

УДК 521.9; 524.3

ПУЛЬСАРНАЯ ШКАЛА ВРЕМЕНИ

© 2019 г. В. Е. Жаров¹, В. В. Орешко², В. А. Потапов²,
М. С. Пширков^{2,3*}, А. Е. Родин², М. В. Сажин³

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пушчинская радиоастрономическая
обсерватория АКЦ ФИАН, Пушино, Россия

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

Поступила в редакцию 10.05.2018 г.; принята в печать 13.09.2018 г.

Рассматривается пульсарная шкала времени, возможности ее реализации, а также возможные приложения к фундаментальной астрономии и физике.

DOI: 10.1134/S0004629919020099

1. ВВЕДЕНИЕ

Во Введении мы кратко рассмотрим хронометрию — науку об измерении времени или временных интервалов. Для изучения многих астрономических и физических процессов необходимо знать момент времени наблюдения (его эпоху), а также длительность события. Самые ценные и дорогостоящие наблюдения могут оказаться бесполезными, если не будет известно, к какому моменту времени их отнести.

Определение момента и промежутка времени требует введения шкалы времени, т.е. выбора некоторого физического или астрономического процесса, а также задание единицы измерения времени. Промежуток между событиями определяется разностью эпох, которая измеряется в принятых единицах времени. Единица времени назначается по соглашению как некоторое число периодов физического или астрономического процесса.

В современной астрономии определены и используются следующие шкалы времени [1]: 1) солнечного времени; 2) звездного времени; 3) эфемеридного (динамического) времени; 4) атомного времени. В последнее время активно обсуждаются возможности использования радиопульсаров для установления новой динамической шкалы времени.

Время — физическая величина, которая может быть очень точно измерена современными часами. Вначале кратко рассмотрим самые общие свойства процесса измерения времени. Лучшие часы, созданные на основе современных квантовых законов

и массово используемые в лабораториях и обсерваториях, имеют точность порядка 10^{-14} (определение точности часов будет дано ниже). Вскоре могут быть созданы часы, которые на интервале в несколько часов имеют точность вплоть до 10^{-18} .

Лабораторные часы основаны на осцилляторах различной природы, которые являются динамическими системами с колебаниями. В таких системах по крайней мере один из параметров является периодической функцией, период которой мы обозначим P . Сопоставим этому периоду частоту осциллятора $f = 1/P$. В каждом осцилляторе существуют диссипативные процессы, которые уменьшают энергию колебаний. Диссипативные процессы можно определить одним параметром — добротностью системы Q .

Осциллятор может колебаться только с частотой, которая близка к собственной частоте осциллятора f_0 , значение которой определяется физической природой осциллятора. Осциллятор можно раскачать вынуждающей силой, причем максимум запасенной энергии достигается, когда частота вынуждающей силы в точности равна собственной частоте осциллятора, которая называется также резонансной частотой. Для других частот $f = f_0 + \Delta f$ амплитуда вынужденных колебаний меньше, меньше также и запасенная энергия. Амплитуда осциллятора как функция частоты вынуждающей силы описывается, как правило, гауссовой кривой, центрированной вокруг собственной частоты f_0 . Добротность осциллятора определяется как $Q = f_0/\Delta f$. Если мы возбудим осциллятор и отключим возбуждающую силу, то из-за диссипативных

*E-mail: pshirkov@gmail.com

процессов колебания начнут затухать с характерной зависимостью $e^{-t/\tau}$, где величина τ называется временем затухания и равна $\tau = f_0/Q = 1/\Delta f$.

Со случайными и систематическими вариациями частоты осциллятора связаны две важнейшие характеристики:

1) Нестабильность осциллятора, которая характеризуется наличием случайных вариаций собственной частоты f_0 . Это приводит к тому, что показания часов, реализованных с помощью этого осциллятора, с ходом времени все более расходятся с показаниями идеальных часов.

2) Точность, которая характеризуется погрешностью частоты Δf из-за настройки осциллятора. То есть его истинная частота f'_0 отличается от номинальной f_0 и равна $f'_0 = f_0 + \Delta f$. Это вызывает равномерно нарастающее отличие от показаний идеальных часов.

Для реализации обоих свойств требуется высокая добротность осциллятора.

В качестве лабораторных высокоточных часов иногда используются кварцевые часы (точность таких часов в настоящее время не является удовлетворительной, и они выходят из использования), широко используются рубидиевые, цезиевые атомные стандарты частоты, а также водородные часы. Последние обладают точностью $\sim 10^{-14}$ и нестабильностью $\sim 5 \times 10^{-15}$ в сутки и сейчас массово используются в большинстве астрономических обсерваторий. Создано несколько атомных стандартов частоты с лазерным охлаждением. Считается, что в таких стандартах частоты и времени можно достигнуть точности и нестабильности вплоть до 10^{-17} . Недавно создан ультрастабильный лазер, который стабилизирован кремниевым резонатором Фабри-Перо, охлажденным до 124 К. Частотная стабильность лазера полностью определяется фундаментальным броуновским шумом зеркальных покрытий. Достигнута нестабильность $\sim 4 \times 10^{-17}$ на интервале времени интегрирования от 0.8 с и до нескольких десятков секунд [2].

Можно ожидать, что в течение ближайшего десятилетия технологически достижимыми величинами станут нестабильность и точность часов на уровне 10^{-17} на интервале времени интегрирования от десятков секунд или даже часов.

Следует также обсудить определение секунды (единицы измерения времени) в системе СИ. Надо различать понятия точности и стабильности часов, а также эталон времени. Слово “точность” применительно к стандарту частоты означает, что частота генератора связана с определением секунды СИ.

Это определение в настоящее время формулируется как промежуток времени, в течение которого совершается 9 192 631 770 колебаний, соответствующих частоте излучения атома цезия ^{133}Cs при резонансном переходе между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома цезия при отсутствии внешних магнитных полей на уровне моря [3]. Возможно, что в будущем это определение секунды может быть заменено другим определением. Хотя любое новое определение обязательно будет тесно связано с предполагаемой неизменностью фундаментальных констант [4].

Астрономические часы представляют собой периодические процессы в космосе. В отличие от лабораторных часов они не могут контролироваться исследователями, поэтому для использования астрономических часов необходимы теория соответствующего периодического процесса и выбор единицы времени (как правило, единицей времени является период соответствующего процесса). В астрономии исчисление времени чаще всего называется шкалой времени. Как уже говорилось, в современной астрономии используют несколько астрономических шкал времени: солнечное время, звездное время и динамическое или эфемеридное время. В последнее время активно обсуждаются возможности использования радиопульсаров для установления новой динамической шкалы времени.

В 2017 г. мы отметили 50-летие открытия первого пульсара, а в 2018 г. отмечаем юбилей публикации статьи о первом пульсаре [5]. Вскоре после этого были обнаружены другие пульсары, было также обнаружено удивительное свойство их импульсов, которое является очень важным для нашей задачи, — расхождение в периоде повторения между импульсами было не более 5–10% [6]. Пульсары оказались источниками с удивительно стабильными характеристиками периода следования импульсов. Сейчас известно более двух тысяч пульсаров, расположенных в нашей Галактике. 280 пульсаров входят в двойные звездные системы [7]. Из них около двадцати пульсаров входят в двойные системы, состоящие из двух нейтронных звезд.

Все пульсары обладают рядом одинаковых характеристик, основной из которых является радиоизлучение в виде периодической последовательности импульсов (рис. 1).

Интенсивность импульсов меняется, иногда наблюдается их полное отсутствие. Тем не менее моменты прихода импульсов подчиняются периодическому закону с высокой стабильностью периода, несмотря на изменение амплитуды импульсов. При сложении многих импульсов синхронно с периодом пульсара формируется средний профиль импульса пульсара, который является очень стабильным и

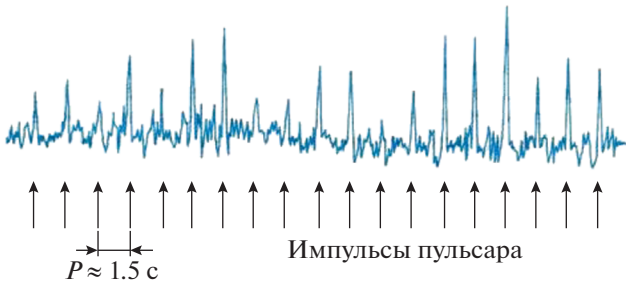


Рис. 1. Пример записи импульсов пульсара. Период между импульсами 1.5 с.

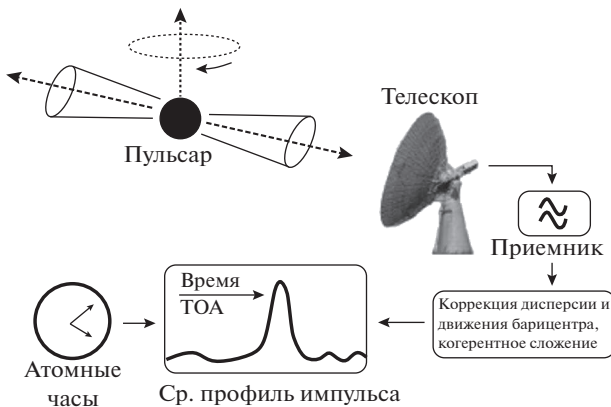


Рис. 2. Схематически показан процесс наблюдения пульсара и формирование среднего импульса.

имеет характерную для данного пульсара форму (рис. 2).

Пульсары обозначаются буквами PSR (сокращение слова pulsar, Pulsating Source of Radio), за которыми следует иногда еще одна буква: латинская буква “В” означает, что координаты берутся на эпоху 1950 г.; латинская буква “J” означает, что координаты берутся на эпоху 2000 г. За ними следуют цифры, обозначающие координаты пульсара (прямое восхождение и склонение) и состоящие из двух или более цифр, например, PSR B1937+21. Периоды пульсаров P варьируются от 8.51 с для пульсара PSR J2144–3933 до 1.4 мс для пульсара PSR J1748+244.

Согласно общепринятой модели пульсары представляют собой нейтронные звезды, одиночные или входящие в двойные звездные системы. Для пульсаров, которые входят в двойные звездные системы, возможно измерение массы. Массы нейтронных звезд, которые входят в двойные системы типа “нейтронная звезда — белый карлик”, варьируются в пределах от 1.2 до 2 масс Солнца. В двойных звездных системах, состоящих из двух нейтронных звезд, интервал масс составляет 1.1–1.6 масс Солнца [8]. Радиус нейтронных звезд

известен приближенно и в различных моделях меняется от 10 км до 20 км [6].

Современная модель пульсара представляет собой вращающуюся нейтронную звезду, которая обладает сильным магнитным полем (вплоть до 10^{14} гаусс), причем ось магнитного поля не совпадает с осью вращения. При этом радиоизлучение генерируется в пределах узкого конуса. При вращении звезды наблюдатель периодически будет фиксировать излучение с периодом вращения пульсара. У осциллятора, которым является пульсар, будут потери энергии на излучение. Эта диссипация энергии приводит к тому, что период пульсара уменьшается. Из-за гигантской энергии, запасенной во вращении нейтронной звезды, наблюдаемая скорость изменения периода импульсов очень мала и составляет

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} \propto 10^{-15} - 10^{-21},$$

что указывает на высокую добротность пульсара как физического осциллятора.

Высокая стабильность суммарного импульса пульсара, а также большая добротность пульсаров как осцилляторов указывают, что пульсары удовлетворяют всем требованиям, предъявляемым к временным стандартам или к шкалам времени. Для объективности отметим, что на пути к обоснованию и установлению пульсарной шкалы времени существует достаточно много трудностей.

Например, в отличие от лабораторного источника точной частоты, частота природного астрофизического источника определяется некоторым стохастически распределенным начальным периодом, который вместе с некоторыми дополнительными процессами сформировался в процессе эволюции звезды в ее нынешнем состоянии. Кроме того, как мы увидим ниже, требуется проводить тщательный контроль земных часов, чтобы определить все потенциальные источники систематических неопределенностей. Это невозможно сделать с астрономическими источниками.

Несмотря на эти трудности и внутреннюю нестабильность пульсаров, наблюдения, полученные от согласованного ансамбля пульсаров, могут оказаться очень полезными, чтобы обеспечить доступную и очень стабильную шкалу времени на длительном интервале — более десяти лет, а возможно и несколько сотен лет. В свете этой возможности, безусловно, следует изучать потенциальную стабильность этих астрофизических источников. Массивы хронометрических наблюдений пульсаров могут потенциально обеспечить экстремально стабильную долговременную шкалу времени.

2. ШКАЛА ВРЕМЕНИ, ОСНОВАННАЯ НА ПУЛЬСАРАХ

Сразу после обнаружения периодических сигналов от пульсаров появились предложения использовать их как космические часы [9]. В какой-то мере в качестве стандарта времени пульсары предлагались вместо процессов вращения Земли вокруг своей оси и обращения Земли вокруг Солнца — именно в это десятилетие данные процессы уступали свое место атомным стандартам частоты и времени.

Конечно, первые полуинтуитивные подходы, направленные на использование пульсаров в качестве первичных стандартов частоты и времени, не имели под собой на конец 1960-х ни технологического, ни научного обоснования и были исключительно спекулятивными. Однако в течение нескольких лет они были подкреплены результатами наблюдений радиопульсаров, которые подтвердили предположение о высокой стабильности следования импульсов пульсара, основанное на модели пульсара как быстровращающейся нейтронной звезды с огромным моментом инерции. Наблюдения пульсаров начали активно проводиться в ряде обсерваторий, обладающих крупными радиоастрономическими инструментами, в частности, одни из первых в мире наблюдений индивидуальных импульсов пульсара В1919+21 были проведены на Радиоастрономической станции ФИАН в Пушкино (в настоящее время Пушкинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН) с использованием диапазонного крестообразного радиотелескопа ДКР-1000.

В первые несколько лет число наблюдаемых пульсаров было сильно ограничено из-за слабости их излучения, а также из-за неразвитости приемной аппаратуры и техники обработки наблюдений. Затем была быстро развита техника наблюдений, использующая особенности излучения пульсаров, — высокую временную стабильность следования импульсов и стабильность их формы. Синхронное с периодом накопление сигнала стало основой метода хронометрирования (timing в англоязычной литературе) пульсаров. Суть метода хронометрирования заключается в точной регистрации моментов прихода импульсов (МПИ) пульсара в точку наблюдения. Для проведения подобных наблюдений было необходимо разработать модели временного поведения МПИ, вызванного вековым замедлением вращения пульсара из-за потерь на излучение электромагнитных волн и релятивистских частиц математических моделей, описывающих вариации МПИ, вызванные относительным движением пульсара и наблюдателя, а также относительным движением пульсара и наблюдатель.

Первые модели имели феноменологический характер и не учитывали многие эффекты, что не позволяло производить точную экстраполяцию МПИ пульсаров в точку наблюдения на достаточно длительных временах. С развитием техники хронометрирования был разработан ряд реалистичных моделей, которые опирались на все более высокоточные эфемериды движения тел Солнечной системы и теории движения Земли, а также теории движения пульсара в двойной системе. К 1980-м годам хронометрирование пульсаров достигло того уровня точности, когда возникла необходимость в использовании релятивистских формул, описывающих движение пульсара и тел Солнечной системы, оперативных данных о вращении Земли, а также релятивистских формул преобразования шкал времени.

Тем не менее сравнительно низкая стабильность известных на начало того десятилетия пульсаров не позволяла использовать пульсары в качестве хранителей времени с качеством, приближающимся к атомным стандартам. В 1982 г. был открыт пульсар В1937+21 — первый представитель нового класса миллисекундных пульсаров с периодом собственного вращения порядка нескольких миллисекунд [10], которые обладают более чем на два порядка более высокой стабильностью следования МПИ, чем секундные пульсары. Это позволило говорить о микросекундных точностях определения и экстраполяции МПИ пульсаров, а также о возможности достижения на длительных временах относительной нестабильности пульсарного времени, сравнимой с нестабильностью атомных шкал (о численных характеристиках нестабильности см. ниже в разделе 4).

Необходимо отметить фундаментальное различие идей, лежащих в основе построения пульсарного и атомного времени. Атомное время является реализацией идеального земного координатного времени ТТ (Terrestrial Time), которая строится из показаний часов в различных лабораториях. Атомное время, таким образом, реализуется набором стандартов, находящихся в неинерциальной системе отсчета, показания которых регистрируются в ней же. Качество стандартов оценивается по согласованности их со всеми остальными, построение групповой шкалы происходит путем усреднения по ансамблю. Наилучшая с точки зрения достижения минимальной относительной нестабильности на длительных временах реализация времени — шкала ТТ(ВІРМ) (Bureau International des Poids et Mesures) — ежегодно создается путем апостериорного анализа данных, полученных рядом национальных эталонов. Расхождение текущего международного атомного времени ТАІ и ТТ(ВІРМ) служит мерой нестабильности шкалы ТАІ (Temps Atomique International).

Опорные источники пульсарного времени расположены далеко от Земли — пульсарное время является реализацией барицентрического координатного времени (TCB Time Coordinate Barycentric) в барицентре Солнечной системы, реализуемой на основе галактических источников электромагнитного излучения, используемых в качестве первичных стандартов. Пульсарное хронометрирование использует опорную шкалу атомного времени и сейчас мерой качества реализации пульсарного времени (PT — Pulsar Time) является относительная нестабильность, рассчитываемая по вариациям рядов остаточных отклонений (ОУ) МПИ пульсаров. Опорной шкалой для определения МПИ служит земная шкала атомного времени, реализованная на поверхности геоида, это означает, что реализация PT требует включения в модель, кроме параметров пульсаров, также параметров, связанных с движением тел Солнечной системы и вращением Земли.

Таким образом, пульсарное время можно рассматривать как дополнительное к земному атомному времени ТАИ астрономическое время, которое может служить для независимой оценки хода ТАИ на длительных интервалах времени, а также для тестирования аналитических и численных теорий движения Земли, тел Солнечной системы и формул преобразования релятивистских шкал времени.

С практической точки зрения привлекательным качеством пульсарного времени, как и всех астрономических времен, является его независимость от земных стандартов, что позволяет в течение длительного времени использовать его автономно, что особенно интересно при эксплуатации космических аппаратов (КА), в частности, пульсарное время может применяться для решения задач космической навигации, особенно на значительном удалении от Земли.

Обычно моменты прихода импульсов определяют, вписывая принимаемый средний импульс в стандартный средний (или шаблонный) профиль по определенному алгоритму. Для высокой точности измерения времени прихода важно, чтобы форма среднего импульса была стабильной. Этому добиваются суммированием нескольких сотен или тысяч импульсов (для ярких пульсаров), а в случае слабых пульсаров — нескольких миллионов импульсов. Находя корреляцию между шаблонным импульсом и текущим средним импульсом, можно определить фазу импульса с точностью до 10^{-5} , по крайней мере, для ярких пульсаров. Это, в свою очередь, означает, что положение текущего среднего импульса можно измерить с точностью вплоть до $P \times 10^{-5}$. В случае миллисекундных пульсаров такая точность соответствует долям микросекунд.

Для вычисления моментов прихода импульсов по фазе необходимо задать начальную эпоху.

Обычно в этом качестве выбирается момент начала накопления импульсов. Для детального изучения временного процесса следует использовать атомные стандарты времени. На интервале наблюдений, соответствующем времени накопления (от нескольких секунд до нескольких часов) такие стандарты обеспечивают необходимую временную точность. Преобразование времени прихода импульса от местного стандарта частоты в шкалу ТАИ выполняется по стандартным правилам, описанным, например, в книге [1]. Далее время прихода требуется преобразовать в шкалу барицентрического времени TDB (Barycentric Dynamic Time) нашей Солнечной системы.

Наблюдатель в барицентре Солнечной системы по времени прихода импульса может вычислить его номер:

$$N(t) = N_0 + f_0(t - t_0) + \quad (1) \\ + 1/2df_0/dt(t - t_0)^2 + 1/6d^2f_0/dt^2(t - t_0)^3 \dots,$$

Здесь N_0 — номер импульса в начальную эпоху t_0 , $f_0 = 1/P_0$, df_0/dt , d^2f_0/dt^2 — частота, первая производная частоты и вторая производная частоты пульсара в эту эпоху. В идеальном случае, когда t_0 совпадает с временем прибытия импульса, а частота, производная от частоты и вторая производная от частоты точно известны, $N(t)$ и N_0 являются целыми числами.

Однако наблюдатель находится в системе, которая не является инерциальной. Поскольку телескопы находятся на Земле, которая вращается вокруг своей оси и движется вокруг Солнца, необходимо сделать преобразования в инерциальную систему координат Солнечной системы. Кроме того, необходимо провести редукции, связанные с распространением импульса от пульсара в межзвездной плазме. Очень точное измерение времени прихода импульсов предполагает, что мы знаем законы распространения импульсов электромагнитного излучения в 4-мерном пространстве-времени.

Момент прихода импульса t в барицентр Солнечной системы связан с моментом прихода импульса t_{obs} в точку r_{obs} , в которой находится наблюдатель, уравнением

$$t - t_{\text{obs}} = (\mathbf{kr}_{\text{obs}})/c - |\mathbf{kr}_{\text{obs}}|^2/2cR + \quad (2) \\ + \delta t_{\text{rel}} + \delta t_{\text{disp}} + \delta t_{\text{ion}} + \delta t_{\text{trop}}.$$

Первый член в правой части уравнения называется задержкой Ремера и связан с конечной скоростью распространения света, второй член возникает из-за сферичности фронта электромагнитной волны пульсара, который расположен на расстоянии R от наблюдателя. Третье слагаемое возникает из-за действия релятивистских поправок в распространении света (гравитационная задержка или задержка Шапиро), δt_{disp} , δt_{ion} — задержки

импульса при распространении его в межзвездной плазме и ионосфере Земли, $\delta t_{\text{трор}}$ возникает из-за распространения импульса в тропосфере Земли.

Уравнение (1) устанавливает взаимную и однозначную связь между номером импульса и временем его прихода в барицентр Солнечной системы. Поэтому уравнение (1) может считаться определением пульсарной шкалы времени [1].

Это уравнение можно переписать в виде

$$t_N = t_0 + P_0(N - N_0) + 1/2P_0dP_0/dt(N - N_0)^2 + 1/6(P_0(dP_0/dt)^2 + P_0^2d^2P_0/dt^2)(N - N_0)^3 + R(t). \quad (3)$$

Так, пульсарная шкала времени была определена в работах [11–13]. В работе [13] впервые было введено понятие “пульсарная шкала времени” (в дальнейшем будем использовать аббревиатуру ПШВ). Здесь P_0 , dP_0/dt — период пульсара и его производная в начальный момент времени. $N - N_0$ есть разница между текущим номером импульса и первым наблюдаемым импульсом. В отличие от уравнения (1) здесь добавлен еще один член. Это так называемые остаточные отклонения МПИ — разность между зарегистрированным моментом прихода импульса и моментом прихода, предсказанным на основании полинома третьей степени. Эта разность обычно обозначается $R(t)$, она зависит от влияния эффектов, которые не входят в модель полинома, в том числе от уровня нестабильности вращения пульсара (следует упомянуть, что кубический член является значимым лишь для нескольких пульсаров, для большинства пульсаров в разложение включается лишь квадратичный член).

Ход пульсарной шкалы времени относительно местного стандарта времени может быть определен по формуле (3). В статье [13] также было отмечено, что для целей практического использования шкалы пульсарного времени необходимо ввести “пульсарную секунду”, которая может быть определена как

$$\text{Пульсарная секунда} = mP_0, \quad (4)$$

причем коэффициент m выбирается таким образом, чтобы длительность “пульсарной секунды” была как можно ближе к длительности секунды ТАИ.

Следует заметить, что идея создания пульсарной шкалы времени высказывалась независимо несколько раз (см., например, [14, 15]).

3. ГРУППОВАЯ ШКАЛА ПУЛЬСАРНОГО ВРЕМЕНИ

В природе не существует идеального пульсара. Пульсар как сложный физический объект обладает собственными нерегулярностями вращения. Это приводит к тому, что во временном ряде поправок хода земных часов относительно пульсарной шкалы на вариации хода часов накладываются собственные шумы вращения пульсара, что значительно усложняет анализ поправок.

Для уменьшения влияния нерегулярностей вращения индивидуального пульсара на шкалу времени используют классический подход усреднения возможно большего количества шкал времени. При этом по умолчанию принимается, что вариации вращения разных пульсаров не коррелированы между собой. Алгоритм формирования групповой шкалы включает в себя вычисление взвешенного среднего $\sum_i w_i \Delta t_i \approx s(t)$, где w_i — относительный вес, приписываемый i -му пульсару.

В простейшем случае, когда вариации вращения пульсаров и стандарта частоты представляют собой белый шум, веса выбираются в соответствии с теорией усреднения неравноточных данных пропорциональными $w_i \sim \frac{1}{\sigma_i^2}$, где σ_i — среднеквадратичное отклонение измеряемой величины от среднего значения. В случае длительных рядов наблюдений шум не всегда можно считать белым, что дает возможность применять различные методы взвешивания данных.

Можно пойти еще дальше и применить для выделения сигнала $s(t)$ методы цифровой обработки. Например, в работах [16–18] предложен метод построения групповой пульсарной шкалы, основанный на применении винеровского фильтра.

Метод винеровской фильтрации заключается в оценивании сигнала $s(t)$, если даны измерения Δt и ковариационная функция сигнала. В развитом в работах [16, 18] подходе задача восстановления случайного сигнала решается в условиях недостатка априорной информации, так как ковариационная функция сигнала априори неизвестна и оценивается из самих наблюдательных данных путем кросс-корреляции всех данных между собой. Принимается естественное предположение, что вариации хода часов (оцениваемый сигнал) и вариации вращательной фазы пульсара (аддитивный шум) не коррелированы между собой.

Групповая пульсарная шкала (оцениваемый сигнал) $s(t)$ вычисляется по следующей формуле

$$s(t) = \frac{2}{M(M-1)} \sum_{m=1}^{\frac{M(M-1)}{2}} m Q_{ss} \times \sum_{i=1}^M i w^i Q_{rr}^{-1} \cdot i \Delta t,$$

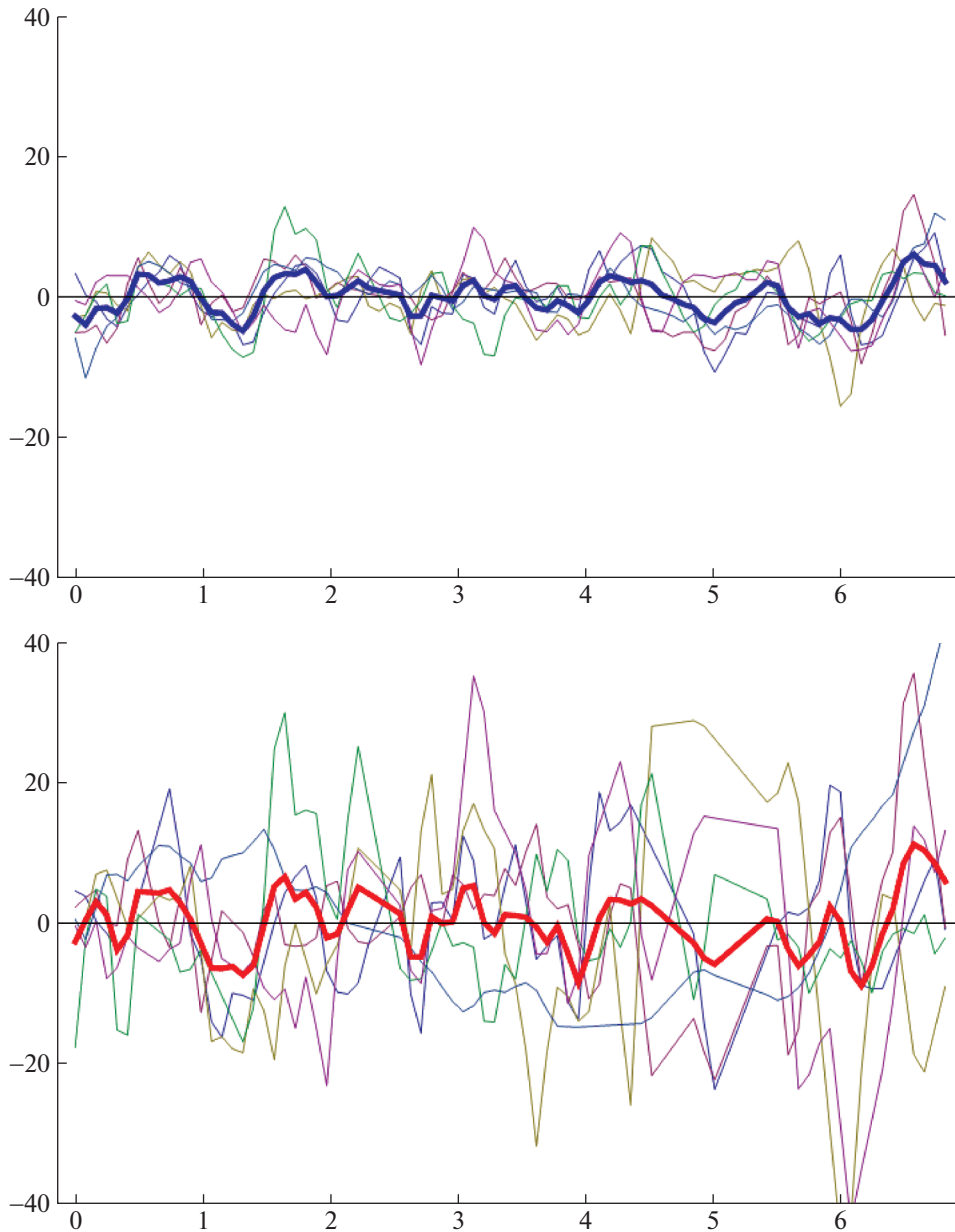


Рис. 3. Барицентрические остаточные уклонения моментов приходов импульсов шести миллисекундных пульсаров в мкс. По горизонтальной оси время в годах от момента 1998.5. Нижний график: усреднение методом взвешенного среднего, верхний график: перед усреднением данные пропущены через винеровский фильтр.

где M — число пульсаров, ${}^m Q_{ss}$ — автоковариационная матрица сигнала, ${}^i Q_{rr}$ — автоковариационная матрица остаточных уклонений ${}^i \Delta t$, ${}^i w = k/\sigma_i^2$ — относительный вес i -го пульсара, σ_i — среднеквадратичное отклонение величины ${}^i Q_{rr}^{-1} \cdot {}^i \Delta t$ ($i = 1, 2, \dots, M, m = 1, 2, \dots, M(M-1)/2$). Матрицы ${}^m Q_{ss}$ и ${}^i Q_{rr}$ строятся как теплицевы матрицы из соответствующих ковариационных функций.

Обратную матрицу ${}^i Q_{rr}^{-1}$ можно рассматривать как оператор, действующий на остаточные укло-

нения ${}^i \Delta t$ и приводящий их к виду белого шума (т.н. выбеливающий фильтр). Далее веса ${}^i w = k/\sigma_i^2$ вычисляются уже в соответствии с дисперсией величины ${}^i Q_{rr}^{-1} \cdot {}^i \Delta t$ ($i = 1, 2, \dots, M$). Величина $\frac{2}{M(M-1)} \sum_{m=1}^{M(M-1)/2} {}^m Q_{ss}$, ($m = 1, 2, \dots, M(M-1)/2$) представляет собой среднюю по всем парам пульсаров кросс-корреляционную функцию сигнала $s(t)$. Таким образом, главное отличие метода винеровской фильтрации от взвешенного сред-

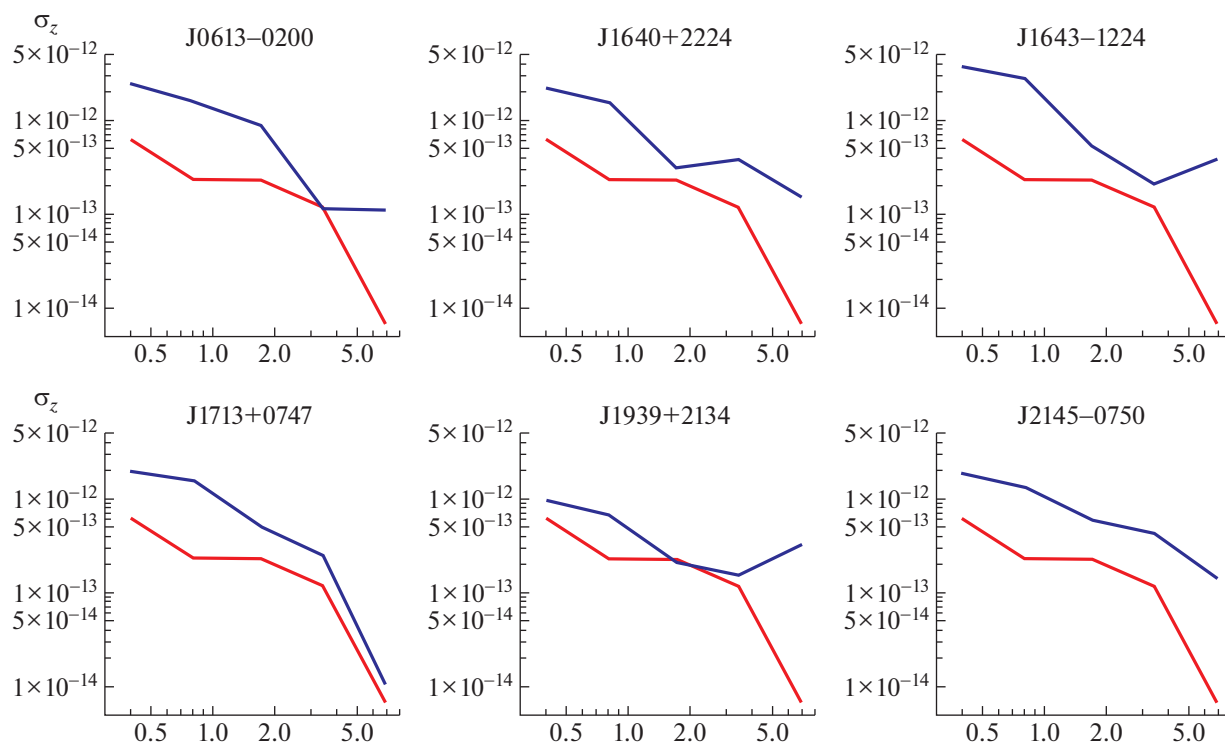


Рис. 4. Относительная нестабильность вращения шести миллисекундных пульсаров. Нижняя кривая — относительная нестабильность групповой шкалы. По горизонтальной оси отложен интервал времени в годах.

него заключается в том, что в первом перед взвешиванием ряды пропускаются через винеровский фильтр, который выделяет общий сигнал, т.е. вариации опорной шкалы времени.

В работах [16–18] показано, что использование винеровского фильтра перед операцией усреднения в несколько раз улучшает точность восстановления сигнала и относительную нестабильность по сравнению с простым методом взвешенного среднего. Рассмотрим, например, наблюдения шести миллисекундных пульсаров, проведенные в 1997–2005 гг. в Калязинской радиоастрономической обсерватории, и применим к ним для построения групповой пульсарной шкалы метод взвешенного среднего и метод винеровской фильтрации.

На рис. 3 показаны остаточные уклонения барицентрических моментов прихода импульсов шести миллисекундных пульсаров, усредненные методом взвешенного среднего (нижний рисунок) и методом винеровской фильтрации. Видно, что точность восстановления даже индивидуальных сигналов, пропущенных через фильтр, улучшилась в несколько раз.

На рис. 4 показана относительная нестабильность вращения шести пульсаров и групповой пульсарной шкалы, построенной на их основе. Видно, что относительная нестабильность на семилетнем интервале улучшилась более чем на

порядок для всех пульсаров, кроме PSR J1713+0747, обладающего уникальной стабильностью вращения. Если проэкстраполировать данный результат на несколько пульсаров, которые имеют индивидуальную нестабильность вращения $\sigma_z < 10^{-15}$, то мы приходим к групповой шкале с $\sigma_z \sim 10^{-16}$ или даже лучше.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ СТАНДАРТОВ ХРАНЕНИЯ ВРЕМЕНИ

Часы содержат в качестве основного элемента стандарт частоты. Дополнение его интегратором и счетчиком импульсов (или фазы) превращает стандарт частоты в часы. Стандарт частоты — это высокостабильный по частоте генератор электромагнитных сигналов в радио или оптическом диапазоне. Одной из самых важных характеристик является нестабильность частоты генератора. Нестабильность частоты определяется дисперсией Аллана, определение которой будет дано ниже.

В идеальном случае на выходе генератора частоты имеется синусоидальный сигнал вида

$$V(t) = V_0 \cos 2\pi\nu_0 t, \tag{5}$$

где ν_0 — номинальная частота генератора. Однако в действительности сигнал представляется выражением

$$V(t) = V_0 \cos [2\pi\nu_0 t + \varphi(t)], \tag{6}$$

где $\varphi(t)$ — фаза, меняющаяся со временем случайным образом. Здесь для простоты мы не рассматриваем флуктуации амплитуды сигнала. Мгновенная частота генератора определяется производной по времени от аргумента $\Phi(t) = 2\pi\nu_0 t + \varphi(t)$ в выражении

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi}{dt} = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt}.$$

Определим относительное отклонение частоты генератора от его номинальной частоты следующим образом

$$y(t) = \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{d\varphi}{dt}. \quad (7)$$

Для современных стандартов частоты справедливо соотношение:

$$\left| \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{d\varphi}{dt} \right| \ll 1,$$

т.е. относительное изменение частоты мало.

Так как время находится интегрированием частоты, добавление к генератору счетчика (интегратора) количества периодов сигнала (6) превращает это устройство в часы. Это означает, что интеграл

$$x_k(t) = \int_{t_k}^{t_k+\tau} y(t') dt'$$

представляет собой величину, на которую уходят или отстают часы на промежутке времени от t_k до $t_k + \tau$, относительно идеального стандарта времени, в основе которого лежит генератор сигнала (5).

Среднее относительное отклонение частоты генератора на k -ом интервале, продолжительность которого равна τ , есть

$$\dot{y}_k(\tau) = \frac{x_{k+1} - x_k}{\tau}. \quad (8)$$

Для описания шумов генераторов и квантовых стандартов частоты применяется следующая модель (односторонней) спектральной плотности мощности $S_y(f)$ относительных флуктуаций частоты $y(t)$ (7) [19, 20]:

$$S_y(f) = \begin{cases} \sum_{\alpha=-2}^{\alpha=2} h_\alpha f^\alpha, & f_1 \leq f \leq f_h \\ S_y(f) = 0, & f > f_h, \quad f < f_1, \end{cases} \quad (9)$$

где α — целое число в диапазоне от -2 до $+2$. Значения констант h_α зависят от источника шума.

Ограничение спектра флуктуаций частотой f_h вызвано тем, что реальные измерения всегда происходят в некоторой полосе частот. Верхняя частота f_h определяет минимальный интервал времени измерения τ . Нижняя частота f_1 связана

с конечным временем наблюдения процесса. Наличие в модели (9) слагаемых со степенями $n = -2$ (шум случайных блужданий частоты) и $n = -1$ (фликкерный частотный шум) приводит к тому, что случайный процесс отсчетов разностей частот $\dot{y}_k(\tau)$ (8) будет являться нестационарным. Оценка дисперсии разности частот сравниваемых генераторов будет стремиться к бесконечности при стремлении к бесконечности времени наблюдения (или $f_1 \rightarrow 0$). Поэтому в качестве характеристики неустойчивости частоты вместо “истинной” дисперсии используют так называемую дисперсию Аллана, характеризующую дисперсию вариаций частоты.

На практике, используя N фазовых отсчетов с интервалом τ , оценку дисперсии Аллана можно вычислить по следующей формуле [21]:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2(N-2)} \sum_{n=1}^{N-2} \sigma_n^2(\tau), \quad (10)$$

$$\sigma_n^2(\tau) = \dot{y}_{n+1} - \dot{y}_n = \frac{1}{\tau} (x_{n+2} - 2x_{n+1} + x_n).$$

Отсчеты вариации частоты σ_n^2 представляют собой стационарный случайный процесс для модели (9), и соответствующая дисперсия является ограниченной. Дисперсию Аллана в русскоязычной литературе часто обозначают аббревиатурой СКДО (среднеквадратическое двухвыборочное отклонение результата измерения частоты). Название СКДО отражает смысл дисперсии Аллана, значение которой для интервала времени измерения τ характеризует погрешность измерения частоты (разности частот) на интервале τ .

При увеличении τ до определенной величины случайные флуктуации частоты усредняются, и дисперсия Аллана уменьшается; однако при дальнейшем увеличении τ начинается систематическое увеличение шумов, приводящее к увеличению дисперсии Аллана.

В табл. 1 представлена зависимость дисперсии Аллана от длины интервала τ для шумов с различным показателем спектра. На рис. 5 показана дисперсия Аллана (или неустойчивость) наиболее распространенных стандартов частоты, а также астрономических шкал времени UT (Всемирное время), TAI (атомная шкала времени) и пульсарной шкалы времени (ПШВ). Неустойчивость лучших цезиевых стандартов достигает 10^{-14} при времени усреднения порядка нескольких суток. Водородные стандарты имеют лучшую из всех кратковременную неустойчивость (до 10^{-15}) на интервале 100–1000 с. В настоящее время несколько лабораторий разработали и используют новые цезиевые и рубидиевые часы, принцип действия которых основан на использовании атомного фонтана. Ожидается,

Таблица 1. Связь дисперсии Аллана со спектральной плотностью мощности $S_y(f)$ относительных флуктуаций частоты

Тип шума	$S_y(f), f > 0$	$\sigma_y^2(\tau)$
Белый шум фазы	$h_2 f^2$	$\sim \tau^{-2}$
Фликкерный шум фазы	$h_1 f$	$\sim \tau^{-2}$
Белый шум частоты	h_0	$\sim \tau^{-1}$
Фликкерный шум частоты	$h_{-1} f^{-1}$	$\sim \tau^0$
Шум случайных блужданий частоты	$h_{-2} f^{-2}$	$\sim \tau$

что нестабильность этих часов достигнет 10^{-16} на интервале усреднения порядка нескольких суток. Из рисунка видно, что нестабильность дисперсии Аллана для пульсара PSR 1937+21 уже сейчас меньше нестабильности всех стандартов времени (Rb, Cs, H), включая шкалу времени (TAI). Здесь следует отметить, что вариация Аллана для пульсарной шкалы времени вычислялась не по формуле (10), а по формуле (11). Эта формула исключает вековой тренд пульсара.

Кроме спектральной плотности мощности $S_y(f)$ относительных флуктуаций частоты в качестве характеристики стандарта частоты можно использо-

вать односторонний спектр шума фазы $L(f)$:

$$L(f) = \frac{f_0^2}{f^2} S_y(f).$$

Размерность спектра — $\text{рад}^2/\text{Гц}$; f_0 — некая характерная частота.

5. СТАБИЛЬНОСТЬ ПУЛЬСАРНОЙ ШКАЛЫ ВРЕМЕНИ

Стабильность пульсарной шкалы времени следует оценивать по тем же критериям, что и земные шкалы времени. Другими словами, для характеристик пульсарной шкалы времени мы будем использовать спектральную плотность мощности $S_y(f)$ относительных флуктуаций частоты, а также дисперсию Аллана.

Впервые оценка стабильности пульсарной шкалы времени была сделана в [22] для набора из 29 пульсаров. Надо отметить, что это были не самые стабильные пульсары, но оценки показали, что максимум стабильности в случае пульсарной шкалы времени соответствует интервалу в несколько десятков и даже сотен лет, а нестабильность может достигать величины 10^{-16} на таком продолжительном интервале времени. Был сделан также вывод о том, что для шкалы времени надо выбирать пульсары с наименьшим значением производной периода пульсара. После почти 30 лет исследований стабильности пульсаров эти заключения остаются в силе.

Вопросы описания (частотной) стабильности частотных генераторов и стабильности временных шкал являются очень важными для метрологии. С 1960-х годов в этой области широкое применение получила дисперсия Аллана, которую также иногда называют вариацией двойной выборки (10).

К сожалению, простое применение этой величины к пульсарным наблюдениям невозможно. Пульсары по своей природе постоянно замедляются, теряя энергию вращения на излучение электромагнитных волн и ускорение релятивистских заряженных частиц. Вращательное поведение подавляющего большинства пульсаров, за исключением

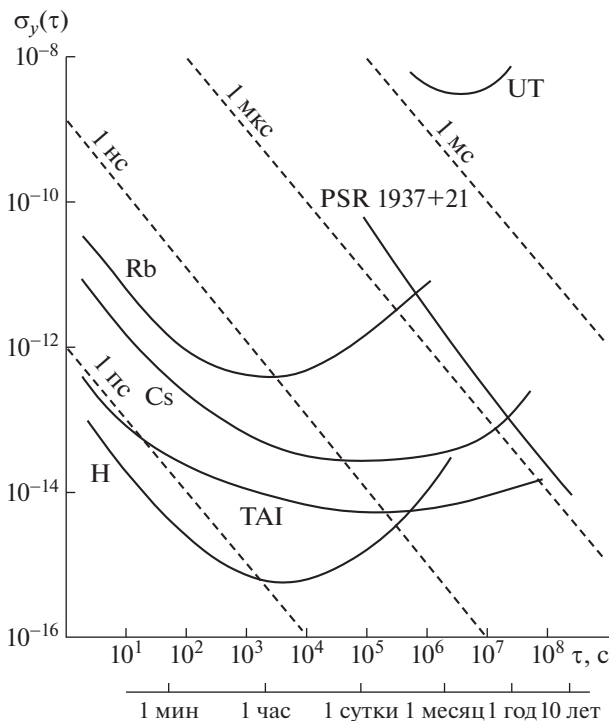


Рис. 5. Нестабильность шкал времени и стандартов частоты как функция времени (UT — Всемирное время, TAI — атомное время, Rb, Cs, H — рубидиевый, цезиевый, водородный стандарт частоты, PSR 1937+21 — пульсар).

самых молодых, описывается значениями частоты вращения f_0 и ее первой производной f_1 на какую-то заданную эпоху T_0 , т.е. частота вращения пульсаров обладает неустранимым линейным дрейфом. Если подставить выражение $y(t) = f_1(t - T_0)/f_0$ в формулу для вычисления дисперсии Аллана, получится следующее выражение:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{f_1^2 \tau^2}{2f_0^2}, \quad (11)$$

$$D_3(t, \tau) = \frac{x(t + \frac{\tau}{2}) - 3x(t + \frac{\tau}{6}) + 3x(t - \frac{\tau}{6}) - x(t - \frac{\tau}{2})}{2\sqrt{5}\tau}.$$

Для ее оценки в [23] был предложен следующий алгоритм:

1) Исходные данные — временной ряд остаточных отклонений $x_i(t_i)$ и их ошибок σ_i , $i = 1, \dots, N$ (в хронологическом порядке). Длина всего временно-го интервала $t_N - t_1 = T$.

2) Весь интервал наблюдений делится на непрерывно перекрывающиеся промежутки длиной τ . τ выбирается равным T , $T/2$, $T/4$, $T/8$ и т.д. В каждом из промежутков производится аппроксимация ОУ МПИ кубическим полиномом:

$$X(t) = c_0 + c_1(t - t_0) + c_2(t - t_0)^2 + c_3(t - t_0)^3,$$

где t_0 — произвольный отсчет. (Его удобно взять посередине интервала, либо равным начальному отсчету интервала). Аппроксимация делается методом наименьших квадратов с учетом весов (весовые коэффициенты — σ_i):

$$\sigma_z(\tau) = \frac{\tau^2}{2\sqrt{5}} \langle c_3^2 \rangle^{1/2}. \quad (12)$$

Угловые скобки обозначают средневзвешенное значение c_3^2 по всем промежуткам. Веса считаются обратно пропорциональными квадратам абсолютных ошибок при расчете c_3 .

Также необходимо учесть некоторые статистики $\sigma_z(\tau)$ для пульсаров:

1) Для расчета c_3 в каждом промежутке должно быть по крайней мере 4 измерения, а интервал между первым и последним измерением в каждом промежутке должен быть не менее $\tau/\sqrt{2}$.

2) Если число точек в некотором промежутке длины τ равно 4, то значение веса для c_3 данного промежутка принимается равным максимальному значению веса среди всех промежутков этой длины. Если все промежутки длины τ содержат по 4 точки, веса для них считаются равными.

Как и обычная, и модифицированная дисперсия Аллана, широко используемая в частотных генераторах, σ_z -статистика также чувствительна к спектральным показателям красного шума (шума

хронометрирования в случае шума в рядах ОУ МПИ). Если спектр представляется степенной зависимостью $S_x(f) \propto f^\alpha$, то σ_z^2 также следует степенному закону $\sigma_z^2(\tau) \propto \tau^\mu$, а показатели α и μ связаны следующим образом:

$$\mu = -(\alpha + 3), \quad \text{если } \alpha < 1$$

$$-4 \quad \text{в остальных случаях.}$$

На рис. 6 схематически показана эволюция $\sigma_z(\tau)$ с ростом τ в присутствии красного шума. В [24] приведена σ_z -статистика для 20 пульсаров РРТА, причем там показаны уровни белого шума амплитудой 0.1 и 10 мкс с продолжительностью наблюдений, в некоторых случаях превышающей 10 лет.

К сожалению, для расчета $\sigma_z(t)$ необходимо знание всего ряда ОУ МПИ, что осложняется тем, что в большинстве случаев эти данные не являются общедоступной информацией. Исключением служат ряды МПИ РРТА, из которых могут быть получены остаточные отклонения МПИ, но они представляют чуть меньший интерес, так как на радиотелескопе в Парксе наблюдается меньше всего пульсаров [24] и, что важнее, он нацелен на обзор южного неба. Для построения ПШВ важнее всего стабильность пульсаров на наибольших интервалах времени, сравнимых с полной длиной ряда наблюдений, поэтому хорошей оценкой этой величины может служить безразмерное отношение σ/T , где σ — среднеквадратические остаточные отклонения МПИ для всего ряда, T — продолжительность этого ряда. На рис. 7 показано распределение пульсаров РРТА, ЕРТА, NANOGrav по величине этого отношения.

Как было показано при обработке данных наблюдений на РТ-64 в Калязине, исключение наиболее шумных пульсаров и пульсаров с сильным красным шумом позволяет улучшить качество ансамблевой шкалы (см. рис. 8). Наименьшее значение σ_z для РТ приблизительно в 1.5 раза меньше, чем для любого из использованных для ее построения пульсаров, что хорошо соответствует теоретическим ожиданиям $\sigma_z \approx \sigma_{z,av} (N - 1)^{-1/2}$, где $N \geq 3$ — число пульсаров ансамбля, $\sigma_{z,av}$ — среднее значение σ_z для пульсаров ансамбля.

Таким образом, наиболее выигрышной стратегией отбора для построения ПШВ является выбор меньшего количества наилучших пульсаров, а не прямое увеличение количества наблюдаемых пульсаров, которое может ухудшить качество шкалы. С другой стороны, слишком малое количество пульсаров может привести к значительным статистическим флуктуациям построенной шкалы и неудобной наблюдательной конфигурации. Также

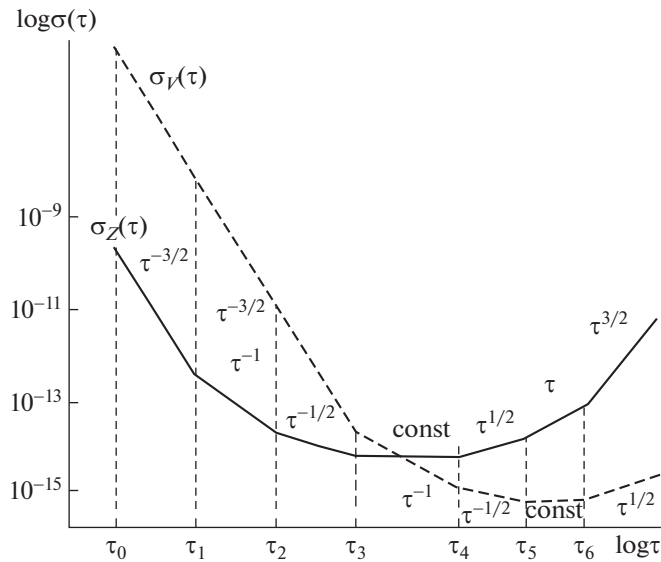


Рис. 6. Схематическое изображение влияния “красных” шумов на ход РТ (теоретическая оценка для “среднего” миллисекундного пульсара). По оси абсцисс отложен логарифм временного интервала (в условных единицах), по оси ординат — логарифм соответствующей статистики (Z или V).

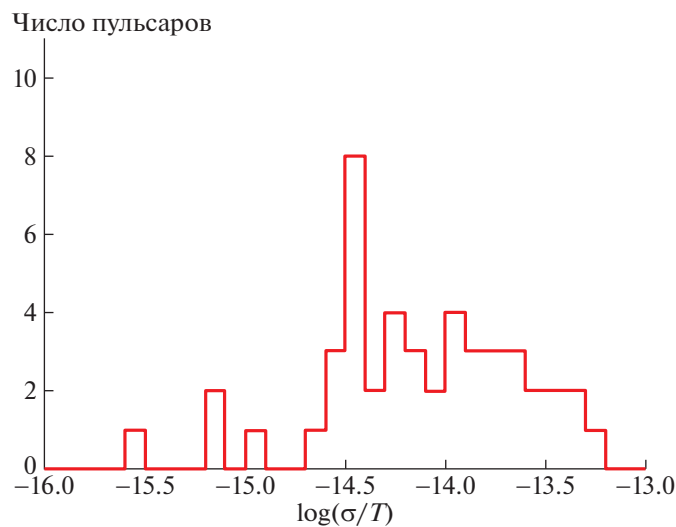


Рис. 7. Распределение пульсаров РРТА, ЕРТА и NANOGrav по отношению СКО остаточные уклонения МПИ к продолжительности ряда наблюдений.

количество отобранных пульсаров зависит от самой программы: будут ли пульсары наблюдаться на выделенном радиотелескопе или они будут включены в наблюдательные программы на других радиотелескопах, что приведет к уменьшению доступного наблюдательного времени. В табл. 2 приведены и отсортированы 20 пульсаров с наибольшей стабильностью (порог $\sigma/T < 5.7 \times 10^{-15}$). Эти пульсары являются наилучшими кандидатами для наблюдений с целью формирования шкалы. 7 пульсаров из этого списка и 5 из первых 10 недоступны для наблюдения с территории РФ, так как их склонение меньше -30° . На рис. 9 представлено

распределение выбранных пульсаров по небесной сфере.

Величина относительной нестабильности служит для количественной характеристики пригодности того или иного пульсара в качестве кандидата для включения в пульсарную шкалу времени. На практике, однако, необходимы величины взаимного хода шкал относительно друг друга для внесения, если необходимо, поправок в ход шкалы. Впервые поправки хода земной атомной шкалы относительно групповой пульсарной шкалы были получены в работах [16–18]. Был использован подход, основанный на оптимальных фильтрах. Было пока-

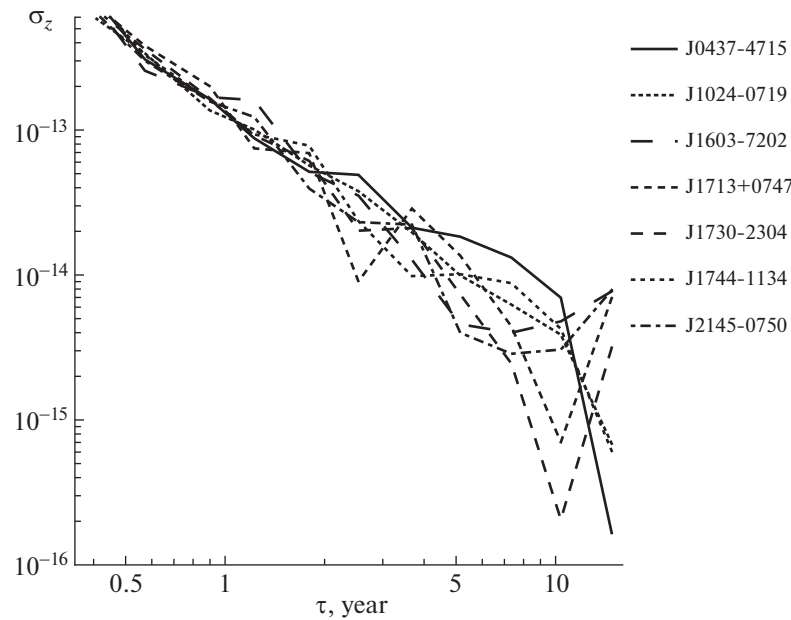


Рис. 8. Ход σ_z для ПШВ, построено по 7 пульсарам, наблюдавшимся на РТ-64 [25].

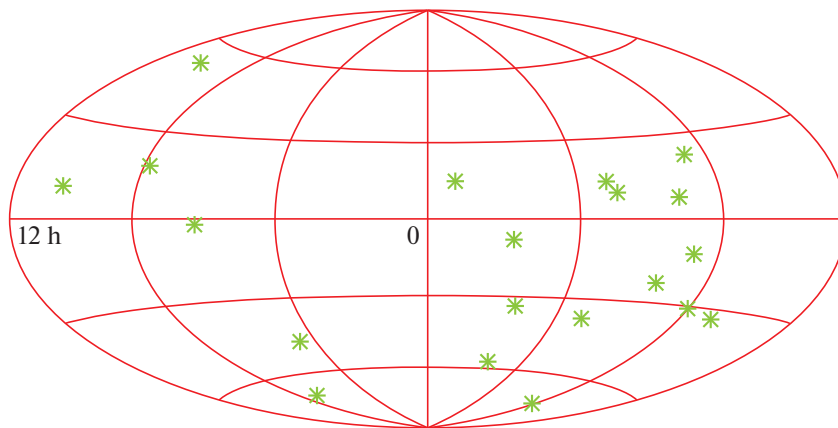


Рис. 9. Распределение выбранных пульсаров по небесной сфере.

зано, что применение оптимальных винеровских фильтров позволяет разделить вклад в остаточные отклонения МПИ пульсаров собственных вариаций вращения пульсара и вариаций хода опорной шкалы на более высоком, в сравнении с методом взвешенного среднего, уровне точности. Впоследствии поправки земной шкалы ТТ относительно групповой пульсарной шкалы были получены в работе [26]. Величина относительной нестабильности σ_z разности шкал ТТ – РТ получилась на уровне 6×10^{-15} .

Следует отдельно сказать о секундных пульсарах. Ряды их ОУ МПИ также демонстрируют красный шум, единственное отличие в том, что амплитуды отклонений на 2–3 порядка превосходит амплитуды для миллисекундных пульсаров. Это приводит к гораздо более низкой стабильности

секундных пульсаров в качестве стандарта времени. Статистика σ_z , изученная на интервале 10 лет для подавляющего большинства таких пульсаров, лежит в диапазоне $10^{-12} - 10^{-8}$ [27].

6. ДИНАМИЧЕСКАЯ ШКАЛА ВРЕМЕНИ, ОСНОВАННАЯ НА ДВОЙНЫХ ПУЛЬСАРАХ

Впервые астрономы начали использовать динамическую шкалу времени после того, как попытки построения равномерной шкалы времени, основанной на вращении Земли, оказалась неудачной. Тогда в качестве новой более точной шкалы времени было предложено использовать шкалу, определяемую периодическим движением тел в Солнечной системе [1].

Таблица 2. Список кандидатов на включение в ансамбль для формирования ПШВ. Обозначения в колонках: (1) имя пульсара в эпохе 2000 г. соответственно, (2) минимальное значение достигнутого СКО остаточных уклонений в мкс для данного пульсара на всем промежутке наблюдений, (3) продолжительность наблюдений, (4) относительная стабильность (σ/T), (5,6) σ_z и интервал усреднения T_z , на котором она была получена для пульсаров из РРТА (из анализа графиков относительной нестабильности, приведенных в статье [25]). Жирным шрифтом выделены пульсары со склонением больше -30°)

Пульсар	σ , мкс	T , лет	σ/T	σ_z	T_z , лет
J1909-3744	0.08	9.1	2.9×10^{-16}	9.0×10^{-16}	5
J0437-4715	0.3	14.9	6.8×10^{-16}	5.0×10^{-16}	10
J1713+0747	0.4	17	7.8×10^{-16}	1.0×10^{-16}	14
J1744-1134	0.5	16.3	1.0×10^{-15}	2.5×10^{-16}	13
J1843-1113	0.7	10.1	2.3×10^{-15}		
J1455-3330	0.7	9.2	2.5×10^{-15}		
J1600-3053	0.8	9	3.0×10^{-15}	3.0×10^{-15}	7
J2129-5721	1.4	15.4	3.0×10^{-15}		
J1730-2304	1.6	16.7	3.2×10^{-15}	1.2×10^{-15}	14
J1012+5307	1.6	16.8	3.2×10^{-15}		
J1857+0943	1.7	17.3	3.3×10^{-15}	2.0×10^{-15}	4
J1643-1224	1.7	17.3	3.3×10^{-15}		
J2145-0750	1.8	17.5	3.4×10^{-15}	3.0×10^{-15}	14
J1640+2224	1.8	17.3	3.5×10^{-15}		
J0613-0200	1.8	16.1	3.7×10^{-15}		
J0711-6830	2	17.1	3.9×10^{-15}	2.0×10^{-15}	14
J2317+1439	2.4	17.3	4.6×10^{-15}		
J1022+1001	2.5	17.5	4.8×10^{-15}		
J0751+1807	3	17.6	5.7×10^{-15}		
J2124-3358	2.9	16.8	5.7×10^{-15}		

Основная идея этой шкалы времени основана на использовании уравнений Ньютона. В классической физике время считается абсолютным и является аргументом в уравнениях движения планет и других тел Солнечной системы. В задаче двух тел (скажем Солнце и какая-либо планета) положение тела описывается уравнениями:

$$\begin{aligned} x &= r (\cos u \cos \Omega - \sin u \sin \Omega \cos \iota), \\ y &= r (\cos u \sin \Omega + \sin u \cos \Omega \cos \iota), \\ z &= r \sin u \sin \iota. \end{aligned}$$

Здесь Ω , ι — два элемента орбиты (наклон орбиты и долгота восходящего узла), а аргумент u выражается через время согласно формулам вида:

$$u = \vartheta + \omega,$$

$$tg \frac{\vartheta}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} tg \frac{E}{2},$$

$$E - e \sin E = n(t - t_0) + M_0,$$

$$n = \sqrt{\frac{GM}{a^3}},$$

$$P = \frac{2\pi}{n},$$

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos \vartheta}.$$

Здесь t — абсолютное время, t_0 — начальный момент времени (эпоха), а также остальные элементы орбиты: эксцентриситет (e), среднее движение (n), угловое расстояние перицентра от узла (ω), средняя аномалия на эпоху (M_0).

Из этих формул видно, что координаты планеты (x, y, z) являются функциями времени t . Если в качестве аргумента при проведении наблюдений планеты используется Всемирное время UT, то разницу между вычисленными и наблюдаемыми координатами планеты можно интерпретировать как разницу между шкалами времени t и UT: $\otimes \otimes T = t - UT$. В этом заключается основная идея использования наблюдений положений планет для установления динамической шкалы времени, так называемой шкалы эфемеридного времени ET (в нашем случае $t = ET$).

Аналогичный метод можно использовать при наблюдении двойных пульсаров. При этом ошибка в определении шкалы времени зависит как от ошибок в определении положения, так и от ошибок определения параметров орбиты. В случае двойных пульсаров параметры определяются недостаточно точно, поэтому лишь несколько двойных пульсаров могут использоваться для создания шкалы времени, основанной на двойных пульсарах [28]. Так как аргументом при проведении наблюдений является атомное время TAI, то пульсарное время реализуется в виде $PT = TAI + \Delta T$, где ΔT — поправка, требуемая для согласования теории и наблюдений двойных пульсаров.

7. ПРИМЕНЕНИЕ ПУЛЬСАРНОЙ ШКАЛЫ ВРЕМЕНИ

Из рис. 6 и 8 видно, что для большинства стабильных пульсаров минимум дисперсии Аллана еще не достигнут, хотя пульсары наблюдаются уже более десяти лет. Отсюда можно сделать предварительный вывод, что пульсарная шкала времени обладает наилучшей стабильностью на интервалах времени порядка нескольких лет или даже десятилетий. Поэтому ее следует применять для исследований физических процессов, которые длятся несколько лет. ПШВ можно применять для исследования долговременной стабильности лабораторных часов или для исследования вековых трендов в Солнечной системе, скажем, для исследования трения внутри Земли и замедления системы Земля—Луна.

Одно из главных применений ПШВ — детектирование гравитационных волн космического происхождения в частотном диапазоне $10^{-7} - 10^{-9}$ Гц.

8. ДЕЙСТВИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН НА ХРОНОМЕТРИРОВАНИЕ ПУЛЬСАРОВ

Предложение детектирования гравитационных волн при помощи тайминга пульсаров было сделано еще до открытия миллисекундных пульсаров [29–32]. Гравитационные волны влияют на измеренное время прихода импульса пульсара. Ниже мы обсудим результат этого влияния.

Пусть слабая гравитационная волна, которая проходит через Солнечную систему, описывается метрикой

$$ds^2 = c^2 dt^2 - (13) \\ - (1 + h_+(ct - z)) dx^2 - (1 - h_+(ct - z)) dy^2 + \\ + 2h_x(ct - z) dx dy - dz^2.$$

Пусть $\{ct, x, y, z\}$ образуют систему координат с центром в барицентре Солнца. Безразмерные величины h_+ и h_x , как предполагается, значительно меньше 1 и являются функциями $(ct - z)$. Таким образом, волна представляет собой плоскую волну, перемещающуюся в положительном направлении z с двумя поляризациями. Поскольку источники гравитационных волн находятся далеко от Земли, форму гравитационных волн можно считать плоской.

Для простоты мы предполагаем, что существует идеальный пульсар с постоянной частотой посылки импульсов $f_0 = 1/P$, в направлении, определяемом единичным вектором $\vec{n} = (n_1, n_2, n_3)$. Свет распространяется так, что $ds = 0$. Решать это уравнение будем методом последовательного приближения по малому параметру — амплитуде гравитационной волны (будем считать, что h_+ и h_x имеют одинаковый порядок малости). В нулевом порядке по h имеем:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 - \vec{n}l, \\ ct = ct_0 + l, \\ ct = ct_0 + (\vec{n}\vec{r}_0) - (\vec{n}\vec{r}).$$

Здесь r_0 и t_0 — положение пульсара и момент выхода импульса из пульсара, знак минус у вектора \vec{n} показывает, что направление на пульсар и направление волнового вектора импульса противоположны, l есть аффинный параметр вдоль траектории.

Сумма нулевого и первого порядка по h имеет вид:

$$ct = l + \frac{1}{2} (n_1^2 - n_2^2) \times \\ \times \int_0^l h_+ (ct(\vec{l}) - z(\vec{l})) d\vec{l} - \\ - n_1 n_2 \int_0^l h_x (ct(\vec{l}) - z(\vec{l})) d\vec{l}.$$

Произвольный набор гравитационных волн можно разложить в ряд Фурье по гармоникам. Поэтому ниже мы будем обсуждать только действие плоской монохроматической гравитационной волны на тайминг пульсаров. Если нам понадобятся оценки для

линейчатого или непрерывного спектра гравитационных волн, мы проинтегрируем по спектральной плотности.

В случае монохроматической волны амплитуды ГВ имеют вид

$$\begin{aligned} h_+ &= H_1 \exp(i\Omega(ct - z)), \\ h_\times &= H_2 \exp(i\Omega(ct - z)). \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь H_1 и H_2 — постоянные комплексные амплитуды, соответствующие двум поляризациям. Подставив траекторию движения импульса в нулевом порядке, получаем зависимость эйконала ГВ от аффинного параметра:

$$\Omega(ct - z) = \Omega(ct_0 - z_0) + \Omega l(1 + n_3).$$

Пусть расстояние от пульсара до наблюдателя есть L . Тогда время распространения импульса от источника к наблюдателю из-за действия ГВ меняется и становится равным:

$$cT = L + R(L).$$

Время импульса в пути есть сумма времени, потраченного на движение в евклидовом пространстве (L), и добавки, которая возникает из-за действия гравитационной волны $R(L)$:

$$\begin{aligned} R(L) &= \left[\frac{\operatorname{Re}\{H_1 \exp(i\psi)\}}{\Omega} \frac{(n_1^2 - n_2^2)}{(1 + n_3)} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\operatorname{Re}\{H_2 \exp(i\psi)\}}{\Omega} \frac{2n_1 n_2}{(1 + n_3)} \right] \sin \sigma, \\ \sigma &= \frac{1}{2} \Omega L (1 + n_3), \quad \psi = \Omega(ct_0 - z_0) + \sigma. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь $R(L)$ — неравномерность прихода импульса пульсара к наблюдателю из-за действия ГВ. Неравномерность прихода импульса пульсара к наблюдателю обозначена $R(L)$, поскольку в астрономии пульсаров остаточные отклонения обозначаются этой буквой. Эта величина зависит как от амплитуды ГВ, так и от направления на пульсар. В выражение для $R(L)$ входят также величины $\sin \sigma$ и $\exp(i\psi)$. Они зависят от фазовых величин и по модулю не превосходят единицы. Поэтому модуль величины $R(L)$ определяется только величиной амплитуды и периодом ГВ ($P = 2\pi/\Omega$), а также направлением на пульсар относительно волнового вектора гравитационной волны.

Оценим остаточное отклонение $R(L)$ для ГВ с амплитудой H и периодом P . Пусть $(n_1^2 - n_2^2) \approx 1$, $n_3 \approx 0$. Тогда

$$R \approx \frac{1}{\pi} HP.$$

Оценим чувствительность к детектированию ГВ, например, пульсара J1909-3744, одного из самых

малошумящих. Среднеквадратичное отклонение для него составляет примерно 100 наносекунд за время примерно 10 лет. Отсюда можно оценить чувствительность его как детектора на уровне $H \approx 10^{-15}$ в терминах безразмерной амплитуды ГВ.

Помимо монохроматического излучения, во Вселенной должно существовать стохастическое гравитационное излучение. Такое излучение может порождаться либо совокупностью монохроматических источников, расположенных в случайном порядке вблизи нас (т.е. на расстояниях, соответствующих красному смещению $z \sim 0.1-10$), либо в ранней Вселенной на расстояниях, соответствующих красному смещению $z > 1500$.

Плотность энергии в гравитационных волнах определяется нулевым компонентом псевдотензора энергии-импульса [33]:

$$\varepsilon = \frac{c^4}{32\pi G} \left\langle \frac{\partial h_{ij}}{c\partial t} \frac{\partial h_{ij}}{c\partial t} \right\rangle.$$

Здесь $\langle \rangle$ означает усреднение (по времени или по реализациям), а по повторяющимся индексам производится суммирование (i, j пробегает значения 1, 2, 3). Для стохастического спектра поправки к метрике (14) будут иметь вид:

$$\begin{aligned} h_+(t, \vec{r}) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3k H_1(\vec{k}) \exp(i(\Omega t - \vec{k}\vec{r})), \\ h_\times(t, \vec{r}) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3k H_2(\vec{k}) \exp(i(\Omega t - \vec{k}\vec{r})). \end{aligned}$$

Для простоты положим, что спектр гравитационных волн сосредоточен в интервале частот $\Delta f \approx f$ вокруг центральной частоты f . Тогда усредненный квадрат остаточного отклонения импульсов пульсара будет определяться простой формулой [32]:

$$\langle R^2 \rangle = \frac{208}{243} \frac{G\varepsilon}{\pi^3 c^2 f^4}.$$

Введем стандартное обозначение для плотности энергии ГВ в терминах омега-параметра $\Omega_{gw} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{cr}}$, где $\varepsilon_{cr} = \frac{3c^2}{8\pi G} H^2$, $H = 69 \frac{\text{км}}{\text{с Мпк}}$ — современное значение параметра Хаббла. Квадрат остаточного отклонения тогда можно выразить простой формулой:

$$\left\langle \frac{R}{100 \mu\text{s}} \right\rangle^2 = 1.6 \left(\frac{f_{yr}}{f} \right)^4 \Omega_{gw}.$$

Здесь $f_{yr} = 3.17 \times 10^{-8}$ Гц.

9. КРОСС-КОРРЕЛЯЦИЯ ХРОНОМЕТРИРОВАНИЯ ПУЛЬСАРОВ КАК МЕТОД ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Детектирование гравитационно-волнового сигнала по одному пульсару ограничено стабильно-

стью периода пульсара. Даже самые стабильные пульсары не позволяют детектировать сигнал лучше, чем на уровне

$$h \cong 10^{-15}$$

по амплитуде гравитационной волны.

Поскольку пульсары — небесные тела, то наблюдатели не имеют возможности улучшить их характеристики и, следовательно, повысить чувствительность обнаружения сигнала по одному пульсару. Однако повысить чувствительность можно, наблюдая несколько пульсаров.

Повысить чувствительность можно, используя кросс-корреляцию рядов остаточных уклонений нескольких пульсаров [34]. Поясним на примере алгоритма наблюдения двух пульсаров.

Гравитационная волна распространяется вдоль оси Oz. Пусть направление на первый пульсар определяется сферическими углами θ_1 и ϕ_1 , а направление на второй пульсар — соответственно углами θ_2 и ϕ_2 .

Неравномерность времени прихода импульсов от первого и второго пульсаров можно обозначить как:

$$\begin{aligned} R_1(t_0) &= \frac{H_+(t_0)}{\Omega} \cos 2\varphi_1 (1 - \cos \theta_1) - \\ &- \frac{H_\times(t_0)}{\Omega} \sin 2\varphi_1 (1 - \cos \theta_1) + n_1(t_0) = \\ &= R_{GW1}(t_0) + n_1(t_0), \\ R_2(t_0) &= \frac{H_+(t_0)}{\Omega} \cos 2\varphi_2 (1 - \cos \theta_2) - \\ &- \frac{H_\times(t_0)}{\Omega} \sin 2\varphi_2 (1 - \cos \theta_2) + n_2(t_0) = \\ &= R_{GW2}(t_0) + n_2(t_0). \end{aligned}$$

Здесь неравномерность уже является функцией от времени наблюдения t_0 , а величины $H_+(t_0)$ и $H_\times(t_0)$ есть действительные части комплексных амплитуд

$$H_1 \exp(i\psi), \quad H_2 \exp(i\psi).$$

Отметим, что величины $R(t_0)$ от каждого из пульсаров имеют общую часть, которая определяется монохроматической волной $H_+(t_0)$ и $H_\times(t_0)$, а также множители, которые индивидуальны для каждого пульсара и зависят от углов θ_1 и ϕ_1 , а также θ_2 и ϕ_2 . Кроме того, появляются слагаемые $n_1(t_0)$, $n_2(t_0)$, которые также меняют время прихода. Эти слагаемые возникают из-за шума тайминга в каждом из пульсаров. Если первые два слагаемых в выражении для неравномерности прихода импульсов определяются детерминированными величинами — параметрами плоской монохроматической гравитационной волны, а также направлением на пульсары, — то третьи слагаемые определяются стохастическими величинами $n_1(t_0)$,

$n_2(t_0)$, которые определяются внутренними свойствами каждого пульсара.

После знака равенства мы переписали это выражение в виде суммы двух членов. Первое слагаемое в хронометрировании каждого из пульсаров зависит от гравитационной волны и направления на каждый пульсар $R_{GW1,2}$ и является детерминированной величиной, а второе слагаемое $n(t_0)_{1,2}$ зависит только от шума в каждом из пульсаров и является стохастической величиной.

Естественно полагать, что шум тайминга в каждом из пульсаров является некоррелированным. Кросс-корреляция между таймингом первого и второго пульсаров есть:

$$\begin{aligned} C(\tau, t_0) &= R_1(t_0 + \tau)R_2(t_0) = \\ &= R_{GW1}(t_0 + \tau)R_{GW2}(t_0) + \\ &+ R_{GW1}(t_0 + \tau)n_2(t_0) + \\ &+ R_{GW2}(t_0)n_1(t_0 + \tau) + n_1(t_0 + \tau)n_2(t_0). \end{aligned}$$

Первый член зависит только от гравитационной плоской монохроматической волны, второй, третий и четвертый содержат произведения стохастических величин. При усреднении все члены, кроме первого, стремятся к нулю, поскольку средние величины от $n(t_0)_{1,2}$ полагаются равными нулю, и последний член также стремится к нулю, поскольку шумы двух различных пульсаров являются некоррелированными.

Поэтому среднее значение коррелятора равно

$$\begin{aligned} C(\tau, t_0) &= \langle R_{GW1}(t_0 + \tau)R_{GW2}(t_0) \rangle = \\ &= \langle R_{GW}^2(t_0, \tau) \rangle. \end{aligned}$$

Здесь треугольные скобки означают усреднение (по времени или по реализациям). Дисперсия корреляционной функции стремится к нулю при увеличении интервала усреднения обратно пропорционально длительности интервала усреднения T^{-1} , или обратно пропорционально количеству сеансов N измерений времени прихода импульсов. Таким образом, можно достичь значительно более высокой чувствительности.

При конечном интервале времени усреднения всегда остается остаточный член корреляционной функции ${}^{TM}C$, который определяет ее шум и определяет чувствительность метода.

При большом интервале усреднения корреляционная функция C не зависит от времени наблюдения t_0 , а является только от временного сдвига τ . Кроме того, корреляционная функция C является четной функцией временного сдвига. Остаточный шум ${}^{TM}C$, не обладает такой симметрией, поэтому можно уменьшить шум еще в $2^{-1/2}$, рассматривая четную корреляционную функцию [34]:

$$\frac{1}{2} (C(\tau) - C(-\tau)).$$

Таким образом, при использовании, скажем, 100 сеансов измерений времени прихода импульсов с помощью кросс-корреляции тайминга двух равнооточных пульсаров, можно повысить чувствительность в 10 раз.

10. ИСТОЧНИКИ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Теперь рассмотрим процесс излучения гравитационных волн как монохроматическими источниками, так и источниками с широким спектром и стохастическими характеристиками.

Вначале в качестве источника рассмотрим двойную звездную систему. Такая система может состоять из обычных звезд или вырожденных звезд: белых карликов, нейтронных звезд или черных дыр, в частности сверхмассивных черных дыр.

10.1. Гравитационные волны от двойных звезд

Частота гравитационной волны, излучаемой двойной звездной системой, вдвое больше частоты самой системы:

$$f_{GW} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{Gm}{a^3}}.$$

Здесь m — сумма масс звезд, a — большая полуось системы. Частота гравитационной волны является функцией времени, поскольку из-за потери энергии на гравитационное излучение двойная система уменьшает свой период. Предположим, что эксцентриситет системы равен нулю, тогда амплитуды двух поляризаций гравитационных волн от двойной системы определяются как [35]:

$$h_+ = h_0 \frac{1 + \cos^2 \iota}{2} \cos \Phi(t - R/c), \quad (16)$$

$$h_\times = h_0 \cos \iota \cos \Phi(t - R/c),$$

$$h_0 = \frac{(2\pi^2)^{\frac{1}{3}} m_{ch}^{\frac{5}{3}} f_{GW}^{\frac{2}{3}}}{c^{\frac{2}{3}} R}.$$

Здесь ι — угол наклона плоскости орбиты двойной системы, Φ — фаза системы, которая является функцией времени:

$$\Phi(t) = 2\pi \int_0^t f_{GW}(t'') dt'',$$

m_{ch} — “chirp mass”, R — расстояние до системы. По определению “chirp mass”, выраженная в геометрических единицах, есть

$$m_{ch} = \frac{2G}{c^2} \frac{(m_1 m_2)^{\frac{3}{5}}}{(m_1 + m_2)^{\frac{1}{5}}}.$$

Предположим, что мы хотим зарегистрировать гравитационное излучение от сверхмассивных двойных черных дыр. Одним из таких гипотетических объектов является OJ 287. Предполагают, что механизм активности OJ 287 — двойная черная дыра с массами 18 миллиардов солнечных масс, а второй компонент — черная дыра с массой 150 миллионов солнечных масс. Красное смещение этого объекта составляет 0.3, что соответствует болометрическому расстоянию 1.56 Гпк.

Для сверхмассивных двойных черных дыр величина h_0 есть:

$$h_0 = 1.22 \times 10^{-30} \left(\frac{m_{ch}}{m_\odot}\right)^{5/3} \left(\frac{f_{GW}}{f_{1y}}\right)^{2/3} \frac{1 \text{ Гпк}}{R}$$

“Chirp mass” для объекта подобного OJ 287 есть 1 миллиард солнечных масс. Предположим, что период такого двойного объекта есть 2 года, тогда

$$h_0 = 4.9 \times 10^{-16}.$$

Даже если полагать, что амплитуды двух поляризаций совпадают с оценкой для h_0 , обнаружить такую гравитационную волну с помощью тайминга только по одному из пульсаров невозможно. Однако, применяя кросс-корреляционный метод по нескольким малозумящим пульсарам, это сделать можно.

10.2. Космологические гравитационные волны

Наша Вселенная расширяется. В расширяющейся Вселенной гравитационные волны претерпевают эволюцию, которую сейчас мы кратко опишем. Так же, как и у электромагнитной волны, у гравитационной волны меняется частота, она увеличивается, испытывает красное смещение. Амплитуда гравитационной волны, соответственно, будет адиабатически убывать.

Любая волна, не исключая гравитационную, это колебательный процесс, который характеризуется периодом. Если с момента Большого Взрыва времени прошло меньше, чем период волны, то гравитационная волна еще не успела совершить однократное колебание и, следовательно, для наблюдателя такая волна будет выглядеть “застывшей неравномерностью” пространства-времени.

В космологии выделяется момент времени, когда гравитационная волна приобретает свойства волнового процесса. Этот момент времени называется моментом выхода волны из-под горизонта частиц и, очевидно, определяется равенством длины волны размеру горизонта частиц (т.е. длине светового пути с момента начала расширения Вселенной после Большого взрыва).

В ранней Вселенной предсказывается существование двух видов стохастического гравитационного излучения. Первый вид порождается нулевыми колебаниями гравитационного поля на стадии инфляции [36, 37]. В результате порождаются космологические гравитационные волны с очень широким спектром от 10^{-18} Гц до 100 МГц. В каждом бине со средней частотой f и полосой $\Delta f \sim f$ содержится одинаковое количество энергии. Амплитуда гравитационной волны на длине, равной размеру горизонта, в момент выхода из-под горизонта есть

$$h \sim \frac{H_{inf}}{m_{pl}}.$$

Здесь H_{inf} — величина параметра Хаббла на инфляционной стадии, $m_{pl} = 1.2 \times 10^{19}$ ГэВ — масса Планка. Из этой формулы видно, что, измеряя амплитуду гравитационных волн на различных длинах волн, можно измерять параметр Хаббла в течение инфляционной стадии эволюции Вселенной.

Рассмотрим теперь второй вид стохастического гравитационного излучения, которое может генерироваться в ранней Вселенной. Во время эволюции вещество может образовывать нестационарный контраст плотности. В том случае, когда локально появляется переменный квадрупольный момент в распределении контраста плотности, будут излучаться гравитационные волны [38–40].

Обозначив амплитуду излученной волны h_g , будем считать, что эта амплитуда соответствует моменту, когда длина гравитационной волны сравнивается с текущим горизонтом частиц Вселенной ($\lambda_g = H_g$). Будем также полагать, что температура окружающей плазмы в этот момент есть T_g .

В современную эпоху амплитуда излучения h_0 связана с амплитудой h_g и температурой T_g излучения плазмы в ранней Вселенной следующим образом:

$$h_0 = (5 \times 10^{-13}) h_g 1 \text{ ГэВ} / T_g.$$

Энергетическая величина 1 ГэВ примерно соответствует 10^{13} К. В современную эпоху частота f_0 (в Гц) есть:

$$f_0 = (10^{-8}) T_g / 1 \text{ ГэВ}.$$

Так, процессы в ранней Вселенной, происходившие, к примеру, при температурах $T_g = 10^{11}$ ГэВ, будут доступны на частотах 1000 Гц. Такие частоты могут быть зарегистрированы интерферометром LIGO. Связь частоты f_0 и амплитуды h_0 излучения, регистрируемого в современную эпоху, и амплитуды h_g излучения плазмы в ранней Вселенной:

$$h_0 = (5 \times 10^{-21}) h_g 1 \text{ Гц} / f_0.$$

Плотность энергии ε_g гравитационного излучения будет меньше плотности энергии $\varepsilon_\gamma = 4 \times 10^{-13}$ эрг см $^{-3}$ реликтового электромагнитного излучения, если амплитуда волн в момент излучения меньше единицы: $\varepsilon_g \approx h_g^2 \varepsilon_\gamma$. Из указанных выше формул очевидно следует, что когда температура во Вселенной составляла величину в интервале от 10^3 до 10^4 ГэВ, генерируемые в ту эпоху гравитационные волны сегодня как раз попали бы в диапазон детектора LISA, от 10^{-4} до 10^{-5} Гц. Другими словами, следы каждой космологической эпохи сохраняются в виде гравитационного излучения определенной частоты.

Для такого чудовищно широкого диапазона частот — от 10^{43} Гц до 10^{-18} Гц — необходимы, очевидно, разные детекторы.

Детекторы типа LIGO — лазерные интерферометры — эффективны для регистрации волн с длиной порядка размеров своего “плеча”, т.е. расстояния между антеннами. Если такой размер должен быть порядка нескольких световых лет или даже больше, то необходимы соответствующие космические конструкции.

Проекты LISA (Laser Interferometer Space Antenna) и TIANQIN [41] (китайский проект “Небесная лира”) сходны с проектами LIGO. В них также используются свободные массы, удаленные на большое расстояние, и лазерный интерферометр для измерения малых вариаций расстояния, вызванных гравитационными волнами.

Различие этих проектов — в величине расстояния между антеннами (10^5 км для TIANQIN, что на 5 порядков больше, чем у наземных антенн), и в различии в рабочем диапазоне частот: от 10^{-5} до 10^{-2} Гц, что много ниже соответствующих величин для LIGO. Таким образом, эти проекты рассчитаны на совершенно другие типы источников. Пробные массы — это три спутника, которые находятся на орбите вокруг Земли (TIANQIN) или вокруг Солнца (LISA).

С другой стороны, очень длинные гравитационные волны, с длиной волны в несколько световых лет, тоже можно детектировать с помощью интерферометров. Так, если в качестве источника радиоизлучения принять пульсар, то размер плеча полученного интерферометра будет равен расстоянию до пульсара. Пульсар — это нейтронная звезда в нашей Галактике, которая является источником радиоимпульсов. Период следования импульсов обладает очень большой стабильностью: стабильность периода некоторых пульсаров сравнима со стабильностью лучших земных часов, а стабильность так называемых миллисекундных пульсаров даже превосходит земные часы. Поэтому вместо излучения лазера можно использовать излучение

пульсара. Эта схема детектирования гравитационных волн была предложена М.В. Сажиним. Современная точность наблюдений пульсаров позволяет достичь точности измерений амплитуды возмущений метрики порядка 3×10^{-16} в интервале периодов от 1 года до 3 лет. При условии использования корреляционных схем можно повысить чувствительность на два порядка.

Наконец, рассмотрим способы детектирования гравитационных волн с периодом порядка возраста нашей Вселенной. Для этого нам надо выбрать излучатель, расположенный на расстоянии, равном произведению скорости света на возраст Вселенной. Это поверхность последнего рассеяния (о которой мы упоминали выше). Правда, в отличие от других способов детектирования гравитационных волн, здесь мы не можем наблюдать переменности сигнала во времени — слишком уж длительный период. Но мы можем наблюдать “застывшую” картинку на небесной сфере. Для такой задачи астрономы должны исследовать анизотропию и поляризацию реликтовых фотонов.

Вместо заключительных слов еще раз отметим, что из-за чрезвычайно слабого взаимодействия гравитационных волн с веществом, этот вид излучения может служить как новый телескоп для изучения глубинных свойств материи и нашей Вселенной. От первых мгновений новорожденной Вселенной до нас могут доходить только гравитационные волны. Любые другие виды излучения будут поглощены чудовищной толщей горячего вещества. Только гравитационные волны могут донести до нас свойства Вселенной в эти первые мгновения ее жизни.

Дальнейшее развитие идея использования пульсаров для детектирования гравитационных волн получила в работе [42]. В этой работе авторы предложили экспериментально измерить угловую корреляционную функцию, выведенную теоретически в статье [34] путем кросс-корреляции рядов остаточных отклонений пульсаров от примерно двадцати пульсаров. Если экспериментальные данные совпадут с наперед заданной точностью и уровнем достоверности с предвычисленной теоретической кривой, то это, по мнению авторов, будет означать прямое обнаружение гравитационных волн. Этот метод позиционировался как предназначенный, в первую очередь, для детектирования стохастического гравитационно-волнового фона, вызванного реликтовыми волнами или же суперпозицией гравитационно-волновых всплесков, вызванных слияниями массивных объектов (черных дыр, нейтронных звезд) во Вселенной.

Основываясь на этой идее, в мире были начаты программы одновременного хронометрирования миллисекундных пульсаров, среди которых следует отметить уже упоминавшиеся в статье проекты

PPTA, EPTA и NANOGrav, целью которых было не только прямое обнаружение гравитационно-волнового фона, но и построение пульсарной шкалы времени и уточнение планетных эфемерид.

На момент выхода работы [42] в России уже были накоплены долговременные ряды тайминга нескольких миллисекундных пульсаров [43]. Предложенный метод с модификациями был применен к имеющимся рядам остаточных отклонений шести миллисекундных пульсаров и действительно позволил обнаружить искомую корреляционную функцию на статистически значимом уровне [44, 45].

Полученный результат имеет множественную интерпретацию. Первая, наиболее интересная, заключается в том, что гравитационно-волновой фон действительно был обнаружен в диапазоне 3×10^{-9} Гц. Полученная коррелированная амплитуда вариаций ~ 0.5 мкс на частоте 3×10^{-9} Гц соответствует безразмерной амплитуде гравитационной волны 2×10^{-15} и при пересчете в относительную плотность стохастического гравитационно-волнового фона дает величину $\Omega_g h^2 \cong 3 \times 10^{-9}$, что превышает ожидаемые теоретические оценки, поэтому такие данные стоит воспринимать только как верхний предел на гравитационно-волновой фон.

Второе возможное объяснение состоит в том, что характерная форма угловой корреляционной функции математически получается из квадрупольной зависимости принимаемого с неба сигнала. Квадрупольную же зависимость имеет не только гравитационно-волновой сигнал, но и ряд других эффектов. В первую очередь на такую роль подходит задержка пульсарного сигнала при прохождении гелиосферной мантии, которая имеет каплевидную форму, определяемую обтеканием гелиосферы звездным ветром. Из-за отличия формы гелиосферной мантии от сферической в задержке радиосигнала от источника возникает квадрупольный член, который проявляется при кросс-корреляционном анализе данных. Этот член может симулировать сигнал от гравитационно-волнового шума.

В работе [46] рассматривалось излучение гравитационных волн сверхмассивными двойными черными дырами, которое формируется во время слияния галактик. Это источники гравитационных волн в ближней ($z < 10$) Вселенной. Стохастическая суперпозиция гравитационных волн от всех таких двойных систем модулирует время прихода импульсов от пульсаров. Использование данных наблюдений миллисекундных пульсаров, полученных на радиотелескопе Паркса, позволило получить верхнее ограничение на амплитуду этого фона, $A <$

1.0×10^{-15} , с достоверностью 95%. Это ограничение исключает предсказанные модели для эволюции двойных черных дыр в центрах галактик с вероятностью 91–99.7%.

Хотя в результате этого эксперимента не были детектированы гравитационные волны, исследователи разрабатывают новые проекты, направленные на детектирование гравитационных волн методом пульсарного хронометрирования [47]. Астрономы полагают, что объединение проектов IPTA, NANOGrav, EPTA и PPTA позволит значительно повысить чувствительность метода, что позволит зарегистрировать гравитационные волны в этом диапазоне частот. В частности, обсуждаются данные трех обзоров PPTA, EPTA и NANOGrav для детектирования гравитационных волн [48].

Помимо детектирования “почти” монохроматических гравитационных волн от двойных систем и накопления сигнала от стохастических гравитационных волн, было предложено много других применений использования хронометрирования пульсаров для детектирования транзитных источников типа всплесков. В статье [49] был предложен новый метод наблюдения сигнатуры слияний сверхмассивных черных дыр. Этот метод основан на обнаружении определенного типа гравитационных волн, а именно гравитационного всплеска волны с памятью, с использованием синхронизации хронометрирования пульсаров. Показано, что современная точность синхронизации пульсаров позволяет обнаруживать “всплески с памятью” за счет слияний сверхмассивных черных дыр с расстояний до 1 Гпк.

Был также предложен метод исследования гравитационного волнового фона в диапазоне частот 10^{-12} – 10^{-8} Гц [50]. Этот метод основан на точных измерениях параметров вращения пульсара. Гравитационные волны влияют на эти параметры, и, следовательно, можно сделать выводы о плотности энергии этих волн. Получены ограничения на плотность гравитационного волнового фона: $\Omega_{\text{gw}} < 2 \times 10^{-6}$.

В некоторых расширенных теориях гравитации появляется узкополосный гравитационно-волновой шум. Гравитон в таких моделях является массивной частицей. Из хронометрирования пульсаров можно установить сильные ограничения на такие теории гравитации [51]. Кроме того, по хронометрированию пульсаров можно сделать сильное ограничение на скорость распространения гравитационных волн [52].

11. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ С ПОМОЩЬЮ ПУЛЬСАРОВ

Тайминг пульсаров обладает высокой точностью определения времени прихода импульсов, такой физической механизм может использоваться

не только для построения новой шкалы времени, для детектирования гравитационных волн в наногерцовом диапазоне частот, но также и для детектирования темной материи, которая должна содержаться в нашей Галактике.

В работе Сажина [53] впервые было предложено детектировать темные тела нашей Галактики по влиянию возникающего эффекта слабого гравитационного микролинзирования на хронометрирование пульсаров. Массивное тело (звезда, черная дыра или облако темной материи), которое пролетает недалеко от линии пульсар–наблюдатель, создает задержку во времени прихода сигналов пульсара к наблюдателю. Более подробное исследование эффекта микролинзирования было проведено в 1995 г. в работе [54]. Было показано, что влияние эффекта микролинзирования вызовет быстрый рост ОУ МПИ и последующую релаксацию к невозмущенному значению. Влияние эффекта будет значительным на протяжении нескольких лет, и максимальная амплитуда отклонений МПИ составит ~ 20 – 30 мкс, при условии, что гравитационная линза обладает значительной массой и пролетает на небольшом расстоянии от линии пульсар–наблюдатель (~ 10 мс дуги). События микролинзирования, вызываемые пролетами линз на небольшом расстоянии, очень редки, но очевидно, что в той или иной степени пульсары подвержены влиянию эффекта слабого микролинзирования, вызванного пролетом линз на значительном расстоянии от линии пульсар–наблюдатель. Было также предложено использовать влияние эффекта при хронометрировании миллисекундных пульсаров для детектирования МАСНО [55]. Увеличение числа наблюдаемых пульсаров и временной продолжительности серий наблюдений позволит надеяться на обнаружение МАСНО. Были сделаны численные оценки: для пульсара на расстоянии несколько кпк, наблюдающегося на протяжении 10 лет с точностью 10 нс оптическая толща по микролинзированию будет достигать величины 0.1 [56].

Влияние эффекта слабого гравитационного микролинзирования на хронометрирование пульсаров было рассмотрено при более реальных предположениях в [57]. Было показано, что остаточные уклонения моментов прихода импульса, вызванные влиянием эффекта, для пульсара B1937+21 составят величину порядка 10 нс, если продолжительность наблюдений будет около 20 лет. Также было показано, что при будущих наблюдениях на SKA (Square Kilometer Array) пульсаров, расположенных за балджем, величина из-за эффекта составит несколько микросекунд за те же 20 лет.

По хронометрированию пульсаров можно также ограничить космологическую плотность таких экзотических объектов, как космические струны

в виде петель, используя два наблюдательных признака — гравитационное микролинзирование и эффект Кайзера-Стеббинса. Данные пульсарной хронометрии обеспечивают наиболее строгие ограничения на обилие легких струн [58].

Теперь мы рассмотрим предположение Хмельницкого и Рубакова о темной материи в виде скалярного поля [59]. Такая модель помогает решить многие задачи на масштабе меньше, чем галактические масштабы. Поле состоит из ультра-легких частиц с массой в диапазоне $10^{-22} - 10^{-23}$ эВ. Колебания такого поля вызывает переменный гравитационный потенциал, который, в частности, воздействует на тайминг пульсаров. Авторы полагают, что вызываемые амплитуды переменности метрики составляют порядка 10^{-15} . В работе [60] проанализирован тайминг пульсаров проекта NANOGrav, который выложен в интернет и доступен для анализа. Н. Порайко и К. Постнов получили значимые верхние пределы на величину метрики $h_c < 4 \times 10^{-15}$ на частоте монохроматических колебаний поля $f = 1.75 \times 10^{-8}$ Гц.

В работе [25] получены сходные по амплитуде оценки вариаций гравитационного потенциала, основанные на величине относительной нестабильности σ_z рядов хронометрирования пульсаров, наблюдававшихся в Парксе (Австралия).

Другие идеи детектирования темной материи в нашей Галактике связаны с наблюдениями двойных пульсаров [60, 61]. Во время движения двойного пульсара в Галактике на него могут влиять частицы темной материи посредством динамического трения. Можно показать, что этот эффект производит характерную модуляцию орбиты и вызывает вековое изменение орбиты. Изменения орбитального периода находятся в пределах точности наблюдений. Для двойных систем с орбитальным периодом более суток найдены соответствующие зависимости основных орбитальных параметров. Изменение периода двойной системы зависит от многих параметров задачи: сечения взаимодействия частиц темной материи с барионным веществом, дисперсии скоростей частиц темной материи, периода двойной системы, галактической скорости двойной системы, масс звезд в системе, плотности частиц темной материи вокруг двойного пульсара и т.п. В достаточно простом случае изменение периода из-за динамического трения определяется формулой:

$$\dot{P}_b^{Df} \approx -3 \times 10^{-14} \frac{\mu_1 \lambda_{20} \rho_{DM}^{GC} P_b^{100}}{\sigma_{150}^3},$$

здесь $\mu_1 = \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2) M_\odot}$ — приведенная масса в солнечных единицах, λ_{20} — кулоновский логарифм, ρ_{DM}^{GC} — плотность темной материи в галактическом центре, P_b^{100} — период двойной системы,

деленный на сто дней, σ_{150} — дисперсия скоростей частиц темной материи, деленная на 150 км/с.

Сравнивая эти предсказания с измерениями, можно вывести модельно независимые пределы плотности темной материи на разных расстояниях D от центра Галактики. Например, наблюдения пульсара J1713+0747 накладывают верхний предел $\rho_{DM} \lesssim 10^5$ ГэВ/см³ при $D \approx 7$ кпк. Обнаружение двойного пульсара, который находится на расстоянии в $D \lesssim 10$ пк от центра Галактики, позволит вывести профиль темной материи в центре и наложить сильные ограничения на модели роста центральной черной дыры.

Современные модели темной материи в нашей Галактике предсказывают значительно менее плотное распределение темной материи в нашей Галактике. Так, DD модель темной материи, выведенная по звездной кинематике, в случае толстого диска предсказывает плотность темной материи и дисперсию скоростей частиц:

$$\rho_0^{DM} \leq 3 \text{ ГэВ/см}^3, \\ \sigma \leq 9 \text{ км/с.}$$

Здесь верхний индекс DM означает сокращение от Dark Matter (темная материя).

В случае тонкого диска

$$\rho_0^{DM} \leq 12 \text{ ГэВ/см}^3, \\ \sigma \leq 2 \text{ км/с.}$$

При этом дисперсия скоростей также значительно меньше, что позволяет надеяться на проверку DD модели темной материи на двойных пульсарах в ближайшем будущем.

12. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

После краткого обзора методов построения ПШВ и применения этой шкалы для решения астрономических и физических задач, резюмируем основные цели и приложения этой проблемы для решения астрономических задач, а также астрофизических, космологических и задач фундаментальной физики.

Одно из главных преимуществ хронометрирования пульсаров для классической астрономии заключается в возможности точного определения ориентации осей динамических систем отсчета относительно друг друга и относительно кинематической системы отсчета. Эта ориентация плохо определяется традиционными методами астрономии. Пульсарные измерения имеют потенциальную точность 0.1 мс дуги.

Детектирование сверхмассивных двойных черных дыр в центрах галактик посредством детектирования гравитационных волн от них открывает

для астрофизики возможности изучения эволюции таких объектов, частоты и механизмов слияния галактик.

Детектирование стохастического гравитационного излучения от ранних стадий эволюции нашей Вселенной, несомненно, принесет важную информацию об эволюции ранней Вселенной.

Наконец, хронометрирование пульсаров позволяет изучать темную материю внутри нашей Галактики. При повышении точности хронометрирования в несколько раз, можно будет обнаружить влияние темной материи, а для некоторых моделей темной материи определить также ее природу.

В работе использовались материалы исследований, полученные на радиотелескопах ДКР-1000 и БСА ФИАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Е. Жаров *Сферическая астрономия* (Фрязино, Век-2, 2006).
2. D. G. Matei, T. LeGERO, S. Häfner *et al.* Phys. Rev. Lett. **118**, id.263202 (2017).
3. 13th CGPM 1967/68, Resolution 1, URL <https://www.bipm.org/en/publications/si-brochure/second.html>
4. V. N. Taylor and P. J. Mohr, IEEE Trans. Instr. Meas. **50**, 563 (2001).
5. A. Hewish, S. J. Bell, and J. D. H. Pilkington, Nature **217**, 709 (1968).
6. Р. Манчестер, Дж. Тэйлор, *Пульсары* (М.: Мир, 1980).
7. The ATNF pulsar database. URL: <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>
8. B. Kiziltan, A. Kottas, M. DeYoureo *et al.*, Astrophys. J. **778**, id. 66 (2013).
9. A. Shostak, Pulsar Communication System. Пат. № 3550002 США. 1970.
10. D. C. Backer, S. R. Kulkarni, C. Heiles *et al.*, Nature **300**, 615 (1982).
11. В. Г. Ильин, Ю. П. Илясов, А. Д. Кузмин и др., Измерительная техника № 12, 34 (1983).
12. В. Г. Ильин, Ю. П. Илясов, А. Д. Кузмин и др., Докл. АН **275**, 835 (1985).
13. Ю. П. Илясов, А. Д. Кузьмин, Т. В. Шабанова, Ю. П. Шитов, Труды ФИАН **199**, 149 (1988).
14. G. S. Bisnovatyı-Kogan, J. Phys. Stud. **11**, 450 (2007).
15. G. S. Bisnovatyı-Kogan, Mem. S. A. It. **81**, 258 (2010).
16. A. E. Rodin, Chinese J. of Astron. and Astrophys. Suppl. **6**, 157 (2006).
17. A. E. Rodin, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **387**, 1583 (2008).
18. А. Е. Родин, Д. Чен, Астрон. журн. **88**, 677 (2011).
19. Ж. Рютман, ТИИЭР **66** (9), 70 (1978).
20. D. N. Matsakis and F. J. Josties, Proc. of the Precise Time and Time Interval Meeting (PTTI) **9** (28), 225 (1996).
21. К. Одуан, Б. Гино, *Измерение времени. Основы GPS* (Москва, Техносфера, 2002).
22. М. В. Сажин, Измерительная техника № 1, 27 (1989).
23. D. N. Matsakis, J. H. Taylor, and T. M. Eubanks, Astron. and Astrophys. **326**, 924 (1997).
24. J. P. W. Verbiest, M. Bailes, W. A. Coles, G. B. Hobbs, *et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **400**, 951 (2009).
25. А. Е. Родин, В. А. Федорова, Астрон. журн. **95**, 401 (2018).
26. G. B. Hobbs, W. Coles, R. N. Manchester, *et al.* Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **427**, 2780 (2012).
27. G. Hobbs, A. G. Lyne, and M. Kramer, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **402**, 1027 (2010).
28. Ю. П. Илясов, С. М. Копейкин, А. Е. Родин, Письма в Астрон. журн. **24**, 275 (1998).
29. М. В. Сажин, Астрон. журн. **55**, 65 (1978).
30. М. В. Сажин, Астрон. цирк. № 1002, 1 (1978).
31. М. V. Sazhin, Sov. Astron. **22**, 36 (1978).
32. S. Detweiller, Astrophys. J. **234**, 1100 (1979).
33. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц *Теория поля* (М., Наука, 1988).
34. R. W. Hellings and G. S. Downs, Astrophys. J. **265**, L39 (1983).
35. http://www.tapir.caltech.edu/~teviet/Waves/gwave_details.html
36. А. А. Старобинский, Письма в ЖЭТФ **30**, 719 (1979).
37. V. A. Rubakov, M. V. Sazhin, and A. V. Veryskin, Phys. Lett. B. **115**, 189 (1982).
38. D. V. Deryagin, D. Yu. Grigoriev, V. A. Rubakov, and M. V. Sazhin, Modern Phys. Lett. A **1**, 593 (1986).
39. D. V. Deryagin, D. Iu. Grigor'ev, V. A. Rubakov, and M. V. Sazhin, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **229**, 357 (1987).
40. М. V. Sazhin, in Proceedings of the Friedmann Centenary Conference, held in Leningrad, USSR, June 22–26, 1988. Ed., M. A. Markov, V. A. Berezin, V. F. Mukhanov; Publisher, World Scientific Pub. Co. 1990. P. 147.
41. L. Jun, Ch. Li-Sheng, D. Hui-Zong, *et al.*, Class. Quantum Grav. **33**, 035010 (2016).
42. F. A. Jenet, G. B. Hobbs, K. J. Lee, and R. N. Manchester, Astrophys. J. **625**, L123 (2005).
43. Yu. P. Ilyasov, V. V. Oreshko, V. A. Potapov, and A. E. Rodin, in Young Neutron Stars and Their Environments, IAU Symposium no. 218, held as part of the IAU General Assembly, 14–17 July, 2003 in Sydney, Australia. Edited by Fernando Camilo and Bryan M. Gaensler. San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific, 2004, p. 433
44. А. Е. Родин, AIP Conf. Proc. **1357**, 81 (2011).
45. А. Е. Родин, Астрон. журн. **88**, 152 (2011).
46. R. M. Shannon, V. Ravi, L. T. Lentati, *et al.*, Science **349**, 1522 (2015).
47. G. H. Hobbs and S. Dai, National Science Review **4**, 707 (2017).
48. X. Zhu, L. Wen, G. Hobbs, R. N. Manchester, R. M. Shannon, препринт arXiv:1509.06438v1, 2015.

49. M. S. Pshirkov, D. Baskaran, and K. A. Postnov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **402**, 417 (2009).
50. M. S. Pshirkov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **398**, 1932 (2009).
51. M. Pshirkov, A. Tuntsov, and K. A. Postnov, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 261101 (2008).
52. D. Baskaran, A. G. Polnarev, M. S. Pshirkov, and K. A. Postnov, *Phys. Rev. D.* **78**, 044018 (2008).
53. M. V. Sazhin, *Proc. 11th Int. Conf. General Relativ. Gravity, Stockholm, 1986*, p. 519.
54. T. I. Larchenkova and O. V. Doroshenko, *Astron. and Astrophys.* **297**, 607 (1995).
55. K. Ohnishi, M. Hosokawa, T. Fukushima, and M. Takeuti, in *Pulsars: Problems and Progress. Proc. 160th Colloq. IAU. Ed. S. Johnston, M. A. Walker, M. Bailes, San Francisco: ASP, P. 125, 1996.*
56. M. Hosokawa, K. Ohnishi, and T., *Astron. and Astrophys.* **351**, 393 (1999).
57. М. С. Пширков, М. В. Сажин, Ю. П. Илясов, *Письма в Астрон. журн.* **34**, 437 (2008).
58. M. S. Pshirkov and A. V. Tuntsov, *Phys. Rev. D* **81**, 083519 (2010).
59. A. Khmelnitsky and V. Rubakov, *JCAP* **2**, 19 (2014).
60. N. Porayko and K. Postnov, *Phys. Rev. D* **90**, 062008 (2014).
61. P. Pani, *Phys. Rev. D* **92**, 123530 (2015).
62. A. Caputo, J. Zavala, and D. Blas, *Physics of the Dark Universe* **19**, 1 (2018).