *Research in Astronomy and Astrophysics*. — 2018. — Vol. 18, no. 8. — Pp. 89–1–89–8.
 62. *Никитина Е.Б., Малов И.Ф.* О магнитных полях радиопульсаров // *Астрономический журнал*. — 2017. — Т. 94, № 7. — С. 598–618.
 63. *Бескин В.С., Гуревич А.В., Истомин Я.Н.* Электродинамика магнитосферы пульсара // *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики*. — 1983. — Т. 85, № 2. — С. 401–433.
 64. *Huang J.-H., Lingenfelter R. E, Peng Q.-H. et al.* Thermal X-ray emission from isolated, older pulsars: a new heating mechanism // *Astronomy and Astrophysics*. — 1982. — Vol. 113, no. 1. — Pp. 9–14.
 65. *Peng Q.-H., Huang K.-L., Huang J.-H.* Neutrino cyclotron radiation from superfluid vortexes in neutron stars - A new mechanism for pulsar spin down // *Astronomy and Astrophysics*. — 1982. — Vol. 107, no. 2. — Pp. 258–266.
 66. *Michel F. C., Dessler A. J.* Pulsar disk systems // *Astrophysical Journal*. — 1981. — Vol. 251. — Pp. 654–664.
 67. *Michel F. C.* Radio pulsar disk electrodynamics // *Astrophysical Journal*. — 1983. — Vol. 266. — Pp. 188–200.
 68. *Henriksen R. N., Rayburn D. R.* Hot pulsar magnetospheres // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1974. — Vol. 166, no. 2. — Pp. 409–424.
 69. *De Jager O. C., Nel H. I.* Ohmic heating : a possible spindown mechanism for long-period isolated pulsars // *Astronomy and Astrophysics*. — 1988. — Vol. 190. — Pp. 87–92.
 70. *Gvaramadze V. V.* On the age of PSR B1509 – 58 // *Astronomy and Astrophysics*. — 2001. — Vol. 374. — Pp. 259–263.

71. Малов И. Ф., Тимиркеева М. А. Особенности радиопульсаров с излучением вне радиодиапазона // *Астрономический журнал*. — 2014. — Т. 91, № 9. — С. 705–712.
72. Malov I.F., Timirkeeva M.A. On X-ray emission of radio pulsars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Vol. 485, no. 4. — Pp. 5319–5328.
73. Timirkeeva M. A., Malov I. F., Malofeev V. M. et al. Radio loud and radio quiet pulsars with hard emission // *Astrophysics and Space Science*. — 2020. — Vol. 365. — Pp. 190–1–190–6.
74. Cordes J. M., Lazio T. J. W. NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations. — 2002. — URL: <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0207156>.
75. Yao J. M., Manchester R. N., Wang N. A New Electron-density Model for Estimation of Pulsar and FRB Distances // *Astrophysical Journal*. — 2017. — Vol. 835. — Pp. 1 – 32.
76. Малов И.Ф., Малов О.И. Интегральные радиосветимости пульсаров // *Астрономический журнал*. — 2006. — Т. 83, № 6. — С. 542–555.
77. Малов И. Ф., Мачабели Г. З. Спектры жесткого излучения от радиопульсаров // *Астрономический журнал*. — 2002. — Т. 79, № 8. — С. 755–761.
78. Малов И.Ф. Существуют ли "магнетары"? // *Астрономический журнал*. — 2012. — Т. 89, № 1. — С. 32–37.
79. Smith D.A., Bruel P., Congrad I. et al. Searching a thousand radio pulsars for gamma-ray emission // *Astrophysical Journal*. — 2019. — Vol. 871, no. 1. — Pp. 1–6.
80. Pierbattista M., Grenier I.A., Harding A.K. et al. Constraining γ -ray pulsar gap models with a simulated pulsar population // *Astronomy and Astrophysics*. — 2012. — Vol. 545. — P. A42.
81. Малов О.И., Малофеев В.М. Формы средних профилей импульсов радиопульсаров на частотах 102 и 111 МГц // *Астрономический журнал*. — 2010. — Т. 87, № 3. — С. 238–256.

82. В.М. Малофеев, И.Ф. Малов. Средние спектры пульсаров и их интерпретация // *Астрономический журнал*. — 1980. — Т. 57, № 1. — С. 90–106.
83. Malov I. F., Malofeev V. M. Radio spectra of pulsars: II // *Astrophysics and Space Science*. — 1981. — Vol. 78, no. 1. — Pp. 73–83.
84. Izvekova V. A., Kuzmin A. D., Malofeev V. M. et al. Radio spectra of pulsars: I // *Astrophysics and Space Science*. — 1981. — Vol. 78, no. 1. — Pp. 45–72.
85. Malofeev V. M., Gil J. A., Jessner A. et al. Spectra of 45 pulsars // *Astronomy and Astrophysics*. — 1994. — Vol. 285. — Pp. 201–208.
86. Кутузов С. М., Азаренков Ю. И., Алексеев И. А. и др. Перестройка радиотелескопа БСА ФИАН в диапазоне 109–113 МГц // *Труды ФИАН*. — 2000. — Т. 229. — С. 1–16.
87. Malofeev V. M., Malov O. I. Detection of Geminga as a radio pulsar // *Nature*. — 1997. — Vol. 389. — Pp. 697–699.
88. Malofeev V. M., Malov O. I. Unique radio pulsar Geminga // Proceedings of the 199th Symposium of the International Astronomical Union / International Astronomical Union. — Vol. 199. — Pune, India: Astronomical Society of the Pacific, 2002. — Pp. 393–394.
89. Малов О. И., Малофеев В. М., Теплых Д. А. и др. Радиопульсар Геминга // *Астрономический журнал*. — 2015. — Т. 92, № 3. — С. 212–219.
90. Lin Y. C., Chiang J., Fierro J. et al. GRO J1837+59 // IAU Circ. — 1994.
91. Nolan P. L., Fierro J. M., Lin Y. C. et al. The unidentified gamma ray source GRO J1837+59 // IAU Circ. — 1994.
92. Halpern J. P., Gotthelf E. V., Mirabal N. et al. The next Geminga: deep wavelength observation of a neutron stars identified with 3EG J1835+5918 // *Astrophysical Journal*. — 2002. — Vol. 573. — Pp. L41–L44.
93. Halpern J. P., Camilo F., Gotthelf E. V. The next Geminga: search for radio and X-ray pulsation from neutron stars identified with 3EG J1835+5918 // *Astrophysical Journal*. — 2007. — Vol. 668. — Pp. 1154–1157.

94. *Pavlov G.* X-ray spectrum and pulsations of the old gamma-ray pulsar J1836+5925 // *NASA Proposal id.14-ADAP14-220*. — 2014.
95. *Arumugasamy P., Pavlov G., Blake J.* X-ray timing and spectral analysis of the old gamma-ray pulsar J1836+5925 // 40th COSPAR Scientific Assembly. Held 2-10 August 2014, in Moscow, Russia. — 2014.
96. *Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M. et al.* The First Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray pulsars // *Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2009. — Vol. 187. — Pp. 460–494.
97. *Fichtel C. E., Hartman R. C., Kniffen D. A.* High-energy gamma-ray results from the second Small Astronomy Satellite // *Astrophysical Journal*. — 1975. — Vol. 198. — Pp. 163–182.
98. *Kniffen D. A., Fichtel C. E., Hartman R. C. et al.* Distribution of Cosmic Gamma Rays in the Galactic Anticenter Region as Observed by SAS-2 // *Proceedings from the 14th International Cosmic Ray Conference*. — 1975.
99. *Lin L. C. C., Huang R. H. H., Takata J. et al.* Detection of an X-ray pulsation for gamma-ray pulsar centered in CTA 1 // *Astrophysical Journal Letters*. — 2010. — Vol. 725. — Pp. L1–L5.
100. *Lin L. C. C., Hui C. Y., Hu C. P. et al.* Discovery of X-Ray Pulsation from the Geminga-like Pulsar PSR J2021+4026 // *Astrophysical Journal Letters*. — 2013. — Vol. 770. — P. L9.
101. *Marelli M., Harding A., Pizzocaro D. et al.* On the puzzling high-energy pulsations of the energetic radio-quiet γ -ray pulsar J1836-1246 // *Astrophysical Journal*. — 2014. — Vol. 795. — P. 168.
102. *Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M. et al.* Fermi Large Area Telescope observation of PSR J1836+5925 // *Astrophysical Journal*. — 2010. — Vol. 712. — Pp. 1209–1218.
103. *Caraveo P. A., Bignami G. F., De Luca A. et al.* Geminga's Tails: A Pulsar Bow Shock Probing the Interstellar Medium // *Science*. — 2003. — Vol. 301. — Pp. 1345–1348.

104. *Малофеев В. М., Теплых Д. А., Логвиненко С. В.* Новые наблюдения аномальных рентгеновских пульсаров на низких частотах // *Астрономический журнал*. — 2012. — Т. 89, № 21. — С. 38–47.
105. *Taylor J. H., Cordes J. M.* Pulsar Distances and the Galactic Distribution of Free Electrons // *Astrophysical Journal*. — 1993. — Vol. 411. — Pp. 674–684.
106. *Timirkееva M., Malov I., Malov O.* Observations of the Gamma-Ray Pulsar J1836+5925 at 111 MHz // Proceedings of the All-Russian Conference, 2020 / SAO RAS. — Nizhny Arkhyz, Russia: 2020. — Pp. 451–454.
107. *Timirkееva M. A., Malov I. F., Malofeev V. M. et al.* Observations of the gamma-ray pulsar J1836+5925 at 111 MHz // *Open Astronomy*. — 2021. — Vol. 30. — Pp. 119–121.
108. *Шишов В. И., Чашей И. В., Орешко В. В. и др.* Мониторинг турбулентного солнечного ветра на модернизированном радиотелескопе БСА ФИАН: первые результаты // *Астрономический журнал*. — 2016. — Т. 93, № 12. — С. 1045–1060.
109. *Wang F. Y. H., Ruderman M., Halpern J. P. et al.* Models for X-ray emission from isolated pulsars // *Astrophysical Journal*. — 1998. — Vol. 498, no. 1. — Pp. 373–384.
110. *Zhang Bing, Harding Alice K.* Full polar cap cascade scenario: Gamma-ray and X-Ray luminosities from spin-powered pulsars // *Astrophysical Journal*. — 2000. — Vol. 532, no. 2. — Pp. 1150–1171.
111. *Arumugasamy P., Pavlov G. G., Kargaltsev O.* XMM-Newton observations of young and energetic pulsar J2022+3842 // *Astrophysical Journal*. — 2014. — Vol. 790, no. 2. — Pp. 1–8.
112. *Becker W., Truemper J.* The X-ray luminosity of rotation-powered neutron stars // *Astronomy and Astrophysics*. — 1997. — Vol. 326. — Pp. 682–691.
113. *Bogovalov S. V.* Particle acceleration and gamma-ray production near the light cylinder of an axially symmetric rotator // *Soviet Astronomy Letters*. — 1990. — Vol. 16, no. 5. — Pp. 362–367.

114. *Zavlin V. E., Pavlov G. G., Shibano Y. A. et al.* Thermal radiation from rotating neutron star: effect of the magnetic field and surface temperature distribution // *Astronomy and Astrophysics*. — 1995. — Vol. 297. — Pp. 441–450.
115. *Zavlin V. E., Shibano Yu. A., Pavlov G. G.* Effects of the gravitational field of a neutron star on the emission from hot polar spots on the surface of radio pulsars // *Astronomy Letters*. — 1995. — Vol. 21, no. 2. — Pp. 149–158.
116. *Beznogov M. V., Yakovlev D. G.* Statistical theory of thermal evolution of neutron stars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2015. — Vol. 447, no. 2. — Pp. 1598–1609.
117. *Малов И.Ф.* О механизме рентгеновского излучения радиопульсаров // *Письма в Астрономический журнал*. — 2003. — Т. 29, № 8. — С. 571–579.
118. *Deutsch Arnim J.* The electromagnetic field of an idealized star in rigid rotation in vacuo // *Annales d'Astrophysique*. — 1955. — Vol. 18. — Pp. 1–10.
119. *Endean V. G., Allen J. E.* Contribution to the co-rotating magnetic field model of the pulsar // *Nature*. — 1970. — Vol. 228, no. 5269. — Pp. 348–350.
120. *Shitov Yu. P.* Period dependence of the spectrum and the phenomenon of twisting of the magnetic fields of pulsars // *Soviet Astronomy*. — 1983. — Vol. 27, no. 3. — Pp. 314–321.
121. *Shitov Yu. P.* Pulsar radio polarization and the magnetic field twist effect // *Soviet Astronomy*. — 1985. — Vol. 29, no. 1. — Pp. 33–39.
122. *Arons J.* Pulsar theory: particle acceleration and photon emission in the polar flux tube // Proc. Int. Summer School and Workshop on Plasma Astrophysics / European Space Agency. — Paris, France: 1981. — Pp. 273–289.
123. *Machabeli G.Z., Usov V.V.* Cyclotron instability and the generation of radio emission in pulsar magnetospheres // *Soviet Astronomy Letters*. — 1989. — Vol. 15, no. 5. — Pp. 393–397.
124. *Pacholczyk A. G.* Radio astrophysics: non-thermal processes in galactic and extragalactic sources. — San Francisco: W. H. Freeman, 1970. — 269 pp.

125. *Hou X., Smith D.A., Guillemot L. et al.* Six faint gamma-ray pulsars seen with the Fermi Large Area Telescope // *Astronomy and Astrophysics*. — 2014. — Vol. 570. — P. A44.
126. *Smith D.A., Guillemot L., Kerr M. et al.* Gamma-ray pulsars with Fermi // *arXiv:1706.03592v1*. — 2017.
127. *Laffon H., Smith D.A., Guillemot L.* New pulsars detected in gamma-rays with the Fermi-LAT // *arXiv:1502.03251v2*. — 2015.

Список рисунков

0.1	Открытие пульсаров в Кембриджской обсерватории	6
0.2	Первая запись радиоизлучения пульсара PSR B1919+21 на радиотелескопе ДКР-1000 ФИАН	7
0.3	Принцип работы пульсара	13
0.4	Модель магнитосферы пульсара, предложенная Голдрайхом и Джулианом.	15
0.5	Внешний зазор в магнитосфере.	16
0.6	Скорость обнаружения пульсаров, отсортированных по обсерватории или классу	21
1.1	Распределения периодов в 4 группах пульсаров	37
1.2	Распределения производных периода	38
1.3	Распределения индукции магнитного поля на поверхности НЗ	40
1.4	Распределения скорости потери энергии вращения нейтронной звездой	42
1.5	Индукции магнитного поля на световом цилиндре	43
2.1	Распределение монохроматической радиосветимости на частоте 1400 МГц	48
2.2	Распределение плотностей потока на 1400 МГц для радио-громких гамма-пульсаров	49
2.3	Распределение расстояний до радио-громких гамма-пульсаров	51
2.4	Зависимость между светимостью пульсара и каталожной светимостью для пульсаров с $P < 0.1$ сек и $P > 0.1$ сек	52
2.5	Распределение светимостей для радиопульсаров	54
2.6	Зависимость между гамма-светимостью пульсара и магнитным полем на световом цилиндре в двух группах пульсаров	56
2.7	Расположение двух областей с нулевым зарядом в наклонном ротаторе с дипольным полем	57
2.8	Два решения уравнения 2.14 при разных значениях угла β	58
2.9	Распределения эффективности перекачки энергии вращения в гамма-излучение (к.п.д.)	59
2.10	Зависимость гамма-светимости пульсаров от их радиосветимости . .	60

2.11	Зависимость гамма-светимости пульсаров от скорости потерь энергии вращения	61
3.1	Рентгеновский спектр J1836+5925 в сравнении со спектром Геминги	66
3.2	Отношение сигнал/шум для интегрального импульса в зависимости от меры дисперсии за 1 января 2018 года	68
3.3	Максимальное отношение сигнал/шум для интегрального импульса в зависимости от меры дисперсии по данным 6-дневных наблюдений в мае 2021 г.	69
3.4	Радиоспектр пульсара J1836+5925	70
4.1	Распределение расстояния для радио-громких рентгеновских пульсаров	73
4.2	Зависимость $\frac{dE}{dt}$ от d для радиопульсаров с зарегистрированным высокоэнергичным излучением, радиопульсаров без зарегистрированного жесткого излучения и для рентгеновских радиопульсаров, исключая пульсары в шаровых скоплениях	74
4.3	Связь между магнитным полем на световом цилиндре и расстоянием	75
4.4	Связь между рентгеновской светимостью и скоростью потери вращательной энергии	77
4.5	Модель магнитосферы	80
4.6	Сравнение наблюдательной и теоретической рентгеновской светимости	81
4.7	Функция распределения плазмы по лоренц-факторам в магнитосфере пульсара	82
4.8	Зависимость светимости рентгеновского излучения от магнитного поля на световом цилиндре	83
4.9	Сравнение рентгеновской и гамма-светимости и потоков в этих диапазонах	84

Список таблиц

1	Радио параметры для построения радиоспектра пульсара J1836+5925	71
2	Гамма-громкие радиопульсары	105
3	Радиотихие гамма-пульсары	108
4	Выборка радиопульсаров, излучающих в рентгеновском диапазоне .	110
5	Радиопульсары с ожидаемым гамма-излучением	113
6	Гамма-пульсары с ожидаемым радиоизлучением	117

Приложение А

Анализируемые выборки

Таблица 2 — Радиогромкие гамма-пульсары

	PSR J	P мсек	$\frac{dP}{dt}$	dist кпк	$R_{lum1400}$ мЯн $\times$ кпк ²	B_s Гс	$\dot{E}$ эрг/сек	B_{lc} Гс
1	J0030+0451	4.87	1.02E-20	0.32	0.06	2.25E+08	3.50E+33	1.83E+04
2	J0106+4855	83.16	4.28E-16	3.06	0.07	1.91E+11	2.90E+34	3.11E+03
3	J0205+6449	65.72	1.94E-13	3.2	0.46	3.61E+12	2.70E+37	1.19E+05
4	J0248+6021	217.09	5.51E-14	2	54.8	3.50E+12	2.10E+35	3.21E+03
5	J0358+5413	156.38	4.39E-15	1	23	8.39E+11	4.50E+34	2.06E+03
6	J0534+2200	33.39	4.21E-13	2	56	3.79E+12	4.50E+38	9.55E+05
7	J0538+2817	143.16	3.67E-15	1.3	3.21	7.33E+11	4.90E+34	2.34E+03
8	J0540-6919	50.57	4.79E-13	49.7	59.28	4.98E+12	1.50E+38	3.61E+05
9	J0630-2834	1244.42	7.12E-15	0.32	3.27	3.01E+12	1.50E+32	1.47E+01
10	J0631+1036	287.80	1.05E-13	2.1	3.97	5.55E+12	1.70E+35	2.18E+03
11	J0659+1414	384.93	5.49E-14	0.29	0.22	4.65E+12	3.80E+34	7.65E+02
12	J0742-2822	166.76	1.68E-14	2	104	1.69E+12	1.40E+35	3.43E+03
13	J0826+2637	530.66	1.71E-15	0.32	1.02	9.64E+11	4.50E+32	6.05E+01
14	J0835-4510	89.33	1.25E-13	0.28	82.32	3.38E+12	6.90E+36	4.45E+04
15	J0953+0755	253.07	2.30E-16	0.26	6.81	2.44E+11	5.60E+32	1.41E+02

(продолжение)								
16	J1024-0719	5.16	1.86E-20	1.22	0.45	3.13E+08	5.30E+33	2.13E+04
17	J1028-5819	91.40	1.61E-14	1.42	0.48	1.23E+12	8.30E+35	1.51E+04
18	J1048-5832	123.73	9.61E-14	2.9	76.53	3.49E+12	2.00E+36	1.73E+04
19	J1057-5226	197.11	5.84E-15	0.09	0.04	1.09E+12	3.00E+34	1.33E+03
20	J1103-5403	3.39	3.70E-21	1.68	0.51	1.13E+08	3.70E+33	2.72E+04
21	J1119-6127	407.96	4.02E-12	8.4	76.91	4.10E+13	2.30E+36	5.66E+03
22	J1124-5916	135.48	7.53E-13	5	2	1.02E+13	1.20E+37	3.85E+04
23	J1357-6429	166.11	3.60E-13	3.1	5	7.83E+12	3.10E+36	1.60E+04
24	J1400-6325	31.18	3.89E-14	7	12.25	1.11E+12	5.10E+37	3.45E+05
25	J1420-6048	68.18	8.32E-14	5.63	37.72	2.41E+12	1.00E+37	7.13E+04
26	J1509-5850	88.92	9.17E-15	3.37	2.38	9.14E+11	5.10E+35	1.22E+04
27	J1513-5908	151.25	1.53E-12	4.4	27.68	1.54E+13	1.70E+37	4.17E+04
28	J1617-5055	69.36	1.35E-13	4.74	6.07	3.10E+12	1.60E+37	8.70E+04
29	J1709-4429	102.46	9.30E-14	2.6	81.8	3.12E+12	3.40E+36	2.72E+04
30	J1718-3825	74.67	1.32E-14	3.49	20.71	1.01E+12	1.30E+36	2.26E+04
31	J1732-3131	196.54	2.80E-14	0.64		2.38E+12	1.50E+35	2.93E+03
32	J1734-3333	1169.34	2.28E-12	4.46	9.75	5.22E+13	5.60E+34	3.06E+02
33	J1741-2054	413.70	1.70E-14	0.3	0.01	2.68E+12	9.50E+33	3.55E+02
34	J1744-1134	4.07	8.93E-21	0.4	2.03	1.93E+08	5.20E+33	2.68E+04
35	J1803-2137	133.67	1.34E-13	4.4	185.86	4.29E+12	2.20E+36	1.68E+04
36	J1819-1458	4263.21	5.63E-13	3.3		4.96E+13	2.90E+32	6.00E+00
37	J1826-1334	101.49	7.53E-14	3.61	61.25	2.80E+12	2.80E+36	2.51E+04

(продолжение)								
38	J1833-1034	61.88	2.02E-13	4.1	1.19	3.58E+12	3.40E+37	1.42E+05
39	J1907+0602	106.63	8.68E-14	2.37	0.02	3.08E+12	2.80E+36	2.38E+04
40	J1918+1444	1181.02	2.12E-13	1.3	1.69	1.60E+13	5.10E+33	9.12E+01
41	J1930+1852	136.86	7.51E-13	7	2.94	1.03E+13	1.20E+37	3.75E+04
42	J1932+1059	226.52	1.16E-15	0.31	2.76	5.18E+11	3.90E+33	4.18E+02
43	J1939+2134	1.56	1.05E-19	3.5	161.7	4.09E+08	1.10E+36	1.02E+06
44	J1952+3252	39.53	5.84E-15	3	9	4.86E+11	3.70E+36	7.38E+04
45	J2021+3651	103.74	9.57E-14	1.8	0.32	3.19E+12	3.40E+36	2.68E+04
46	J2022+3842	48.58	8.61E-14	10		2.07E+12	3.00E+37	1.69E+05
47	J2030+3641	200.13	6.50E-15	6.95	7.25	1.15E+12	3.20E+34	1.35E+03
48	J2032+4127	143.25	1.13E-14	1.33		1.29E+12	1.50E+35	4.11E+03
49	J2043+2740	96.13	1.27E-15	1.48		3.54E+11	5.60E+34	3.73E+03
50	J2124-3358	4.93	2.06E-20	0.41	0.61	3.22E+08	6.80E+33	2.52E+04
51	J2229+6114	51.62	7.83E-14	3	2.25	2.03E+12	2.20E+37	1.39E+05
52	J2240+5832	139.93	1.54E-14	7.27	142.7	1.48E+12	2.20E+35	5.08E+03

Таблица 3 — Радиотихие гамма-пульсары

	PSRJ	P сек	$\frac{dP}{dt}$	B_s Гс	$\dot{E}$ эрг/сек	B_{lc} Гс
1	J0007+7303	0.3159	3.57E-13	1.08E+13	4.48E+35	3.21E+03
2	J0106+4855	0.08316	4.3E-16	1.91E+11	2.9E+34	3.11E+03
3	J0357+3205	0.4441	1.31E-14	2.43E+12	5.9E+33	2.61E+02
4	J0622+3749	0.33321	2.54E-14	2.95E+12	2.7E+34	7.46E+02
5	J0633+0632	0.2974	7.96E-14	4.92E+12	1.19E+35	1.75E+03
6	J0734-1559	0.15514	1.25E-14	1.4E+12	1.32E+35	3.43E+03
7	J1023-5746	0.11147	3.82E-13	6.62E+12	1.089E+37	4.48E+04
8	J1044-5737	0.13903	5.46E-14	2.79E+12	8.02E+35	9.73E+03
9	J1135-6055	0.1145	7.84E-14	3.05E+12	2.06E+37	1.89E+04
10	J1413-6205	0.10974	2.74E-14	1.76E+12	8.18E+35	1.25E+04
11	J1418-6058	0.11057	1.69E-13	4.38E+12	5.494E+37	3.04E+04
12	J1429-5911	0.11584	3.05E-14	1.9E+12	7.74E+35	1.15E+04
13	J1459-6053	0.10315	2.53E-14	1.63E+12	9.09E+35	1.40E+04
14	J1620-4927	0.17193	1.05E-14	1.36E+12	8.1E+34	2.51E+03
15	J1732-3131	0.19654	2.8E-14	2.38E+12	1.46E+35	2.93E+03
16	J1741-2054	0.4137	1.7E-14	2.68E+12	9.5E+33	3.55E+02
17	J1746-3239	0.19954	6.6E-15	1.16E+12	3.3E+34	1.37E+03
18	J1803-2149	0.10633	1.95E-14	1.46E+12	6.41E+35	1.14E+04
19	J1809-2332	0.14679	3.44E-14	2.27E+12	4.3E+35	6.74E+03
20	J1813-1246	0.04807	1.76E-14	9.3E+11	6.24E+36	7.85E+04
21	J1826-1256	0.11022	1.21E-13	3.7E+12	3.58E+36	2.59E+04
22	J1836+5925	0.17326	1.5E-15	5.16E+11	1.1E+34	9.31E+02
23	J1838-0537	0.14571	4.65E-13	8.39E+12	5.93E+36	2.54E+04
24	J1846+0919	0.22555	9.9E-15	1.51E+12	3.4E+34	1.24E+03
25	J1907+0602	0.10663	8.67E-14	3.08E+12	2.82E+36	2.38E+04
26	J1954+2836	0.09271	2.12E-14	1.42E+12	1.05E+36	1.67E+04
27	J1957+5033	0.37481	6.8E-15	1.65E+12	5.3E+33	2.94E+02
28	J1958+2846	0.29039	2.12E-13	7.94E+12	3.42E+35	3.04E+03
29	J2021+4026	0.26532	5.42E-14	3.85E+12	1.14E+35	1.93E+03
30	J2028+3332	0.17671	4.9E-15	9.38E+11	3.5E+34	1.59E+03
31	J2030+4415	0.22707	6.5E-15	1.23E+12	2.2E+34	9.83E+02

<i>(продолжение)</i>						
32	J2032+4127	0.14325	2.04E-14	1.73E+12	2.73E+35	5.51E+03
33	J2055+2539	0.31956	4.1E-15	1.16E+12	4.9E+33	3.32E+02
34	J2111+4606	0.15783	1.43E-13	4.81E+12	1.44E+36	1.15E+04
35	J2139+4716	0.28285	1.8E-15	7.19E+11	3.1E+33	2.98E+02
36	J2238+5903	0.16273	9.7E-14	4.02E+12	8.88E+35	8.75E+03

Таблица 4 — Радиопульсары с зарегистрированным рентгеновским излучением

	PSRJ	P мсек	$\frac{dP}{dt}$	$R_{lum1400}$ мЯн $\times$ кПК ²	B_s Гс	$\frac{dE}{dt}$ эрг/сек	B_{lc} Гс	log L_x (2-10 кэВ)	log L_x (0.1-2 кэВ)	log L_γ эрг/сек	β град	log L_{calc} эрг/сек
1	J0030+0451	4.87	1.02E-20	0.06	2.25E+08	3.5E+33	1.83E+04	29.88		32.76		30.10
2	J0101-6422	2.57	5.16E-21	0.28	1.17E+08	1.2E+34	6.42E+04		30.04	32.58		30.78
3	J0117+5914	101.44	5.85E-15	0.94	7.80E+11	2.2E+35	7.00E+03	30.34	32.04			31.25
4	J0205+6449	65.72	1.94E-13	0.46	3.61E+12	2.7E+37	1.19E+05	34.08		34.38		33.43
5	J0218+4232	2.32	7.74E-20	8.93	4.29E+08	2.4E+35	3.21E+05	33.20		34.58		32.11
6	J0337+1715	2.73	1.77E-20		2.22E+08	3.4E+34	1.02E+05		30.71			31.22
7	J0358+5413	156.38	4.39E-15	23.00	8.39E+11	4.5E+34	2.06E+03	31.76				30.46
8	J0437-4715	5.76	5.73E-20	3.66	5.81E+08	1.2E+34	2.85E+04	30.19		31.69		30.60
9	J0534+2200	33.39	4.21E-13	56.00	3.79E+12	4.5E+38	9.55E+05	36.65		35.79		34.79
10	J0537-6910	16.12	5.18E-14	0.00	9.25E+11	4.9E+38	2.07E+06	36.11				34.99
11	J0538+2817	143.16	3.67E-15	3.21	7.33E+11	4.9E+34	2.34E+03	29.31				30.52
12	J0540-6919	50.57	4.79E-13	59.28	4.98E+12	1.5E+38	3.61E+05	36.93				34.22
13	J0543+2329	246.00	1.54E-14	21.90	1.97E+12	4.1E+34	1.24E+03		30.61		11	30.32
14	J0633+1746	237.10	1.10E-14		1.63E+12	3.2E+34	1.15E+03	29.33		34.50		30.23
15	J0659+1414	384.89	5.50E-14	0.31	4.66E+12	3.8E+34	7.66E+02	30.26			13	30.19
16	J0751+1807	3.48	7.79E-21	3.94	1.67E+08	7.3E+33	3.71E+04	31.29		32.40		30.50
17	J0826+2637	530.66	1.71E-15	1.02	9.64E+11	4.5E+32	6.05E+01	28.99				28.20
18	J0835-4510	89.33	1.25E-13	86.24	3.38E+12	6.9E+36	4.45E+04	31.86				32.77
19	J0922+0638	430.63	1.37E-14	5.08	2.46E+12	6.8E+33	2.89E+02		30.23		42	29.42
20	J0953+0755	253.07	2.30E-16	5.72	2.44E+11	5.6E+32	1.41E+02	28.62			15	28.45
21	J1012+5307	5.26	1.71E-20	1.57	3.04E+08	4.7E+33	1.96E+04	29.58				30.21
22	J1024-0719	5.16	1.86E-20	2.23	3.13E+08	5.3E+33	2.13E+04	29.09		31.78		30.27
23	J1044-5737	139.03	5.46E-14		2.79E+12	8.0E+35	9.73E+03		29.92			31.74
24	J1048-5832	123.67	9.63E-14	54.66	3.49E+12	2.0E+36	1.73E+04	32.40		35.25	42	32.16
25	J1057-5226	197.11	5.83E-15		1.09E+12	3.0E+34	1.33E+03	29.48		33.63	15	30.23

(продолжение)												
26	J1105-6107	63.19	1.58E-14	4.18	1.01E+12	2.5E+36	3.76E+04	33.55		35.18		32.40
27	J1112-6103	64.96	3.15E-14	28.35	1.45E+12	4.5E+36	4.95E+04		32.78	35.56		32.65
28	J1119-6127	407.96	4.02E-12	56.45	4.10E+13	2.3E+36	5.66E+03	33.13		35.78	12	31.97
29	J1124-5916	135.48	7.53E-13	2.00	1.02E+13	1.2E+37	3.85E+04	34.48		35.23		32.92
30	J1224-6407	216.48	4.95E-15	62.40	1.05E+12	1.9E+34	9.68E+02		31.28		26	30.02
31	J1301-6310	663.83	5.64E-14	0.23	6.19E+12	7.6E+33	1.98E+02		31.48			29.37
32	J1341-6220	193.34	2.53E-13	301.64	7.08E+12	1.4E+36	9.18E+03		31.85		47	31.90
33	J1420-6048	68.18	8.32E-14	28.53	2.41E+12	1.0E+37	7.13E+04	33.33		35.81		33.00
34	J1513-5908	151.25	1.53E-12	18.20	1.54E+13	1.7E+37	4.17E+04	35.32		34.85	6	33.06
35	J1600-3053	3.60	9.50E-21	8.10	1.87E+08	8.1E+33	3.77E+04		30.61	33.23		30.53
36	J1617-5055	69.36	1.35E-13		3.10E+12	1.6E+37	8.70E+04	34.31				33.19
37	J1658-5324	2.44	1.12E-20	0.54	1.67E+08	3.0E+34	1.08E+05		30.23	33.48		31.19
38	J1709-4429	102.46	9.30E-14	49.35	3.12E+12	3.4E+36	2.72E+04	32.58		35.93	16	32.43
39	J1730-2304	8.12	2.02E-20	1.50	4.10E+08	1.5E+33	7.17E+03		30.08			29.62
40	J1731-1847	2.34	2.54E-20	8.45	2.47E+08	7.8E+34	1.80E+05		30.64			31.61
41	J1744-1134	4.07	8.93E-21	0.48	1.93E+08	5.2E+33	2.68E+04	28.97		32.83		30.32
42	J1801-2451	124.92	1.28E-13	12.27	4.04E+12	2.6E+36	1.95E+04	33.37		34.60	15	32.27
43	J1803-2137	133.67	1.34E-13	269.10	4.29E+12	2.2E+36	1.68E+04	32.75			8	32.19
44	J1811-1925	64.67	4.40E-14		1.71E+12	6.4E+36	5.92E+04	34.93				32.81
45	J1816+4510	3.19	4.31E-20		3.75E+08	5.2E+34	1.08E+05		30.32			31.37
46	J1824-2452A	3.05	1.62E-18	60.50	2.25E+09	2.2E+36	7.40E+05	33.56				33.01
47	J1825-0935	769.01	5.25E-14	1.08	6.43E+12	4.6E+33	1.33E+02		30.20		16	29.12
48	J1826-1334	101.49	7.53E-14	27.37	2.80E+12	2.8E+36	2.51E+04	34.51			8	32.35
49	J1832-0836	2.72	8.28E-21	0.72	1.52E+08	1.6E+34	7.08E+04		29.75			30.90
50	J1846-0258	326.57	7.11E-12		4.88E+13	8.1E+36	1.31E+04	36.22				32.55
51	J1856+0113	267.44	2.08E-13	2.07	7.55E+12	4.3E+35	3.70E+03	33.14				31.32
52	J1911-1114	3.63	1.40E-20	0.57	2.28E+08	1.2E+34	4.48E+04		29.81			30.69

(продолжение)												
53	J1932+1059	226.52	1.16E-15	3.46	5.18E+11	3.9E+33	4.18E+02	29.60			19	29.32
54	J1939+2134	1.56	1.05E-19	161.70	4.09E+08	1.1E+36	1.02E+06	32.73		34.15		32.85
55	J1952+3252	39.53	5.84E-15	9.00	4.86E+11	3.7E+36	7.38E+04	33.16		34.82		32.68
56	J2017+0603	2.90	7.99E-21	0.98	1.54E+08	1.3E+34	5.94E+04		30.52	33.99		30.79
57	J2022+3842	48.58	8.61E-14		2.07E+12	3.0E+37	1.69E+05	31.68				33.53
58	J2124-3358	4.93	2.06E-20	0.61	3.22E+08	6.8E+33	2.52E+04	29.77		32.60		30.39
59	J2222-0137	32.82	5.80E-21		4.42E+08	6.5E+30	1.17E+02		28.76			26.96
60	J2229+6114	51.62	7.83E-14	2.25	2.03E+12	2.2E+37	1.39E+05	33.12		34.29		33.40
61	J2337+6151	495.37	1.93E-13	0.69	9.91E+12	6.3E+34	7.64E+02	31.46				30.35

Приложение Б

Радиопульсары с ожидаемым гамма-излучением и гамма-пульсары как потенциальные радиоисточники

Таблица 5 — Радиопульсары с ожидаемым гамма-излучением

	PSRJ	P сек	$R_{lum1400}$ мЯн $\times$ кпк ²	L_γ 10 ³³ эрг/сек
1	J0117+5914	0.101	0.94	15.07 $\pm$ 7.11
2	J0358+5413	0.156	23	58.39 $\pm$ 45.54
3	J0535-6935	0.201	123.5	119.00 $\pm$ 132.49
4	J0538+2817	0.143	3.21	25.35 $\pm$ 13.22
5	J0540-6919	0.051	59.28	87.20 $\pm$ 83.42
6	J0543+2329	0.246	21.9	57.19 $\pm$ 44.13
7	J0614+2229	0.335	6.66	34.54 $\pm$ 20.61
8	J0729-1448	0.252	5.07	30.77 $\pm$ 17.39
9	J0820-3826	0.125	20.91	56.08 $\pm$ 42.84
10	J0834-4159	0.121	5.77	32.50 $\pm$ 18.84
11	J0855-4644	0.065	6.52	34.23 $\pm$ 20.34
12	J0940-5428	0.088	0.1	5.83 $\pm$ 3.80
13	J1015-5719	0.140	6.71	34.65 $\pm$ 20.71
14	J1016-5819	0.088	2.08	21.10 $\pm$ 10.37
15	J1019-5749	0.162	95.05	106.50 $\pm$ 112.42
16	J1020-6026	0.140	1.5	18.37 $\pm$ 8.77
17	J1052-5954	0.181	1.48	18.27 $\pm$ 8.72
18 ^a	J1055-6028	0.100	11.44	43.44 $\pm$ 29.07 (280)
19	J1138-6207	0.118	25.33	60.82 $\pm$ 48.46
20 ^b	J1151-6108	0.102	0.3	9.29 $\pm$ 4.88
21	J1156-5707	0.288	1.54	18.58 $\pm$ 8.89
22	J1248-6344	0.198	13.74	46.94 $\pm$ 32.70
23	J1301-6305	0.185	52.86	83.06 $\pm$ 77.56
24	J1327-6400	0.281	61.12	88.33 $\pm$ 85.06
25 ^b	J1341-6220	0.193	301.17	173.59 $\pm$ 230.42
26	J1359-6038	0.128	190	142.82 $\pm$ 173.31
27	J1400-6325	0.031	12.25	44.71 $\pm$ 30.37
28	J1406-6121	0.213	19.34	54.26 $\pm$ 40.74

(продолжение)				
29	J1412-6145	0.315	23.83	59.27 ± 46.59
30	J1413-6141	0.286	44.59	77.29 ± 69.60
31	J1437-5959	0.062	5.48	31.80 ± 18.25
32	J1512-5759	0.129	280.71	168.49 ± 220.64
33	J1514-5925	0.149	4.15	28.27 ± 15.40
34	J1524-5625	0.078	9.48	40.11 ± 25.78
35	J1538-5551	0.105	8.94	39.13 ± 24.83
36	J1541-5535	0.296	5.88	32.76 ± 19.07
37	J1548-5607	0.171	32.6	67.69 ± 56.97
38	J1601-5335	0.288	2.8	23.93 ± 12.22
39	J1611-5209	0.182	10.44	41.79 ± 27.42
40	J1614-5048	0.232	63.65	89.86 ± 87.27
41	J1632-4757	0.229	7.06	35.40 ± 21.38
42	J1636-4440	0.207	59	87.02 ± 83.17
43	J1637-4553	0.119	13.02	45.88 ± 31.59
44	J1637-4642	0.154	15.1	48.86 ± 34.74
45	J1638-4417	0.118	30.34	65.66 ± 54.41
46	J1638-4608	0.278	6.89	35.04 ± 21.06
47	J1643-4505	0.237	6.34	33.83 ± 19.99
48	J1646-4346	0.232	38.28	72.45 ± 63.14
49	J1702-4306	0.216	6.83	34.91 ± 20.94
50	J1702-4310	0.241	13.44	46.50 ± 32.24
51	J1705-3950	0.319	17.65	52.19 ± 38.41
52	J1715-3903	0.278	6.4	33.96 ± 20.10
53	J1721-3532	0.280	232.76	155.64 ± 196.54
54	J1722-3712	0.236	19.68	54.66 ± 41.20
55	J1723-3659	0.203	18.38	53.10 ± 39.43
56 ^c	J1739-3023	0.114	9.42	$40.00 \pm 25.67 (16.2)$
57 ^d	J1740+1000	0.154	13.92	47.20 ± 32.97
58	J1743-3153	0.193	39.25	73.22 ± 64.16
59	J1755-2534	0.234	3.29	25.62 ± 13.41
60 ^d	J1757-2421	0.234	37.96	72.19 ± 62.80
61	J1803-2137	0.134	269.1	165.51 ± 214.97

(продолжение)				
62	J1809-1917	0.083	26.73	62.23 ± 50.16
63	J1815-1738	0.198	5.98	33.00 ± 19.27
64	J1825-1446	0.279	51.95	82.46 ± 76.71
65	J1826-1334	0.101	27.37	62.85 ± 50.93
66	J1828-1057	0.246	3.03	24.74 ± 12.79
67 ^c	J1828-1101	0.072	65.98	91.24 ± 89.28 (140)
68 ^c	J1831-0952	0.067	4.47	29.17 ± 16.10
69	J1833-0827	0.085	72.9	95.18 ± 95.10
70	J1835-0643	0.306	33.28	68.28 ± 57.73
71	J1835-0944	0.145	7.3	35.91 ± 21.84
72 ^c	J1837-0604	0.096	15.99	50.06 ± 36.05 (370)
73	J1838-0453	0.381	14.73	48.34 ± 34.19
74	J1838-0549	0.235	4.76	29.96 ± 16.73
75	J1839-0321	0.239	16.43	50.63 ± 36.68
76	J1841-0345	0.204	20	55.03 ± 41.63
77	J1841-0425	0.186	50.34	81.36 ± 75.19
78 ^d	J1841-0524	0.446	3.43	26.08 ± 13.74
79 ^a	J1843-1113	0.002	0.16	7.12 ± 4.20 (5.4)
80	J1845-0316	0.208	9	39.24 ± 24.94
81	J1850-0026	0.167	79.69	98.84 ± 100.60
82 ^d	J1853-0004	0.101	24.81	60.29 ± 47.82
83	J1853+0056	0.276	3.1	24.98 ± 12.96
84	J1856+0113	0.267	2.07	21.05 ± 10.35
85	J1856+0245	0.081	23.17	58.57 ± 45.76
86	J1857+0143	0.140	15.45	49.33 ± 35.26
87	J1904+0800	0.263	43.16	76.23 ± 68.17
88	J1907+0631	0.324	2.89	24.25 ± 12.44
89	J1907+0918	0.226	19.59	54.55 ± 41.08
90	J1909+0749	0.237	15.53	49.44 ± 35.38
91	J1909+0912	0.223	20.27	55.35 ± 41.99
92	J1913+0832	0.134	40.34	74.08 ± 65.29
93 ^a	J1913+0904	0.163	2.02	20.84 ± 10.21 (34)
94 ^d	J1913+1011	0.036	10.63	42.11 ± 27.74

(продолжение)				
95	J1916+1225	0.227	3.96	27.71 ± 14.97
96	J1917+1353	0.195	47.5	79.39 ± 72.46
97	J1922+1733	0.236	33.24	68.25 ± 57.69
98 ^d	J1925+1720	0.076	1.79	19.80 ± 9.59
99 ^d	J1928+1746	0.069	5.26	31.25 ± 17.79
100	J1930+1852	0.137	2.94	24.43 ± 12.57
101 ^d	J1932+2220	0.144	142.57	126.46 ± 144.93
102	J1934+2352	0.178	9.23	39.66 ± 25.34
103	J1935+2025	0.080	11.15	42.97 ± 28.60
104	J1938+2213	0.166	6.9	35.06 ± 21.08
105	J1948+2551	0.197	47.08	79.09 ± 72.05
106	J2004+3429	0.241	12.78	45.52 ± 31.21
107	J2006+3102	0.164	9.82	40.72 ± 26.37
Комментарии к таблице 5, см. ссылки ^a Hou X., Smith D.A., Guillemot L. et al., [125] ^b Smith D.A., Guillemot L., Kerr M. et al, [126] ^c Laffon H., Smith D.A., Guillemot L., [127] ^d Smith D.A., Bruel, P., Congrad I. et al., [79]				

Таблица 6 — Гамма-пульсары с ожидаемым радиоизлучением

	PSRJ	P сек	$R_{lum1400}$ мЯн $\times$ кпк ²	L_γ 10^{33} эрг/сек	d кпк	S_{1400} мЯн	S_{111} мЯн
1	J0007+7303	0.316	8.90	94	1.4	4.5	203.4
2	J0633+1746	0.237	5.35	31.7	0.25	85.6	3835.7
3	J1418-6058	0.111	8.81	92	1.6	3.4	154.2
4	J1732-3131	0.197	2.91	8.6	0.64	7.1	317.9
5	J1809-2332	0.147	11.55	164	1.7	4.0	179.0
6	J2043+2740	0.096	1.98	3.8	1.25	1.3	56.9