

## Прецизионные методы хронометрирования и поляриметрии пульсаров: результаты и перспективы

К.А. Постнов, Н.К. Порайко, М.С. Пширков

*Анализ моментов прихода импульсов пульсаров (пульсарный тайминг) — чувствительный инструмент современных астрофизических исследований, позволяющий измерять задержки времени распространения электромагнитного сигнала на пути от источника к наблюдателю. Совместный тайминг сети из многих пульсаров (Pulsar Timing Array — PTA) позволяет решать разнообразные астрофизические задачи, в том числе и задачу прямого детектирования возмущений метрики пространства–времени, в частности вызванных гравитационными волнами. Представлен обзор современного состояния исследований в области пульсарного тайминга и последние результаты по детектированию стохастического фона наногерцовых гравитационных волн астрофизической и космологической природы международными коллаборациями NANOGrav, PPTA, InPPTA, CPTA. Также обсуждаются современные ограничения на скалярную ультралёгкую материю (псевдоскалярные бозоны), получаемые из хронометрирования и поляриметрии пульсаров, и перспективы применения этих методов для решения других задач фундаментальной физики и космологии.*

**Ключевые слова:** радиопульсары, пульсарный тайминг, гравитационные волны, стохастический фон гравитационных волн, сверхмассивные двойные чёрные дыры, ультралёгкая скалярная тёмная материя

PACS numbers: 04.30. – w, 95.35. + d, 97.60.Gb

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2024.11.039812>

### Содержание

1. Введение (154).
2. Метод пульсарного тайминга (155).
  - 2.1. Краткое описание метода.
  - 2.2. Корреляции времён прихода импульсов от разных пульсаров.
3. Стохастический гравитационно-волновой фон в пульсарном тайминге (157).
  - 3.1. Пульсарные сети и стохастический гравитационно-волновой фон.
  - 3.2. Сигнал от индивидуальных сверхмассивных двойных

чёрных дыр. 3.3. Астрофизический гравитационно-волновой фон. 3.4. Космологический гравитационно-волновой фон.

4. Ограничения на скалярную ультралёгкую материю из хронометрирования и поляриметрии пульсаров (162).
    - 4.1. Ультралёгкие псевдоскалярные бозоны как тёмная материя.
    - 4.2. Ограничения на ультралёгкую скалярную тёмную материю методом пульсарного тайминга по интегральному эффекту Сакса–Вольфа.
    - 4.3. Ограничения на ультралёгкую скалярную тёмную материю по вращению плоскости поляризации пульсаров.
  5. Другие применения метода пульсарного тайминга (167).
    - 5.1. Детектирование гравитационно-волновых импульсов с памятью.
    - 5.2. Поиск альтернативных мод поляризации гравитационных волн.
    - 5.3. Постановка ограничений на массу гравитона и скорость распространения гравитационных волн.
    - 5.4. Изучение распределения масс в Галактике и поиск компактных объектов.
  6. Перспективы метода пульсарного тайминга (169).
- Список литературы (170).

К.А. Постнов<sup>(1,2,a)</sup>, Н.К. Порайко<sup>(3,4,b)</sup>, М.С. Пширков<sup>(1,5,6,c)</sup>

<sup>(1)</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Университетский просп. 13, 119234 Москва, Российская Федерация

<sup>(2)</sup> Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлёвская 18, 420008 Казань, Российская Федерация

<sup>(3)</sup> Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, Bonn, 53121, Germany

<sup>(4)</sup> Università degli Studi di Milano-Bicocca, Piazza dell'Ateneo Nuovo, 1, Milano, 20126, Italy

<sup>(5)</sup> Институт ядерных исследований РАН, просп. 60-летия Октября 7а, 117312 Москва, Российская Федерация

<sup>(6)</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Пушинская радиоастрономическая обсерватория, 142290 Пушкино, Московская обл., Российская Федерация

E-mail: <sup>(a)</sup> [director@sai.msu.ru](mailto:director@sai.msu.ru), <sup>(b)</sup> [prorayko@mpifr-bonn.mpg.de](mailto:prorayko@mpifr-bonn.mpg.de), <sup>(c)</sup> [pshirkov@sai.msu.ru](mailto:pshirkov@sai.msu.ru)

Статья поступила 30 октября 2024 г.,  
после доработки 18 ноября 2024 г.

### 1. Введение

Настоящий обзор посвящён методу пульсарного тайминга — прецизионному хронометрированию моментов прихода импульсов от стабильных естественных космических часов — пульсаров. Пульсарный тайминг является важнейшим инструментом для поиска как гравитационных волн (ГВ) от индивидуальных источников, так и стохастического фона ГВ. Две замечательные теоретические работы В.А. Рубакова имеют отношение к этой важной области современной экспериментальной астрофизики: одно из первых вычислений стохастиче-

ского ГВ-фона от инфляционной стадии расширения Вселенной [1] и предложение искать квазимонохроматический сигнал от ультралёгкой скалярной тёмной материи в Галактике в данных пульсарного хронометрирования [2].

В основе поиска низкочастотных ГВ с использованием метода хронометрирования (тайминга) лежит идея детектирования искажений метрики пространства – времени путём измерения точного времени прихода сигналов от периодических источников (естественных или искусственных "часов") при их распространении от источника к наблюдателю. Применение пульсарного тайминга для низкочастотных ГВ было предложено в пионерских работах М.В. Сажина [3] и С. Детвейлера [4]<sup>1</sup>. Действительно, в простом случае монохроматической ГВ с частотой  $f$ , распространяющейся вдоль оси  $z$  перпендикулярно направлению на источник, находящийся на расстоянии  $D$ , траектория фотона в поле плоско-поляризованной ГВ с амплитудой  $h_+ \ll 1$  (поляризация "+" взята для определённости) описывается уравнением  $ds^2 = 0 = -c^2 dt^2 + (1 + h_+(z, t)) dx^2 + (1 - h_+(z, t)) dy^2 + dz^2$ . Время распространения света от источника к наблюдателю вдоль оси  $x$  будет изменяться на величину

$$\begin{aligned} \delta t &= \frac{D}{c} \left[ \left( 1 \pm \frac{1}{2} h_+(t) \right) - \left( 1 \pm \frac{1}{2} h_+ \left( t - \frac{D}{c} \right) \right) \right] = \\ &= \pm \frac{D}{2c} \left( h_+(t) - h_+ \left( t - \frac{D}{c} \right) \right), \end{aligned}$$

что вызовет красное смещение частоты принимаемого сигнала  $\Delta f(t)/f = (1/2)(h_+(t) - h_+(t - D/c))$ . Отклонения в моментах прихода периодических импульсов за время наблюдения  $T$  будут равны

$$\mathcal{R}(T) = \int_0^T \frac{\Delta f(t)}{f} dt.$$

В общем случае одиночная плоская ГВ с частотой  $f = \omega/2\pi$ , амплитудой  $h_c$  и углом поляризации  $\phi$ , распространяющаяся под углом  $\theta$  к направлению на пульсар, находящийся на расстоянии  $D$ , вызовет синусоидальные осцилляции в моменты прихода импульсов (МПИ) от пульсара с амплитудой [8, 9]

$$\Delta t = \frac{h_c}{\omega} [1 + \cos \theta] \sin(2\phi) \sin \frac{\omega D [1 - \cos \theta]}{2c} \quad (1)$$

( $c$  — скорость света: ниже, если не оговорено, используем естественную систему единиц  $\hbar = c = k_B = 1$ ).

Ясно, что наибольший эффект достигается при временах наблюдения источника порядка  $T = 1/f$ , и для характерного времени слежения за пульсаром в несколько лет ( $T \sim 10^8$  с) амплитуда вариаций МПИ будет порядка  $\mathcal{A} = h_c/\omega \sim 20$  нс для  $h_c \sim 10^{-15}$ . После вычитания детер-

<sup>1</sup> См. также более раннюю работу [5], в которой вычислялся эффект влияния ГВ на изменение частоты принимаемого на Земле периодического сигнала при доплеровском слежении за космическим аппаратом.

<sup>2</sup> Выражение для красного смещения частоты прихода импульсов в поле ГВ в общем виде легко выводится из формулы для флуктуаций температуры реликтового фона из-за эффекта Сакса – Вольфа [6, 7]:

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{1}{2} \int_{\lambda_e}^{\lambda_o} \frac{\partial h_{ij}}{\partial t} \hat{n}_i \hat{n}_j d\lambda$$

( $\hat{n}_i, \hat{n}_j$  — единичный вектор в направлении на пульсар; интеграл берётся вдоль траектории фотонов).

министических вкладов от движения детектора на Земле в поле тяготения Солнца и планет Солнечной системы с учётом эффектов Общей теории относительности (ОТО) (задержка Рёмера, эффект Доплера, гравитационное красное смещение, задержка Шапиро) и возможных вкладов от движения пульсара получаются "очищенные" МПИ. Анализ очищенных МПИ со стандартным отклонением шума в несколько десятков нс может быть использован для нахождения различных эффектов, связанных с флуктуациями метрики пространства – времени, вызванными ГВ от конкретных источников, стохастическим ГВ-фоном астрофизической или космологической природы, а также возмущениями метрики от некоторых форм тёмной материи (ТМ) (в частности, ультралёгкой скалярной ТМ, вызывающей осцилляции гравитационного потенциала, впервые рассмотренной в статье А. Хмельницкого и В. Рубакова [2]). Данный обзор посвящён этим и другим возможным источникам, изучаемым с помощью пульсарного тайминга в настоящее время. Подробный обзор астрофизических и космологических источников наногерцовых ГВ, к которым наиболее чувствителен метод пульсарного тайминга, можно найти в работе [10].

Структура обзора следующая. В разделе 2 кратко изложен метод пульсарного тайминга. В разделе 3 обсуждаются стохастический ГВ-фон и представлены результаты по его регистрации и интерпретации международными пульсарными сетями. Раздел 4 посвящён поискам возможных следов ультралёгкой скалярной ТМ в пульсарном тайминге (раздел 4.2) и в измерении эффекта космического двулучепреломления при поляриметрии пульсаров (раздел 4.3). В разделе 5 рассматриваются примеры других приложений метода пульсарного тайминга (регистрация ГВ-импульсов с памятью, поиск дополнительных мод поляризации ГВ, ограничения на массу гравитона и скорость распространения ГВ, изучение распределения масс в Галактике и поиск компактных объектов). В заключении (раздел 6) кратко сформулированы основные направления развития метода пульсарного тайминга для решения астрофизических и космологических задач.

## 2. Метод пульсарного тайминга

### 2.1. Краткое описание метода

Основой для поиска низкочастотных ГВ служит пульсарный тайминг (ПТ) — мощный метод, используемый во многих задачах пульсарной астрометрии. Пульсары — это быстровращающиеся сильно замагниченные нейтронные звёзды. В данном методе эти своего рода космические маховики выступают в роли сверхстабильных часов, удалённых на галактические расстояния. Прежде чем использовать пульсары в качестве стабильных часов, необходимо провести ряд процедур по их стандартизации, которые описаны далее.

Индивидуальные импульсы пульсаров очень изменчивы по форме и амплитуде, но их средние импульсы, получаемые усреднением большого количества (в случае миллисекундных пульсаров речь идёт о  $\mathcal{O}(10^6)$  индивидуальных импульсов), исключительно стабильны и являются своего рода "визитными карточками" пульсаров. В ходе отдельного сеанса наблюдений сигнал накапливается на протяжении сравнительно длительного времени,

минуты – десятки минут, затем сигнал сворачивается с периодом, равным периоду вращения пульсара в данную эпоху. Далее проводится кросс-корреляция результата с шаблонным импульсом, что позволяет произвести точную временную привязку импульсов. Обычно находят МПИ, ближайший к середине сеанса, — это и служит результатом данного сеанса наблюдений. Ошибка определения МПИ приблизительно равна  $W/\text{SNR}$ , где  $W$  — ширина импульса (не следует путать с периодом пульсара  $P$ ), а  $\text{SNR}$  — отношение сигнала к шуму (ОСШ) [11]:

$$\text{SNR} \propto S_{\text{psr}} \sqrt{t_{\text{obs}} \Delta f} \sqrt{\frac{P}{W}}, \quad (2)$$

где  $S_{\text{psr}}$  — средний поток излучения от пульсара,  $t_{\text{obs}}$  — полная продолжительность сеанса наблюдений,  $\Delta f$  — ширина полосы частот наблюдений. Очевидно, что отношение (2) выше при длительных наблюдениях в широкой полосе для ярких пульсаров с острыми профилями (малое отношение  $W/P$ ). В абсолютных значениях среднеквадратичная ошибка определения МПИ  $\sigma_{\text{ТОА}} = (\mathcal{R}^2(t))^{1/2}$  меньше для миллисекундных пульсаров, что вместе с высокой стабильностью их вращений объясняет их использование для поиска гравитационных волн и других физических эффектов, которые будут рассмотрены в данном обзоре.

Из-за постепенной потери пульсаром энергии вращения частота его вращения  $\nu$  медленно уменьшается [12]. Такое поведение может быть описано следующим образом:

$$\nu(t) = \nu(t_0) + \dot{\nu}_0(t - t_0) + \frac{1}{2} \ddot{\nu}_0(t - t_0)^2 + \dots, \quad (3)$$

здесь и далее индекс 0 обозначает значение в момент времени  $t_0$ , например,  $\nu_0 \equiv \nu(t_0)$ .

Закон изменения частоты позволяет естественным образом получить значение фазы пульсара в любой момент времени  $t$ , зная её в начальный момент  $t_0$ :

$$N(t) = N_0 + \int_{t_0}^t \nu(t) dt = N_0 + \nu_0(t - t_0) + \frac{1}{2} \dot{\nu}_0(t - t_0)^2 + \frac{1}{6} \ddot{\nu}_0(t - t_0)^3 + \dots \quad (4)$$

Это соотношение выполняется точно в системе отсчёта, связанной с пульсаром, а для применения в наземных наблюдениях необходимо произвести соответствующую редукцию.

Для того чтобы соотношение (4) оставалось верным, необходимо использовать шкалу времени, связанную с системой отсчёта, максимально близкой к инерциальной. На сегодняшний момент такой системой отсчёта служит система, являющаяся комбинацией барицентрической системы координат с началом в барицентре Солнечной системы и соответствующего барицентрического координатного времени (ТСВ, Temps-Coordonnée Barycentrique).

Будем рассматривать одиночный пульсар и считать, что он покоится относительно выбранной системы отсчёта; равномерное движение никак не изменит форму соотношения и лишь из-за эффекта Доплера переопределяет наблюдаемую величину частоты вращения пульсара относительно собственной. Сначала определяются МПИ на радиотелескоп в местной временной шкале, привязанной к локальному водородному стандарту. Дальнейшая

редукция осуществляется пошагово: на первом шаге с помощью глобальных навигационных спутниковых сетей, таких как GPS или ГЛОНАСС, местная временная шкала привязывается к Всемирному координированному времени (UTC), которое жёстко привязано к шкале Международного атомного времени (TAI) — взвешенному среднему показаний нескольких сотен атомных часов в различных национальных лабораториях. На следующем шаге осуществляется перевод в максимально равномерную шкалу Земного времени (TT), — максимально точное приближение к идеальным равномерным атомным часам, находящимся на уровне локального геоида. Затем производится расчёт времени прихода импульса, полученного на телескопе, в барицентре Солнечной системы. При этом используются высокоточные эфемериды, такие как разработанные Лабораторией реактивного движения НАСА (JPL NASA) DE440, ИПА РАН ЕРМ2021 и дополнительно к задержке Рёмера между телескопом и барицентром Солнечной системы учитываются релятивистские эффекты Шапиро и замедления времени на движущейся Земле и в гравитационных полях тел Солнечной системы [13, 14]. На данный момент точность редукции составляет величину порядка 100 нс, что эквивалентно знанию положения барицентра с точностью до десятков метров. Даже столь малая ошибка может оказывать определённое влияние на наблюдения гравитационных волн [15].

Полученный МПИ в барицентре Солнечной системы в шкале барицентрического координатного времени ТСВ и является основным результатом отдельного сеанса наблюдений. Наблюдения пульсаров проводятся на протяжении многих лет с интервалами в несколько недель, таким образом формируются длинные ряды МПИ. Параметры пульсаров уточняются из этих рядов методом наименьших квадратов при минимизации выражения

$$\chi^2 = \sum_i \left( \frac{N(t_i) - n_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (5)$$

где  $N(t_i)$  — номер импульса, соответствующий МПИ  $t_i$ ,  $n_i$  — ближайшее к  $N(t_i)$  целое число, так как очевидно, что в случае идеальной модели МПИ должен совпадать с опорной фазой импульса,  $\sigma_i$  — ошибка измерения  $i$ -го МПИ в единицах периода. Так как модель не может быть идеальной, а также имеется вклад эффектов, не учитываемых в модели, то  $N(t_i) \neq n_i$  и есть ненулевые остаточные отклонения (ОУ) МПИ (в единицах времени):  $\mathcal{R} \equiv P(N(t_i) - n_i)$ . Стандартными программными пакетами, с помощью которых можно провести такой анализ, являются TEMPO и TEMPO2<sup>3</sup> [16, 17].

В случае удачного определения параметров, т.е. близости к их истинным значениям, ОУ МПИ представляют из себя "белый шум" с амплитудой, близкой к точности определения МПИ в отдельных сеансах,  $\sigma_{\text{ТОА}}$ . Если же в значениях каких-то параметров есть ошибка, то у ОУ МПИ появляется характерная структура, которая позволяет определить эти параметры и уточнить их. Например, синусоидальные колебания с годовым периодом указывают на неверное определение небесных координат пульсара, в свою очередь приводящее к неправильной оценке задержки Рёмера и ошибкам при редукции в барицентр. Присутствие гравитационно-волн

<sup>3</sup> <https://sourceforge.net/projects/tempo2/>.

нового фона вызовет появление компоненты с "красным шумом"<sup>4</sup> в ОУ МПИ. Сигналы с похожими спектральными свойствами могут быть вызваны и другими астрофизическими процессами, такими как нерегулярность вращения пульсара (собственный "красный" шум пульсара), шум атомных стандартов частоты, с помощью которых проводится хронометрирование, и турбулентность межзвёздной среды. В частности, последняя вызывает стохастический сигнал с интенсивностью, зависящей от частоты наблюдений. Основной сложностью при детектировании ГВ с помощью метода ПТ является выделение искомого сигнала на фоне остальных стохастических помех. Нетривиальная пространственная корреляция ГВ-сигнала (см. раздел 2.2) значительно упрощает данную задачу.

## 2.2. Корреляции времён прихода импульсов от разных пульсаров

Квадрупольный характер ГВ приводит к появлению корреляции во временах прихода импульсов от угла между направлениями на пары пульсаров. Если есть изотропный стохастический фон ГВ с амплитудой, не зависящей от направления, корреляция ОУ МПИ от пары пульсаров, положение которых на небе различается на угол  $\gamma_{ij}$ , описывается так называемой кривой Хеллингса – Даунса [18]

$$\alpha_{ij} = \frac{1}{4\pi} \int \alpha_i \alpha_j d\Omega = \frac{1 - \cos \gamma_{ij}}{2} \ln \left( \frac{1 - \cos \gamma_{ij}}{2} \right) - \frac{1}{6} \frac{1 - \cos \gamma_{ij}}{2} + \frac{1}{3} \quad (6)$$

(см. [19] для подробного вывода и обсуждения ограничений этой формулы).

Следует отметить, что эффект ГВ в пульсарном тайминге проявляется как в принятом сигнале на Земле, так и в окрестностях пульсара (так называемый "пульсарный вклад"). Так как расстояния до пульсаров точно не известны, обычно возможна корреляция только общей "земной" части, что приводит к размытию зависимости Хеллингса – Даунса (добавляется белый шум). Модифицирование анализа с добавлением в него расстояний до пульсаров в качестве свободных параметров может привести к увеличению ОСШ при детектировании индивидуальных двойных сверхмассивных чёрных дыр (ДСЧД) и более точному измерению расстояний до этих сливающихся пар [20]. Для стохастического ГВ-фона, как было показано в [21], "пульсарная дисперсия" кривой Хеллингса – Даунса может быть подавлена путём увеличения числа наблюдаемых источников и последующим усреднением по многочисленным парам пульсаров в некотором диапазоне угловых расстояний  $\gamma_{ij}$ .

Ещё один эффект размытия ожидаемой кривой Хеллингса – Даунса связан с так называемой "космологической дисперсией" [21–23]. Космологическая дисперсия вызывается интерференцией нескольких ГВ-источников, излучающих в одном частотном окне, что приводит к отклонению от канонической кривой попарных корреляций пульсаров. Конкретный вид модифицированной кривой Хеллингса – Даунса будет зависеть от реализации ансамбля ДСЧД в наблюдаемой Вселенной. В отличие

от пульсарной, космологическая дисперсия не будет уменьшаться при росте числа пульсаров, включённых в анализ.

## 3. Стохастический гравитационно-волновой фон в пульсарном тайминге

Стохастический ГВ-фон, по определению, формируется от совокупности независимых источников возмущений метрики  $h_{ij}(\mathbf{x}, t)$ , и он рассматривается как случайная переменная по ансамблю реализаций. Его удобно описывать безразмерной спектральной амплитудой  $h_c(k, t)$ , которая для однородного и изотропного неполяризованного случайного гауссова фона равна

$$\langle h_l(\mathbf{k}, t) h_m(\mathbf{q}, t) \rangle = \frac{8\pi^5}{k^3} \delta^3(\mathbf{k} - \mathbf{q}) \delta_{lm} h_c^2(k, t), \quad (7)$$

где  $k = |\mathbf{k}|$ . При таком определении связь со случайными тензорными амплитудами метрики двух поляризаций даётся выражением

$$\langle h_{ij}(\mathbf{x}, t) h_{ij}(\mathbf{x}, t) \rangle = 2 \int_0^\infty \frac{dk}{k} h_c^2(k, t). \quad (8)$$

Ясно, что  $h_c(k, t)$  есть характерная амплитуда метрики в логарифмическом интервале волновых чисел в расчёте на одну поляризацию, поэтому часто вводят величину спектра мощности  $P_h(k, t) \equiv 2h_c^2(k, t)$ . Плотность энергии ГВ-фона равна

$$\rho_{\text{GW}} = \int \frac{dk}{k} \frac{d\rho_{\text{GW}}}{d \log k} = \frac{\langle \dot{h}_{ij}(\mathbf{x}, t) \dot{h}_{ij}(\mathbf{x}, t) \rangle}{32\pi G}. \quad (9)$$

Для связи с наблюдаемыми величинами можно ввести одностороннюю спектральную плотность ГВ-фона  $S_h(f)$  [Гц<sup>-1</sup>] в терминах частоты  $f = k/(2\pi)$

$$S_h(f) = \frac{h_c^2(f)}{2f}, \quad (10)$$

которую удобно сравнивать со спектральной плотностью шума приёмников  $S_n(f)$ .

Часто ГВ-шум (особенно космологической природы) характеризуют в терминах безразмерного отношения плотности энергии ГВ в логарифмическом интервале частоты, отнесённой к критической плотности Вселенной  $\rho_c = 3H_0^2/(8\pi G)$  ( $H_0$  — современное значение параметра Хаббла):

$$\Omega_{\text{GW}}(f) = \frac{4\pi^2}{3H_0^2} f^3 S_h(f) = \frac{2\pi^2}{3H_0^2} f^2 h_c^2(f). \quad (11)$$

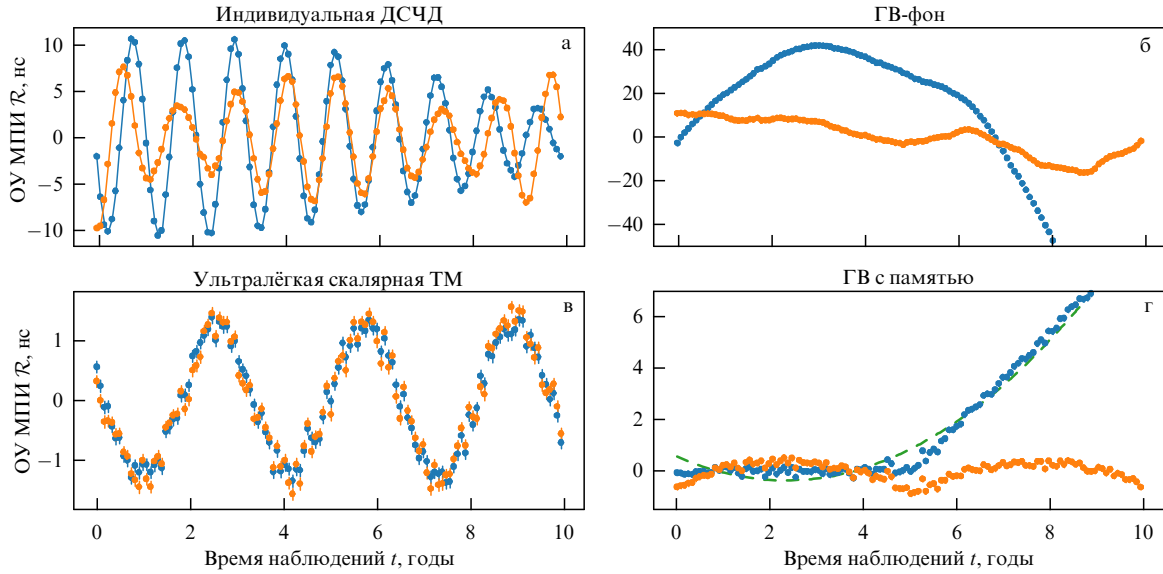
В терминах безразмерной амплитуды метрики  $h_c = \sqrt{2f S_h}$

$$S_h(f) \approx 8 \times 10^{-37} [\text{Гц}^{-1}] \left( \frac{\text{Гц}}{f} \right)^3 \left( \frac{H_0}{100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}} \right)^2 \Omega_{\text{GW}}(f), \quad (12)$$

$$h_c \approx 1,26 \times 10^{-18} \left( \frac{\text{Гц}}{f} \right) \left( \frac{H_0}{100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}} \right) \sqrt{\Omega_{\text{GW}}(f)}. \quad (13)$$

При практическом сравнении стохастического ГВ-фона в пульсарном тайминге используют связь между спектральной плотностью шума в коррелированных

<sup>4</sup> Спектральная плотность мощности возрастает при понижении частоты.



**Рис. 1.** (а) Модельные ОУ МПИ от индивидуальной двойной сверхмассивной ЧД с чирп-массой, равной  $10^9 M_\odot$ , и орбитальной частотой  $f = 10^{-8}$  Гц, находящейся на расстоянии  $D_L = 10$  Мпк; на оранжевой кривой видно, что сигнал содержит две частотные гармоники, соответствующие короткопериодическому земному и долгопериодическому пульсарному вкладам; (б) модельный сигнал от стохастического ГВ-фона с  $h = 10^{-15}$  и  $\alpha = 2/3$ ; (в) модельный сигнал из-за эффекта Сакса–Вольфа от УЛТМ с  $m_a = 5 \times 10^{-23}$  эВ; (г) ожидаемые ОУ МПИ, которые вызовет ГВСП с  $h_{\text{mem}} = 5 \times 10^{-16}$  и эпохой всплеска  $t_B = 5$  лет. Для всех симуляций полная продолжительность наблюдений равна 10 годам. Синим цветом показан оригинальный сигнал, оранжевым — сигнал после вычитания квадратичной подгоночной функции. Зелёной штриховой линией показана подгоночная функция.

остаточных уклонениях МПИ от пар пульсаров [24]. При этом вместо спектральной плотности ГВ шума  $S_h(f)$  используют одностороннюю спектральную плотность отклонений МПИ<sup>5</sup>  $S_n(f)$  с размерностью  $\text{Гц}^{-3}$

$$S_n(f) = \frac{1}{12\pi^2} \frac{h_c^2(f)}{f^3}. \quad (14)$$

После подстановки связи  $h_c^2(f)$  с плотностью энергии ГВ-фона  $\Omega_{\text{GW}}(f)$  из (11) получаем

$$S_n(f) = \frac{H_0^2}{8\pi^4} \frac{\Omega_{\text{GW}}(f)}{f^5}. \quad (15)$$

При длительности наблюдений  $T$  в дискретных интервалах частот  $\Delta f_i = 1/T$  среднеквадратичные остаточные уклонения МПИ связаны со спектральной плотностью  $S_n(f)$ :

$$\sigma_{\text{ТОА},i} = \left( \int_{\Delta f_i} S_n(f) df \right)^{1/2} \approx (S_n(f_i) \Delta f_i)^{1/2} = \left( \frac{S_n(f_i)}{T} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

Для характерных значений  $T$  и  $h_c$  получаем:

$$\sigma_{\text{ТОА}} \approx 1,6 \times 10^{-8} [\text{c}] \left( \frac{h_c}{10^{-15}} \right) \left( \frac{f}{10^{-8} \text{ Гц}} \right)^{-3/2} \left( \frac{T}{1 \text{ год}} \right)^{-1/2} \approx$$

<sup>5</sup> Дополнительный квадрат частоты в знаменателе спектра мощности ОУ МПИ появляется потому, что среднеквадратичные ОУ МПИ при регистрации ГВ в пульсарном тайминге записываются в виде

$$\langle \mathcal{R}^2(t) \rangle = \int_0^\infty \frac{1}{3} \frac{h_c^2(k)}{k^2} \frac{dk}{k} = \int_0^\infty df S_n(f)$$

(фактор  $1/3$  возникает при усреднении по расстояниям до пульсаров при условии  $\omega D \gg 1$ ). Так как ОУ МПИ имеют размерность [с], спектр мощности  $S_n(f)$  имеет размерность  $[\text{с}^2 \text{ Гц}^{-3}] = [\text{Гц}^{-3}]$ .

$$\approx 2 \times 10^{-8} [\text{c}] \left( \frac{f}{10^{-8} \text{ Гц}} \right)^{-5/2} \left( \frac{H_0}{100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}} \right) \times \left( \frac{\Omega_{\text{GW}}}{10^{-10}} \right)^{1/2} \left( \frac{T}{1 \text{ год}} \right)^{-1/2}. \quad (17)$$

Сигнал, генерируемый ГВ-фоном, продемонстрирован на рис. 1б. ОУ МПИ в десятки нс потенциально измеримы современным пульсарным хронометрированием.

При практическом поиске ГВ-фона методом пульсарного тайминга для характерной амплитуды  $h_c$  часто используют степенную параметризацию

$$h_c(f) = A \left( \frac{f}{f_0} \right)^\alpha, \quad (18)$$

где референсная частота обычно принимается равной  $f_0 = 1 \text{ год}^{-1}$ . Тогда связь спектра мощности сигнала в остаточных МПИ пульсара, вызванного стохастическим ГВ-фоном, с амплитудой  $A$  и наклоном спектра  $\alpha$  даётся подстановкой (18) в (14):

$$S_n(f) = \frac{A^2}{12\pi^2 f_0^{2\alpha}} f^{-\gamma}, \quad \gamma = 3 - 2\alpha. \quad (19)$$

Данный вид сигнала возникает как в классической астрофизической модели, в рамках которой ГВ-фон генерируется ансамблем ДСЧД, так и во многих космологических сценариях или, по крайней мере, такая модель может быть достаточным приближением при малых ОСШ (см. разъяснение в последующих разделах).

### 3.1. Пульсарные сети и стохастический гравитационно-волновой фон

Пульсарные сети в первую очередь рассчитаны на регистрацию стохастического ГВ-сигнала и долгопериодических сигналов от индивидуальных источников, таких

**Таблица 1.** Амплитуда астрофизического стохастического ГВ-фона на  $f_0 = 1 \text{ год}^{-1}$  с наклоном  $\alpha = -2/3$  по данным наблюдений различных пульсарных сетей. Для ЕРТА показаны результаты анализа последнего 10-летнего отрезка данных (ЕРТА DR2New). Данные InPТА доступны только для 10 из 25 пульсаров, наблюдаемых в рамках ЕРТА

Сеть	Длительность, годы	Число пульсаров $N_{\text{psr}}$	Частота, МГц	Амплитуда $A/10^{-15}$ * ( $f = 10^{-7} - 10^{-9}$ Гц)	Литература
NANOGrav	15	67	327–3000	$2,4^{+0,7}_{-0,6}$	[33]
ЕРТА/InPТА	10,3/25	25	300–4857	$2,5 \pm 0,7$	[34]
РРТА	18	30	692–4032	$2,04^{+0,25}_{-0,22}$	[30]
СРТА	3,5	57	1250	$2^{+8}_{-80}$	[31]

\* Для  $f_0 = 1 \text{ год}^{-1}$ , изотропный ГВ-фон от сливающихся двойных ЧД  $\gamma = 13/3$ .

как двойные сверхмассивные чёрные дыры (ДСЧД). Искомый сигнал не является транзиентным, а находится в частотном диапазоне чувствительности пульсарного тайминга  $\Delta f \sim 1/T$  продолжительное время. Таким образом, имеет место эффект накопления: увеличение общей длительности наблюдений  $T$  в комбинации с постоянно растущей чувствительностью радиоустановок будет приводить к неминуемому росту ОСШ и значимости детектирования.

Для сети пульсарного тайминга, в которой ведутся наблюдения за  $N$  идентичными пульсарами в течение времени  $T$  с периодом дискретизации  $\Delta t$  и дисперсией остаточных отклонений МПИ  $\sigma_{\text{ТОА}}$ , ОСШ при детектировании стохастического ГВ-фона с амплитудой  $A$  будет расти как

$$\text{SNR} \propto \sqrt{N_{\text{psr}}(N_{\text{psr}} + 1)} \frac{\Delta t^a A^b T^c}{\sigma_{\text{ТОА}}^d},$$

где степени  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  зависят от соотношения между мощностью ГВ-фона и шума (см. [25, 26]). В режиме слабого сигнала (спектр ГВ-фона лежит ниже спектра инструментального шума во всём частотном диапазоне)  $a = -1$ ,  $b = 2$ ,  $c = 3 - 2\alpha$  и  $d = 2$ . В случае промежуточной чувствительности, когда хотя бы для одного частотного окна спектральная мощность сигнала лежит выше спектральной мощности помех, параметры для вычисления ОСШ:  $a = 1/(6 - 4\alpha)$ ,  $b = 1/(3 - 2\alpha)$ ,  $c = 1/2$  и  $d = 1/(3 - 2\alpha)$ . При выводе данных выражений использовалась простая модель спектральной плотности мощности метрических флуктуаций  $S_h(f) \sim f^{2\alpha-1}$ , соответствующая степенной параметризации  $h_c(f)$  из (18).

Читатель должен иметь в виду, что эти рассуждения применимы для вычисления ОСШ кривой Хеллингса–Даунса (не общего для всех пульсаров некоррелированного стохастического сигнала), т.е. при оценке ОСШ был учтён вклад только кросс-корреляции. С учётом автокорреляционных членов ОСШ будет расти как  $\sim \sqrt{N_{\text{psr}}}$  [27]. Как видно из выражения выше, в отличие от наземных гравитационно-волновых лазерных интерферометров, которые рассчитаны на детектирование ГВ-всплесков от последней стадии слияния компактных двойных ЧД и НЗ, находящихся в диапазоне чувствительности детектора порядка нескольких секунд, пульсарный тайминг нацелен на детектирование ГВ от начальных стадий слияния ЧД с увеличивающимся ОСШ по мере накопления данных.

В 2023 г. основные пульсарные сети, североамериканская NANOGrav [28], европейская и индийская ЕРТА и InPТА [29], австралийская РРТА [30] и китайская СРТА [31], независимо сообщили о регистрации стохастиче-

ского сигнала (красного шума) в наногерцовом диапазоне частот, показывающего признаки корреляции Хеллингса–Даунса для разных пар пульсаров и, следовательно, наиболее вероятно имеющего гравитационно-волновую природу. Данные о числе пульсаров, длительности наблюдений и частотном интервале см. в табл. 1. Анализ, классические шаги которого изложены в [32], проводился в рамках фреквентистской и байесовской статистики. Значимость угловой корреляции Хеллингса–Даунса варьируется от  $2\sigma$  до  $4,6\sigma$  и сильно зависит от выбранных данных и типа обработки. На рисунке 2 представлены результаты поиска угловых корреляций ОУ МПИ в пульсарном тайминге, независимо опубликованные международными пульсарными сетями. Спектральные характеристики сигнала для различных пульсарных сетей в предположении наклона спектра мощности ОУ МПИ  $\gamma = 13/3$  ( $\alpha = -2/3$ ) приведены в табл. 1. Его свойства и возможная интерпретация более подробно рассмотрены в следующем разделе.

### 3.2. Сигнал от индивидуальных сверхмассивных двойных чёрных дыр

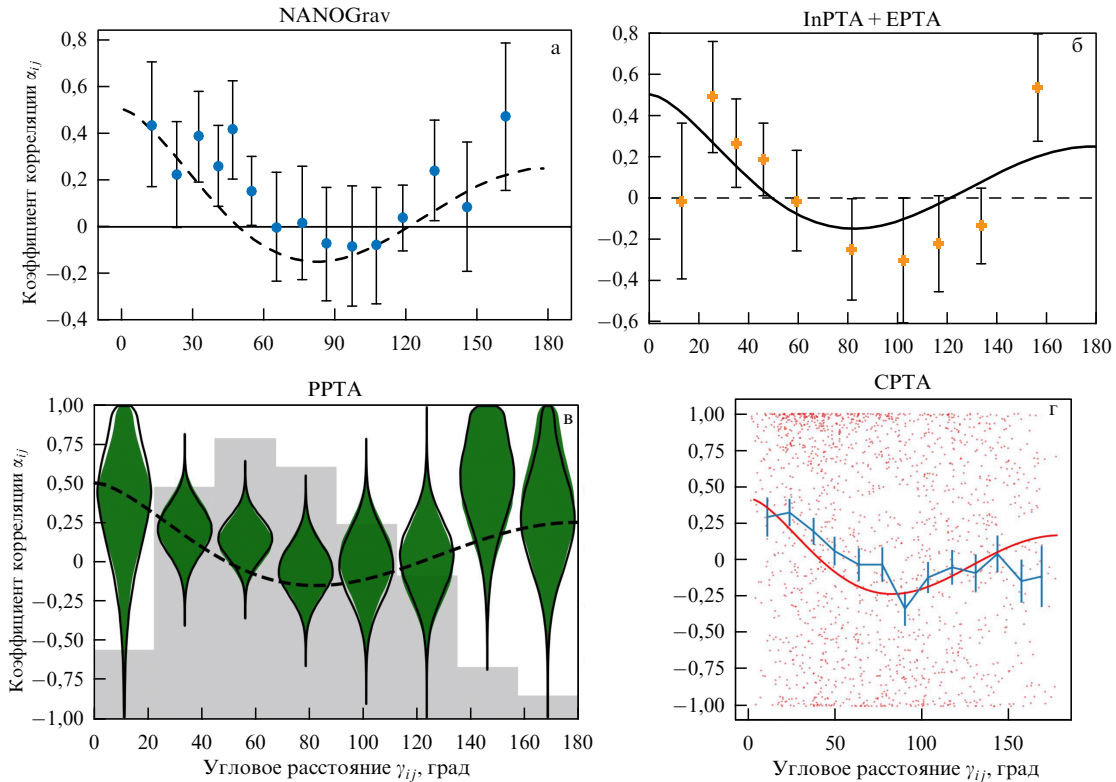
Наиболее ожидаемыми источниками ГВ-излучения в диапазоне чувствительности пульсарного тайминга являются двойные сверхмассивные ЧД, которые, как предполагается, образуются в центрах галактик как результат их слияния в ходе формирования в модели иерархического сгущивания [35]. Возмущение метрики от такой двойной системы будет описываться монохроматической волной с частотой  $f_{\text{GW}}$ , равной удвоенной орбитальной частоте (для круговых орбит). Отклик пульсарной сети на такой сигнал будет состоять из двух членов — земного и пульсарного, описывающих возмущения метрики на Земле в момент времени  $t$  и на пульсаре в момент времени  $t - \tau_a$  соответственно [36]:

$$\mathcal{R}(t) = \sum F^A(\hat{\Omega}) [\mathcal{R}_A(t) - \mathcal{R}_A(t - \tau_a)], \quad (20)$$

где  $F^A(\hat{\Omega})$  — диаграмма направленности пульсарной сети, которая описывает, каким образом каждая из поляризаций ГВ (+, ×) возмущает ОУ МПИ в зависимости от направления на источник  $\hat{\Omega}$ ,  $\tau_a = D/c$ . Амплитуда сигнала в остаточных МПИ определяется чирп-массой ДСЧД  $\mathcal{M} = (M_1 M_2)^{3/5} / (M_1 + M_2)^{1/5}$  и фотометрическим расстоянием до источника  $d_L$ <sup>6</sup>:

$$\mathcal{A} \equiv \frac{h_c}{2\pi f_{\text{GW}}} = \frac{\mathcal{M}^{5/3}}{d_L (\pi f_{\text{GW}})^{1/3}}. \quad (21)$$

<sup>6</sup> Безразмерная амплитуда возмущений метрики от двойной системы  $h = 2\mathcal{M}^{5/3} (\pi f_{\text{GW}})^{2/3} / d_L$ .



**Рис. 2.** Угловые корреляции  $\alpha_{ij}$ , усреднённые для многих пар пульсаров, как функция углового расстояния между пульсарами  $\gamma_{ij}$ , полученные разными пульсарными коллаборациями: (а) NANOGraV, (б) EPTA (DR2New), (в) PPTA, (г) CRTA. Теоретически ожидаемая кривая показана штриховой (NANOGraV и PPTA), сплошной (EPTA и CRTA) линиями соответственно. Для NANOGraV, EPTA, PPTA принимаемый искомым сигнал представляет из себя стохастический процесс со спектром, описываемым степенной функцией. Для CRTA производился поиск монохроматического сигнала в трёх самых низких частотных окнах. На графике показана полученная угловая корреляция для одного из них,  $f = 1,5/T$ , где  $T$  — полное время наблюдения CRTA. Дополнительно красными точками отмечены корреляции отдельных пар пульсаров. (Из работ [28–31].)

Полное выражение для  $\mathcal{R}_A(t)$  зависит от угла поляризации ГВ, орбитальной фазы и угла наклона орбиты двойной системы (см. формулу (1)) и приведено в работе [37]. Сигнал от индивидуальной ДСЧД с характерными параметрами показан на рис. 1а.

Сигнал от индивидуальной ДСЧД будет также обладать пространственной корреляцией, описываемой кривой Хеллингса – Даунса. Поэтому при низких ОСШ стохастический ГВ-фон и детерминистический сигнал от ДСЧД в данных пульсарного тайминга будут сильно ковариантны, что было подтверждено с помощью численного моделирования в работе [37]. Как было независимо показано в работах [38] и [37], детектированный сигнал может быть описан монохроматической ГВ с частотой  $\sim 4$  нГц. Если принять, что двойная система находится на расстоянии 10 Мпк (чуть меньше, чем характерное расстояние до скоплений галактик в Печи и Деве), то чирп-масса сливающейся двойной ЧД оказывается равной  $M \simeq 10^9 M_\odot$ .

Помимо слепого поиска, при котором ДСЧД равновероятно может находиться в любой точке небесной сферы, также проводятся прицельные поиски ГВ-сигнала на основе кандидатов, информация о которых получена из наблюдений в ЭМ-спектре [39, 40], что позволяет несколько увеличить чувствительность для отдельных областей неба.

### 3.3. Астрофизический гравитационно-волновой фон

Как было показано в работе [41], вероятность детектирования ГВ-фона, представляющего из себя некогерентную

сумму сигналов от индивидуальных ДСЧД, в  $\sim 5$  раз больше вероятности детектирования детерминистического сигнала от индивидуальной ДСЧД. Таким образом, именно стохастический ГВ-фон является наиболее перспективным сигналом для обнаружения с помощью пульсарных сетей.

Стохастический ГВ-фон от совокупности некогерентных источников одной природы в изотропной и однородной Вселенной легко рассчитать аналитически [42]. При плотности источников  $n(z)$  вклад в ГВ-фон от таких источников на частоте  $f$  будет определяться только энергией ГВ, излучаемой одним источником в логарифмическом интервале частот  $f dE_{\text{GW}}/df$  в системе покоя источника на красном смещении  $z$ :

$$\begin{aligned} \rho_{\text{GW}}(f) &\equiv \Omega_{\text{GW}} \rho_c = \int n(z) dz \int \frac{dE_{\text{GW}}}{df'} \frac{df'}{1+z} = \\ &= \int n(z) dz \int \left( \frac{dE_{\text{GW}}}{d \log f'} \right) \frac{d \log f}{1+z} \end{aligned} \quad (22)$$

(фактор  $1+z$  в знаменателе учитывает красное смещение частоты  $f = f'/(1+z)$ ).

В случае круговых орбит ДСЧД, сливающихся исключительно за счёт излучения ГВ (без участия возможных дополнительных факторов потери орбитального момента импульса двойной системы), излучаемая на удвоенной орбитальной частоте энергия ГВ в логарифмический интервал частот  $dE_{\text{GW}}/d \log f' = (\pi G f')^{2/3} M^{5/3}/3$ . Подставляя в (22), из (11) находим, что амплитуда сигнала определяется чирп-

массой двойной системы  $M$  и сопутствующей плотностью сливающихся ДСЧД  $d^2n/dz dM$ :

$$h_c^2(f) = \frac{4G^{5/3}}{3\pi^{1/3}c^2} f^{-4/3} \int \mathcal{M} \int dz (1+z)^{-1/3} \mathcal{M}^{5/3} \frac{d^2n}{dz dM}, \quad (23)$$

где  $z$  — красное смещение. В таком случае  $h_c \sim (f/f_{\text{ref}})^{-2/3}$  (наклон спектра  $\alpha = -2/3$ ).

Эта зависимость имеет ясный физический смысл — для одной системы на круговой орбите безразмерная амплитуда метрики  $h \sim \mathcal{M}^{5/3} \omega^{2/3} / d_L$ , темп изменения орбитальной частоты из-за излучения ГВ  $\dot{\omega} \sim \omega^{11/3}$ . Следовательно, в интервале частот ГВ  $\Delta f \sim f$  одновременно будет находиться  $N = f dN/df = R\omega/\dot{\omega}$  источников, где  $R$  — темп слияния двойных систем, дающих максимальную амплитуду ГВ (в данном случае — сверхмассивных чёрных дыр). Так как источники независимые, суммарный стохастический сигнал будет иметь характерную амплитуду  $h_c = \sqrt{Nh} \sim f^{-2/3}$ .

В реальности спектр ГВ имеет более сложную структуру, и для его расчёта необходимо учитывать ряд дополнительных факторов [33, 41]. А именно, ненулевые эксцентриситеты двойных систем будут приводить к перераспределению спектральной плотности мощности из низких в более высокие ГВ-частоты. Взаимодействие двойной системы с окружающими газом и звёздами приведёт к потере мощности на низких ГВ-частотах. Оба явления эффективно будут делать спектр ГВ более пологим. Конечность числа сливающихся ДСЧД будет приводить к так называемому "попкорн-шуму" наиболее ярких изолированных ДСЧД, доминирующих над общим стохастическим сигналом, что будет, напротив, эффективно увеличивать наклон спектра ГВ-фона.

Результаты, полученные различными пульсарными сетями (см. рис. 2 и табл. 1), в целом согласуются с астрофизической интерпретацией [33, 34]. Тем не менее ряд параметров модели астрофизического ГВ-фона находится на границах своих априорных распределений: значения наклона спектра, полученные всеми пульсарными сетями, в незначительной степени выше предсказанного  $\alpha = 2/3$ . Более того, с помощью полуаналитического численного моделирования L-GALAXIES [34, 43] было показано, что для воспроизведения найденных амплитуд ГВ-фона необходимо значительно нарастить массу сливающихся компонент, что может быть достигнуто путём увеличения темпа аккреции на чёрные дыры. Последнее вызывает рост функции светимости квазаров, что приводит к противоречию с наблюдениями [44].

Стоит отметить, что результаты, изложенные в данном разделе, были получены в рамках простейших предположений о свойствах ГВ-фона: гауссовость, изотропность и степенной спектр. Строго говоря, эти условия не выполняются для астрофизического ГВ-фона. Тем не менее, как было показано в работе [45] с помощью реалистического моделирования, учитывающего конечность числа ДСЧД, методы анализа пульсарных данных в рамках стандартных предположений справляются с поставленной задачей, однако приводят к довольно значительному разбросу полученных параметров ГВ-фона и значимости сигнала.

### 3.4. Космологический гравитационно-волновой фон

Космологический ГВ-фон (КГВФ) является, по-видимому, самым интересным объектом ПТ с точки зрения

изучения космологии ранней Вселенной, так как он несёт уникальную информацию о физических процессах, протекавших в дофридмановскую эпоху эволюции Вселенной (инфляция, первичный разогрев, фазовые переходы и т.д.) (см. обзоры [10, 46–49] и ссылки в них). Вследствие слабости гравитационного взаимодействия ГВ выходят из термодинамического равновесия с остальными компонентами Вселенной сразу после генерации. Качественно можно получить следующую оценку:

$$\frac{\Gamma(T)}{H(T)} \sim \frac{T^3(GT)^2}{T^2/M_{\text{Pl}}} = \left(\frac{T}{M_{\text{Pl}}}\right)^3, \quad (24)$$

где  $M_{\text{Pl}}$  — масса Планка,  $G = 1/M_{\text{Pl}}^2$  — гравитационная постоянная,  $H(T)$  — параметр Хаббла в момент времени, когда температура Вселенной равна  $T$ ,  $\Gamma(T) = n\sigma v$  — вероятность гравитационного взаимодействия для плотности частиц  $n \sim T^3$  с сечением взаимодействия  $\sigma \sim G^2 T^2$  и  $v \sim 1$ . Как видно из формулы, вероятность взаимодействия ГВ с окружающим веществом ниже параметра Хаббла по сути для всех температур  $T < M_{\text{Pl}}$ . Таким образом, ГВ распространяются в ранней Вселенной свободно и несут информацию о процессах, посредством которых они генерируются, в первозданном виде. Как следствие, космологические ГВ являются уникальным инструментом изучения экстремальной физики при сверхвысоких энергиях на самых ранних эпохах Вселенной, недоступной для измерения другими методами. В том числе детектирование космологического ГВ-фона позволяет осуществить поиск новой физики за пределами Стандартной модели, дополняя существующие эксперименты, проводящиеся на Большом адронном коллайдере на энергиях до  $\sim 14$  ТэВ.

В ранней Вселенной реликтовые ГВ (тензорные возмущения метрики) возникают непосредственно из параметрического усиления первичных квантовых возмущений при ускоренном расширении [1, 50]. Общее свойство инфляционных спектров — почти плоский или красный спектр тензорных возмущений: спектральная плотность  $P_T(f) \sim f^{n_T}$ ,  $n_T = -r/8$ , где  $r = T/S$  — отношение амплитуд тензорных и скалярных мод первичных космологических возмущений,  $r < 0,032$  на 95 % уровне значимости из анализа флуктуаций реликтового фона [51]. В предположении, что инфляционный спектр тянется с постоянным показателем  $n_T$  на много порядков по частоте, ожидаемая плотность энергии КГВФ [52]<sup>7</sup>

$$\Omega_{\text{GW}}(f) \approx 1,5 \times 10^{-16} \left(\frac{r}{0,032}\right) \left(\frac{f}{f_*}\right)^{n_T}, \quad (25)$$

где  $f_* \approx 7,7 \times 10^{-17}$  Гц — частота, соответствующая масштабу микроволнового реликтового излучения  $k = 0,05$  Мпк<sup>-1</sup>. Ясно, что при  $n_T \sim 0$  ожидаемый стандартный инфляционный КГВФ намного меньше, чем выводимая из современных наблюдений пульсарных сетей амплитуда  $\sigma_{\text{ТОА}}$ , соответствующая плотности энергии ГВ-фона  $\Omega_{\text{GW}} \sim 10^{-10}$  (см. уравнение (17)).

Ещё одним процессом, посредством которого может происходить генерация КГВФ в ранней Вселенной, являются фазовые переходы. При изменении температуры плазмы Вселенная претерпевает фазовые переходы I и II рода, первые из которых представляют особый

<sup>7</sup> Для значения постоянной Хаббла  $67 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ .



интерес в контексте пульсарных сетей. По мере снижения температуры при фазовом переходе I рода среднее значение хиггсовского поля  $\langle \phi_T \rangle = 0$  осуществляет скачок в более термодинамически выгодное состояние с  $\langle \phi_T \rangle \neq 0$ . Такое изменение системы не может происходить во всём пространстве одновременно: переход происходит путём образования пузырей новой фазы и их последующего расширения со скоростью, близкой к скорости света (см. обзор [56] на тему фазовых переходов в ранней Вселенной и запускаемых ими процессов бариогенезиса). В основном расширение пузырей приводит к нагреву окружающей плазмы без производства ГВ. Часть же кинетической энергии скалярного поля переходит в энергию поступательного переноса массы вещества ("адвекция") и в звуковые волны. К концу фазового перехода пузыри сливаются с выделением энергии. Два последних процесса (адвекция и слияние пузырей) приводят к эффективной генерации ГВ-излучения за счёт ненулевого тензора напряжений  $\Pi$ . Форма спектральной плотности мощности энергии первичного ГВ-фона, генерируемого при столкновении пузырей, когда температура и плотность Вселенной равна  $T$  и  $\rho_{\text{tot}}$  задаётся следующим выражением:

$$\Omega_{\text{GW}}(f) \simeq 1,6 \times 10^{-5} \left( \frac{100}{g_*(T)} \right)^{1/3} \left( \frac{H(t)}{\beta} \right) \left( \frac{\Pi}{\rho_{\text{tot}}} \right)^2, \quad (26)$$

где  $g_*$  — эффективное число ультрарелятивистских степеней свободы,  $1/\beta$  — характерное время, за которое происходит фазовый переход. Для звуковых волн:

$$\Omega_{\text{GW}}(f) \simeq 1,6 \times 10^{-5} \left( \frac{100}{g_*(T)} \right)^{1/3} \left( \frac{H(t)}{\beta} \right) \left( \frac{\Pi}{\rho_{\text{tot}}} \right)^2 \times v_w \left( \frac{f}{f_0} \right) \left( \frac{7}{4 + 3(f/f_0)^2} \right)^{7/2}, \quad (27)$$

где  $f_0 \simeq 2\sqrt{3}(\beta/v_w)$ ,  $v_w$  — скорость расширения пузыря. Оба выражения являются аппроксимацией результатов численных моделей. Также фазовые переходы I рода запускают и ряд других процессов, приводящих к генерации ГВ-излучения в частотном диапазоне чувствительности пульсарного тайминга. Среди них турбулентность первичной плазмы в ранней Вселенной [57–62] и генерация космических струн [63–67], представляющих из себя топологические дефекты пространства – времени и излучающих ГВ в результате колебания петель струны.

Ещё одним интересным механизмом, ответственным за генерацию ГВ-излучения, являются скалярные возмущения кривизны в ранней Вселенной. Величина таких скалярных возмущений и связанных с ними первичных неоднородностей плотности измерена с помощью карт распределения температуры космологического микроволнового излучения. Последние данные космического аппарата "Планк" [51] свидетельствуют, что спектр флуктуаций кривизны  $P_\zeta(k)$ , измеренный в диапазоне волновых чисел  $k \sim 10^{-4} - 1$  Мпк<sup>-1</sup>, близок к плоскому с характерной амплитудой  $A_\zeta = 2 \times 10^{-9}$ .

Как известно, скалярные, векторные и тензорные моды в линейном приближении уравнений Эйнштейна распространяются независимо. Но уже во втором порядке скалярные возмущения могут служить источником распространяющихся тензорных мод. В частности, для спектральной плотности мощности первичных флуктуаций, описываемых степенным законом

$P_\zeta = A_\zeta^{10 \text{ лет}} (k/k_{10 \text{ лет}})^{n_s-1}$ , энергия генерируемого ГВ-фона:

$$\Omega_{\text{GW}} \left( f = \frac{kc}{2\pi} \right) \simeq (A_\zeta^{10 \text{ лет}})^2 \left( \frac{k}{k_{10 \text{ лет}}} \right)^{2(n_s-1)}. \quad (28)$$

Таким образом, пульсарный тайминг путём регистрации такого ГВ-сигнала даёт возможность оценить скалярные возмущения кривизны на гораздо меньших масштабах с характерными значениями волновых чисел  $k \sim 10^6 - 10^8$  Мпк<sup>-1</sup>. Изучение свойств неоднородности на таких масштабах интересно ещё и тем, что позволяет ограничить число первичных чёрных дыр (ПЧД) с характерными массами порядка нескольких десятков  $M_\odot$ , которые образуются из коллапса этих неоднородностей, когда их масштаб сравнивается с размером космологического горизонта:

$$M(k) \sim 30 M_\odot \left( \frac{10,75}{g_*} \right)^{-1/6} \left( \frac{3 \times 10^5 \text{ Мпк}^{-1}}{k} \right) \quad (29)$$

( $g_*$  — число релятивистских степеней свободы).

В таблице 2 собраны результаты анализа данных пульсарных сетей по интерпретации коррелированного красного шума в терминах некоторых популярных моделей космологического стохастического ГВ-фона. Многочисленные модели стохастического КГВФ различаются спектральными свойствами, что потенциально позволяет отличить одну космологическую модель от другой (и от астрофизического фона). В [34, 53] было показано, что астрофизическая и космологическая гипотезы описывают спектр полученного сигнала одинаково хорошо. Более того, в [53] было показано, что, основываясь только лишь на частотном представлении сигнала, ряд космологических моделей объясняет полученные данные лучше, чем ГВ-фон от ДСЧД, хотя для этого требуется нестандартный набор параметров подобных моделей, которые способны в значительной степени увеличить генерацию ГВ-излучения в ранней Вселенной. Отметим, что, вероятнее всего, такие выводы будут в дальнейшем пересмотрены с увеличением ОСШ полученного сигнала и с рассмотрением более полных и реалистичных моделей астрофизического ГВ-фона, учитывающих эффекты эксцентриситета ДСЧД и их взаимодействия со звёздами и газом галактик.

#### 4. Ограничения на скалярную ультралёгкую материю из хронометрирования и поляриметрии пульсаров

Современные прецизионные наблюдения миллисекундных пульсаров международными коллаборациями могут быть использованы не только для регистрации стохастического ГВ-фона или низкочастотного ГВ-сигнала от отдельных источников, которые были рассмотрены в предыдущем разделе. В пионерской работе В.А. Рубакова и А. Хмельницкого [2] было показано, что можно искать почти монохроматические колебания в ОУ МПИ, происходящие при распространении ЭМ-сигнала от пульсаров в ультралёгкой скалярной тёмной материи в Галактике. Кроме того, в этой же модели возникает эффект двулучепреломления [68, 69], приводящий к вариациям поворота плоскости линейно поляризованного излучения. Данный раздел обзора посвящён огра-

**Таблица 2.** Параметры стохастического космологического ГВ фона в различных моделях при интерпретации данных коррелированного красного шума пульсарными сетями

Модель КГРФ	Параметры (ЕРТА)	Литература
Первичные ГВ от инфляции	$\log r = -12,18_{-7,00}^{+8,81}, n_T = 2,29_{-1,11}^{+0,87}$	[34]
	$\log r = -14,06_{-5,82}^{+5,82}, n_T = 2,61_{-0,85}^{+0,85}$	[53]
Космические струны	$\log G\mu = -10,07_{-0,36}^{+0,47}(\text{BOS}), -10,63_{-0,22}^{+0,24}(\text{LRS})^a$	[34]
	$\log G\mu = -10,15_{-0,16}^{+0,16}(\text{STABLE-C})^b$	[53]
МГД турбулентность при КХД фазовом переходе	$\lambda_* \mathcal{H}_* = 1, \Omega_* = 0,3, T_* = 140 \text{ МэВ}^c$	[34]
ГВ второго порядка от скалярных возмущений $\left(P_\zeta = A_\zeta^{10 \text{ лет}} \left(\frac{k}{k_{10 \text{ лет}}}\right)^{n_s-1}\right)^d$	$\log A_\zeta^{10 \text{ лет}} = -2,9_{-0,46}^{+0,42}, n_s = 2,1_{-0,32}^{+0,25}$	[34]
ГВ второго порядка от скалярных возмущений $(P_\zeta = A_\zeta \delta(k - k_*))$	$\log A_\zeta > -1,7, \log(k_*/\text{Мпк}^{-1}) > 7,6^e$	[34]
	$\log A_\zeta = -0,69_{-0,47}^{+0,47}, \log(k_*/\text{Мпк}^{-1}) = -8,9_{-0,60}^{+0,60}$	[53]
Фазовые переходы в ранней Вселенной	$\log \lambda_* \mathcal{H}_* = -0,81_{-0,36}^{+0,36}, \log \alpha_* = 0,3_{-0,44}^{+0,44}, \log(T_*/\text{ГэВ}) = -0,76_{-0,36}^{+0,36}$	[53]

<sup>a</sup> Натяжение струны в модели BOS [54], LRS [55].  
<sup>b</sup> Натяжение струны в модели BOS, в которой учитывается ГВ-излучение только от пиковых структур в струне.  
<sup>c</sup>  $\lambda_* \mathcal{H}_*$  — характерный турбулентный размер в единицах сопутствующего хаббловского радиуса.  
 $\mathcal{H}_*^{-1}$  для температуры КХД фазового перехода I рода  $T_*$  и мощности МГД-турбулентности  $\Omega_*$  в единицах плотности энергии излучения.  
<sup>d</sup> Спектр первичных скалярных возмущений с нормировкой на  $k_{10 \text{ лет}} = 2\pi/10 \text{ лет}$ .  
<sup>e</sup> Верхние оценки с вероятностью ложной тревоги 0,05.

ничениям, получаемым на параметры ультралёгкой скалярной материи из пульсарного тайминга и поляриметрии.

#### 4.1. Ультралёгкие псевдоскалярные бозоны как тёмная материя

Тёмная материя (ТМ) остаётся на острие фундаментальных и экспериментальных исследований в физике, астрофизике и космологии [70, 71]. Одним из возможных кандидатов на роль частиц ТМ являются ультралёгкие слабовазаимодействующие псевдоскалярные бозоны с массой  $m_a \sim 10^{-22}$  эВ. Безотносительно проблемы ТМ, аксионы и аксиноподобные частицы (АПЧ) вводятся для решения проблемы нарушения  $CP$ -инвариантности в Стандартной модели физики частиц, а также возникают в различных расширениях Стандартной модели [72]. Их привлекательность как частиц ультралёгкой ТМ (УЛТМ) для космологии [73–75] обусловлена их богатой феноменологией, в частности, при массах  $\sim 10^{-20} - 10^{-23}$  эВ — как кандидатов на роль "пушистой" холодной ТМ (Fuzzy CDM) [76, 77].

Крайне малые массы ультралёгких АПЧ как частиц ТМ с характерными скоростями  $v \sim 10^{-3}$  в галактическом гало означают большую ( $\geq 100$  пк) де-бройлевскую длину волны  $\lambda_{\text{дБ}} = 1/k \sim 1/mv$  много больше расстояния между частицами, т.е. большие числа заполнения фазового пространства,

$$\mathcal{N} = \frac{N}{d^3 x d^3 k} \simeq n \lambda_{\text{дБ}}^3 \sim 10^{95} \left( \frac{\rho_{\text{DM}}}{0,4 \text{ ГэВ см}^{-3}} \right) \left( \frac{m_a}{10^{-22} \text{ эВ}} \right)^{-4}. \quad (30)$$

Это позволяет рассматривать их ансамбли как чисто классические поля (как "волновую" ТМ, см. обзор [78]).

Классический бозе-конденсат АПЧ в Галактике приводит к нескольким важным феноменологическим по-

следствиям, потенциально проверяемым в астрофизических измерениях методом пульсарного тайминга.

1. Поле ТМ из АПЧ с массой  $\mathcal{O}(10^{-22})$  эВ когерентно осциллирует на масштабах порядка де-бройлевской длины волны на частоте  $\omega = m_a$ :  $\phi = A \cos(\omega t + \alpha(t))$  (с точностью до  $\Delta\omega/\omega \sim v^2$ ) [78]. Так как тензор энергии-импульса квадратичен по полю, независимая от времени плотность энергии равна  $T_{ii} = \rho_{\text{DM}} = A^2 m_a^2 / 2$ , а осциллирующая часть тензора энергии-импульса, пропорциональная градиенту поля, мала:  $\rho_{\text{DM}}^{\text{osc}} \sim k^2 m_a^2 = v^2 \rho_{\text{DM}}$ . Эти малые колебания плотности ТМ происходят на удвоенной круговой частоте  $\omega^{\text{osc}} = 2m_a$ , причём в тензоре энергии-импульса остаются только диагональные компоненты в первом порядке по  $v/c$  (давление):

$$T_{ij} = -\frac{1}{2} m_a^2 A^2 (\cos(2m_a t) + 2\alpha(t)) = p \delta_{ij}.$$

Осциллирующее давление приводит к колебаниям гравитационного потенциала, которые можно наблюдать методом пульсарного тайминга и получать независимые ограничения на вклад АПЧ в локальную ТМ [2].

2. Неперенормируемая связь массивных скалярных АПЧ с фотонами приводит к монохроматическим колебаниям с частотой  $\omega = m_a$  поляризационных свойств электромагнитных волн, распространяющихся в среде АПЧ [68, 69] (эффект двулучепреломления). Ограничения на аксион-фотонную константу связи  $g_{a\gamma}$  были получены, в частности, из анализа линейно-поляризованного излучения джетов от ядер галактик [79], из поляриметрических измерений протопланетных дисков [80] и линейно-поляризованного реликтового излучения [81, 82]. Благодаря высокой степени линейной поляризации

<sup>8</sup> В естественной для физики частиц системе единиц  $\hbar = c = k_B = 1$  частота имеет размерность массы (энергии). В системе СГС частота, соответствующая массе, равна  $f[\text{Гц}] \simeq 2,4 \times 10^{-8} (m/10^{-22} \text{ эВ})$ .

и крайне стабильным характеристикам излучения одним из мощнейших инструментов по постановке ограничений на АПЧ является измерение поворота плоскости линейной поляризации электромагнитного сигнала от пульсаров. В частности, интересные ограничения на константу взаимодействия  $g_{a\gamma}$  были получены из данных PPTA [83, 84].

Ниже последовательно рассмотрим получаемые ограничения.

#### 4.2. Ограничения на ультралёгкую скалярную тёмную материю методом пульсарного тайминга по интегральному эффекту Сакса – Вольфа

В пионерской статье А. Хмельницкого и В.А. Рубакова [2] были сделаны первые ограничения на плотность энергии ультралёгкой скалярной тёмной материи методом ПТ. Начнём с приведения основных результатов этой работы. Когерентные осцилляции давления ультралёгкой скалярной ТМ на удвоенной частоте  $2m_a$  приводят к осцилляциям гравитационного потенциала. Действительно, метрика для малых скалярных возмущений в ковариантной ньютоновской калибровке имеет вид

$$ds^2 = (1 + 2\Phi(x, t)) dt^2 - (1 - 2\Psi(x, t)) dx^2. \quad (31)$$

Независимые от времени ньютоновские потенциалы равны:  $\Psi_0 = \Phi_0$  и находятся из  $tt$ -компоненты уравнений Эйнштейна:

$$\Delta\Psi_0 = 4\pi GT_{tt} = 4\pi G\rho_{DM},$$

т.е.  $\Psi_0 \sim G\rho_{DM}/k^2$ . Переменный гравитационный потенциал (и аналогично  $\Phi(x, t)$ ) вычисляется как след пространственных  $ij$ -компонент уравнений Эйнштейна:

$$-6 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} + 2\Delta(\Psi - \Phi) = 8\pi GT^j_j = 24\pi Gp(x, t)$$

и осциллирует на той же частоте  $\omega = 2m_a$ , что и давление  $p(x, t)$ , причём в главном порядке  $\Psi_s = 0$ , а

$$\Psi_c(x) = \frac{1}{2} \pi GA^2(x) = \frac{\pi G\rho_{DM}(x)}{m_a^2} \quad (32)$$

и  $\Psi_c(x) \sim v^2\Psi_0(x)$  (так как  $k^2 = m_a^2 v^2$ ).

При распространении ЭМ-волны с частотой  $f$  в метрике (31) с переменным во времени гравитационным потенциалом свет испытывает задержку из-за эффекта Сакса – Вольфа [6]. В метрике (31) относительное изменение принимаемой частоты  $f$  наблюдателем в точке  $x$  в момент времени  $t$  к испускаемой источником  $f_0$  в точке  $x_0$  в направлении  $n_i$  в главном порядке имеет вид (без доплеровского члена  $n_i v^i \ll 1$ ):

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{f - f_0}{f_0} = \Phi(t_0) - \Phi(t) + \int_{t_0}^t (\partial_t \Phi - \partial_t \Psi) dt' \quad (33)$$

(красное смещение фотонов из-за разности гравитационного потенциала  $\Phi$  в точке приёмника и излучателя и интегральный эффект Сакса – Вольфа при распространении ЭМ-сигнала по зависящей от времени метрике; интеграл берётся по невозмущённой траектории фотона). Переходя к полной производной  $\partial_t = d/dt - n_i \partial_i$  в направлении движения фотона  $n_i$  и интегрируя, получаем

$$\frac{f - f_0}{f_0} = \Psi(x, t) - \Psi(x_0, t_0) - \int_{t_0}^t n_i \partial_i (\Phi - \Psi) dt'. \quad (34)$$

Так как расстояния до галактических источников (пульсаров), как правило, больше характерной длины

когерентности поля  $D > \lambda_{dB} \sim v/m_a$ , подынтегральное выражение является быстроосциллирующей функцией, следовательно, значение интеграла меньше первых слагаемых на фактор  $k/\omega \sim v \ll 1$ . Зависящее от времени красное смещение частоты сигнала определяется только осциллирующей частью потенциала  $\Psi_c$ , поэтому окончательно получаем

$$\begin{aligned} \frac{\Delta f(t)}{f_0} &\approx \Psi(x, t) - \Psi(x_0, t_0) = \Psi_c(x) \cos(\omega t + 2\delta(x)) - \\ &- \Psi_c(x_0) \cos(\omega(t - D) + 2\delta(x_0)). \end{aligned} \quad (35)$$

Заметим, что в этом приближении эффект не зависит от гравитационного потенциала  $\Phi$ . На частоте  $f = \omega/2\pi = m_a/\pi$  амплитуда красного смещения частоты определяется локальной плотностью осциллирующей скалярной ТМ (см. уравнение (32)):

$$\begin{aligned} \Psi_c(f) &= \frac{\pi G\rho_\phi(x)}{m_a^2} = \frac{G\rho_\phi(x)}{\pi f^2} \approx \\ &\approx 6,5 \times 10^{-18} \left( \frac{m_a}{10^{-22} \text{ эВ}} \right)^{-2} \left( \frac{\rho_\phi}{0,4 \text{ ГэВ см}^{-3}} \right). \end{aligned} \quad (36)$$

Амплитуда поля АПЧ определяется локальной плотностью ТМ, которая в действительности имеет стохастическую природу, поэтому амплитуда поля как вблизи пульсара, так и вблизи земного наблюдателя случайно распределена вблизи среднего значения  $\langle \rho_\phi \rangle$ :  $\rho_\phi(x) = \langle \rho_\phi \rangle \kappa^2(x)$ , где  $\kappa(x)$  удовлетворяет распределению Рэлея. Подставляя (35) в выражение для остаточных отклонений МПИ от пульсара, находящегося в точке  $x_p = x_0$ , измеряемых на Земле в точке  $x_e$ , получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{R}(t) &= \int_0^t \frac{\Delta f(t')}{f_0} dt' = \frac{\Psi_c(x_e)}{\omega} \sin(\omega t + 2\delta(x_e)) - \\ &- \frac{\Psi_c(x_p)}{\omega} \sin(\omega(t - D) + 2\delta(x_p)). \end{aligned} \quad (37)$$

Среднеквадратичная амплитуда отклонения МПИ в методе пульсарного тайминга равна

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ТОА}} &= \sqrt{\langle \mathcal{R}^2(t) \rangle} = \frac{1}{2} \frac{\Psi_c}{2m_a} \approx \\ &\approx 0,02 \text{ нс} \left( \frac{m_a}{10^{-22} \text{ эВ}} \right)^{-3} \left( \frac{\rho_\phi}{0,4 \text{ ГэВ см}^{-3}} \right). \end{aligned} \quad (38)$$

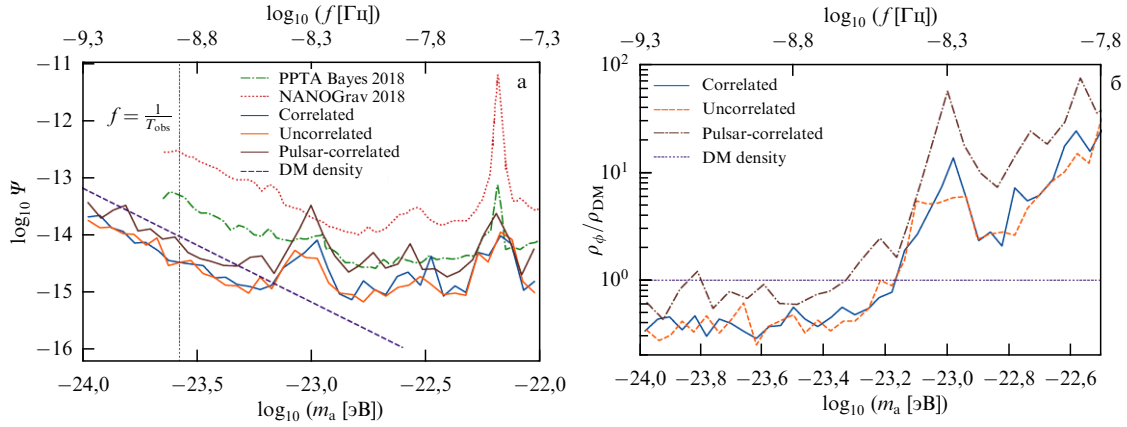
Монохроматический сигнал, генерируемый УЛТМ, изображён на рис. 1в.

В общем случае фаза колебаний поля на Земле  $\delta(x_e) = \delta_e$  (так называемый "земной член") не зависит от фазы на пульсаре  $\delta(x_p) = \delta_p$  ("пульсарный член"). То же справедливо и для стохастических амплитуд  $\kappa(x_e) = \kappa_e$ ,  $\kappa(x_p) = \kappa_p$ . Различают три случая:

1. Некоррелированный случай: пульсар и приёмник находятся вне зоны когерентности  $D > \lambda_{dB}$ , случайные фазы  $\delta_e$ ,  $\delta_p$  и амплитуды  $\kappa_e$ ,  $\kappa_p$  поля.

2. Коррелированный случай: пульсар и приёмник находятся в зоне когерентности  $D < \lambda_{dB}$ , фазы и амплитуды колебаний поля в источнике и на Земле равны, более того, вся галактоцентрическая область находится в зоне когерентности АПЧ.

3. Пульсарно-коррелированный случай: масштаб когерентности аксионной ТМ больше, чем расстояния до



**Рис. 3.** Верхние пределы на уровне значимости 95 % на безразмерную амплитуду осцилляций скалярного поля  $\Psi_c$  (а) и на долю УЛТМ в локальной плотности ТМ  $\rho_\phi/\rho_{\text{DM}}$  (б). Внизу по оси абсцисс — масса АПЧ (в эВ), сверху — эквивалентная частота осцилляций гравитационного потенциала  $f = \omega/2\pi = m_a/\pi \approx 4,8 \times 10^{-8} \text{ Гц}(m_a/10^{-22} \text{ эВ})$ . Вертикальная штриховая линия — частота, обратная времени наблюдений. Штрихпунктирная и пунктирная линии показывают для сравнения предыдущие ограничения методом ПТ из работ [85, 87] соответственно. Сплошные тонкие линии — ограничения, получаемые при различных методах анализа данных (см. текст). Наклонная штриховая линия на рис. а — зависимость амплитуды осцилляций поля от массы частиц (формула (36)). (Рисунок из работы [90].)

пульсаров и расстояния между пульсарами, но меньше, чем характерное галактоцентрическое расстояние для измеренной кривой вращения Галактики. В этом случае амплитуда поля усредняется с учётом вращения Галактики вдоль направления на каждый пульсар.

В зависимости от конкретного случая сигнал от УЛТМ обладает уникальной корреляцией между парами пульсаров. Как видно из уравнения (37), если  $\rho_\phi(x_c) \gg \rho_\phi(x_p)$ , в ОУ МПИ земной вклад превалирует над пульсарным. В этом случае угловая корреляция будет монополярной и коэффициент корреляции  $\alpha_{ij} = 1$ . В обратном случае ( $\rho_\phi(x_c) \ll \rho_\phi(x_p)$ ) при условии, что все пульсары находятся вне зоны когерентности, монополярная корреляция полностью разрушается. В общем случае угловая корреляция будет частично-монополярной. Как было показано в работе Порайко и др. (2024 г.), средний коэффициент угловой корреляции между пульсарами  $\alpha_{ij}$  распределён примерно равномерно между 0 и 1. Данное свойство является характерной чертой сигнала от АПЧ, что позволяет отличить его от, например, ГВ-фона с квадрупольной корреляцией.

Идея А. Хмельницкого и В.А. Рубакова была развита и проверена на реальных данных ПТ радиопульсаров в работах [53, 85, 86] (NANOGrav), [87, 88] (PPTA), а также на данных тайминга миллисекундных гамма-пульсаров Fermi-LAT [89]. Наиболее сильные ограничения на сегодняшний день получены в работе [90] с помощью данных ЕРТА: плотность гипотетической УЛТМ  $\rho_\phi$  менее нескольких десятых от локальной плотности ТМ в диапазоне масс АПЧ  $m_a \sim [10^{-24} \text{ эВ}, 10^{-23,3} \text{ эВ}]$  (рис. 3).

Расчёт потенциального детектирования методом ПТ векторной ультралёгкой ТМ был сделан в работе [91]. Основное отличие от случая скалярной ТМ — нетривиальная зависимость остаточных уклонений в ТОА от направления на пульсар и в среднем в четыре раза больший эффект, чем для скалярной ТМ.

#### 4.3. Ограничения на ультралёгкую скалярную тёмную материю по вращению плоскости поляризации пульсаров

Неперенормируемая связь  $g_{a\gamma}$  скалярного массивного поля  $\phi$  с электромагнитным полем  $F_{\mu\nu}$  в лагранжиане

записывается в виде

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{g_{a\gamma}}{4} \phi F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m_a^2 \phi^2) \quad (39)$$

( $\tilde{F}^{\mu\nu}$  — дуальный тензор ЭМ-поля). Заметим, что константа  $g_{a\gamma}$  имеет размерность обратной массы. Уравнения движения для лагранжиана (39) записываются в виде

$$\partial_t^2 \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} = g_{a\gamma} (\partial_t \phi \nabla \times \mathbf{A} + \partial_t \mathbf{A} \times \nabla \phi), \quad (40)$$

$$\square \phi + m_a^2 \phi = g_{a\gamma} \mathbf{E} \mathbf{B}.$$

Как упоминалось выше, амплитуда скалярного поля  $\phi$  находится из плотности ТМ  $\rho_{\text{DM}}$

$$A = \frac{\sqrt{2\rho_{\text{DM}}}}{m_a} \approx 2,5 \times 10^{10} \text{ ГэВ} \times \left( \frac{\rho_{\text{DM}}}{0,4 \text{ ГэВ см}^{-3}} \right)^{1/2} \left( \frac{10^{-22} \text{ эВ}}{m_a} \right). \quad (41)$$

Нетрудно убедиться, что при такой амплитуде и массе поля и характерных для межзвёздной среды значений силы магнитного поля  $B \sim \mathcal{O}(\text{мкГс})$  во втором из уравнений (40)  $g_{a\gamma} \mathbf{E} \mathbf{B} \ll m_a^2 \phi$  для ожидаемых значений константы связи  $g_{a\gamma} \lesssim 10^{-12} \text{ ГэВ}^{-1}$ . Это означает, что в уравнениях движения можно пренебречь обратной реакцией ЭМ-поля на поле  $\phi$ , и тогда временная эволюция поля представляет собой когерентные осцилляции с частотой  $\omega = m_a$ :

$$\phi(t, \mathbf{x}) = A(\mathbf{x}) \cos(m_a t + \delta(\mathbf{x})). \quad (42)$$

Полагая, что амплитуда  $A(\mathbf{x})$  и фаза  $\delta(\mathbf{x})$  поля изменяются на временах, более длинных, чем период осцилляций АПЧ (адиабатическое приближение)

$$T_a = \frac{2\pi}{m_a} \approx 4 \times 10^7 \text{ с} \left( \frac{10^{-22} \text{ эВ}}{m_a} \right),$$

и разлагая ЭМ-поле на плоские волны круговой поляризации, получаем дисперсионное уравнение для этих мод [80]

$$\omega_\pm^2 \mp g_{a\gamma} (\partial_t \phi + \hat{\mathbf{k}} \nabla \phi) |k| = 0. \quad (43)$$

В коротковолновом приближении  $k \gg m_a$  дисперсионные соотношения для право- и левополяризованных мод имеют вид

$$\omega_{\pm} \simeq k \pm \frac{1}{2} g_{a\gamma} (\partial_t \phi + \nabla \phi \hat{\mathbf{k}}). \quad (44)$$

Таким образом, среда из АПЧ является двулучепреломляющей для плоских ЭМ-волн. Как в классическом эффекте Фарадея, для плоскополяризованной волны, распространяющейся из точки  $x_p$  в точку  $x_e$ , должен наблюдаться поворот плоскости поляризации:

$$\Delta\theta = \frac{g_{a\gamma}}{2} \int_{t_p}^{t_e} \frac{d\phi}{dt} dt = \frac{g_{a\gamma}}{2} [\phi(t_e, x_e) - \phi(t_p, x_p)] \equiv \frac{g_{a\gamma}}{2} \Delta\phi. \quad (45)$$

В адиабатическом приближении эффект не зависит от частоты ЭМ-волны и определяется лишь разностью амплитуд поля  $\phi$  в точке испускания и приёма. В УЛТМ из АПЧ с дисперсией скоростей  $v \sim 10^{-3}$  такое описание поля применимо на временных интервалах короче времени когерентности  $\tau_c = 1/(m_a v^2) \sim 10^6 T_a$  и на расстояниях меньше длины когерентности  $l_c \sim \lambda_{d\text{В}} = 1/(m_a v) \sim 60$  пк ( $10^{-22}$  эВ/ $m_a$ ) (рис. 4).

Как и для случая интегрального эффекта Сакса – Вольфа, необходимо ввести стохастические амплитуды, описывающие неоднородность распределения УЛТМ. В данном случае угол поворота плоскости поляризации от времени записывается как

$$\Delta\theta(t) = \frac{g_{a\gamma}}{\sqrt{2}m_a} \left[ \sqrt{\rho_e} \kappa_e \cos(m_a t + \delta_e) - \sqrt{\rho_p} \kappa_p \cos(m_a(t - T) + \delta_p) \right] \quad (46)$$

( $t$  — время наблюдения после начала в момент  $t = 0$ ,  $T$  — время распространения сигнала). Эту величину удобно переписать в виде

$$\Delta\theta(t) = \Phi_a \cos(m_a t + \varphi_a), \quad (47)$$

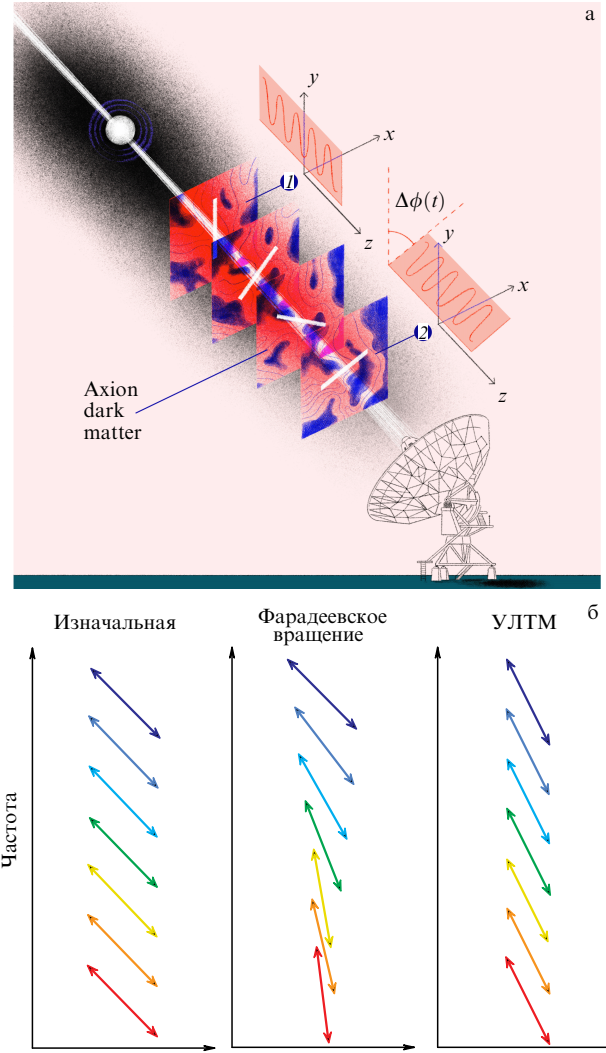
где

$$\Phi_a = \frac{g_{a\gamma}}{\sqrt{2}m_a} (\rho_e \kappa_e^2 + \rho_p \kappa_p^2 - 2\sqrt{\rho_e \rho_p} \kappa_e \kappa_p \cos \Delta)^{1/2}, \quad (48)$$

с фазой  $\Delta = m_a T + \delta_p - \delta_e$ , которую ввиду неопределённости расстояний до пульсаров можно считать равномерно распределённой в интервале  $[0, 2\pi]$ . Типичная ожидаемая величина для фазы  $\Delta = \pi$ ,  $\rho_e = \rho_p = \rho_{\text{DM}}$  и  $\kappa_e = \kappa_p = 1$  равна

$$\Phi_a = g_{a\gamma} A \approx 0,025 [\text{рад}] \left( \frac{g_{a\gamma}}{10^{-12} \text{ ГэВ}^{-1}} \right) \times \left( \frac{\rho_{\text{DM}}}{0,4 \text{ ГэВ см}^{-3}} \right)^{1/2} \left( \frac{10^{-22} \text{ эВ}}{m_a} \right). \quad (49)$$

Колебания поворота плоскости поляризации отдельных пульсаров действительно изменяются в пределах  $1 - 3^\circ$  на временах порядка нескольких лет (см. рис. 2 в работе [84]). Из-за эффекта двулучепреломления в УЛТМ из АПЧ в данных изменения плоскости поляризации пульсаров от времени должны появиться периодические составляющие с периодом  $T_a$ . Поиск таких периодических составляющих позволяет наложить ограничения на константу связи  $g_{a\gamma}$  в диапазоне масс АПЧ  $m_a$  [83, 84, 95]. При этом важно отметить стохастический характер



**Рис. 4.** Эффект двулучепреломления при распространении плоскополяризованной ЭМ-волны в УЛТМ из псевдоскалярных АПЧ. (а) Изменение плоскости поляризации излучения пульсара по мере распространения в поле УЛТМ. (Из работы [84].) (б) Изменение конфигурации плоскости линейной поляризации за счёт фарадеевского вращения и эффекта УЛТМ.

эффекта — амплитуда  $\Phi_a$  и фаза  $\Delta$  являются функциями случайных амплитуд и фаз осцилляций поля АПЧ вблизи пульсара и Земли, что усложняет поиск периодической составляющей в дискретном (и неравномерном) ряду наблюдений поляризации пульсаров. Кроме того, поворот плоскости поляризации излучения пульсаров происходит из-за сезонно изменяющегося вклада от эффекта Фарадея в ионосфере Земли и может зависеть от целого ряда других трудно учитываемых систематических и случайных эффектов. Подробнее о методах анализа данных и новых ограничениях можно узнать в работе Порайко и др. (2024 г., направлено в печать; arXiv:2412.02232).

На рисунке 5 (из работы [84]) приведены верхние пределы на константу связи  $g_{a\gamma}$  в зависимости от массы АПЧ  $m_a$ , полученные из анализа поляриметрии 20 пульсаров РРТА и пульсара в Крабе инструментом QUIJOTE MFI, использованным для калибровки пульсаров РРТА (заштрихованная область, ограниченная самой нижней кривой).

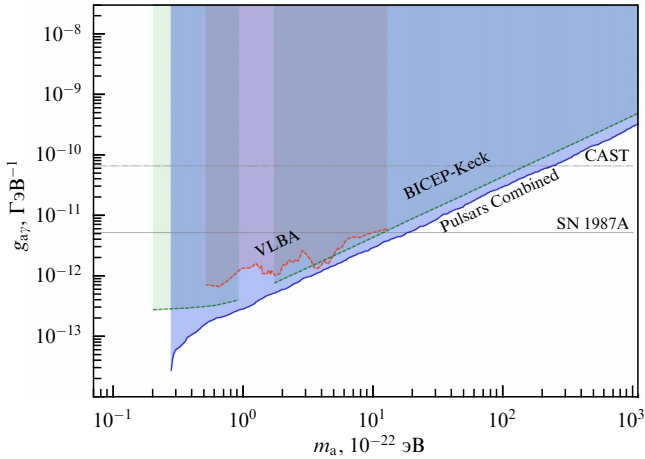


Рис. 5. Ограничения на аксион-фотонную константу связи  $g_{a\gamma}$  в зависимости от массы частиц, полученные из различных экспериментов (гелиоскоп CAST [92], ограничения по гамма-излучению от конверсии аксионов в SN1987A [93], из поляризационных радионаблюдений джетов активных ядер галактик MOJAVE VLBA [79] и анализа поляризации реликтового излучения в эксперименте BICEP-Keck [94]).

## 5. Другие применения метода пульсарного тайминга

### 5.1. Детектирование гравитационно-волновых импульсов с памятью

В предыдущих разделах описывалось использование тайминга для детектирования гравитационных волн от ДСЧД на стадии, предшествующей слиянию, где увеличение амплитуды и частоты сигнала происходит сравнительно медленно, т.е. мы имели дело с квазигармоническими колебаниями. Существуют и другие типы ГВ-сигналов: во-первых, в момент слияния ЧД возникает короткий всплеск с резким ростом частоты и амплитуды сигнала продолжительностью несколько десятков-сотен периодов обращения перед окончательным слиянием. Именно такие сигналы от слияния ЧД звёздных масс детектируются лазерными интерферометрами типа LIGO. Во-вторых, также существует более экзотический вариант гравитационных волн, так называемые "гравитационные волны с памятью" (ГВСП), где сигнал после всплеска стремится к некоторому асимптотическому ненулевому значению [96, 97]. Подобного рода сигнал генерируется, если в ходе процесса происходит перманентное изменение значения производных мультипольных моментов, описывающих систему, что происходит, если компоненты системы до/после или в обоих этих случаях не являются гравитационно-связанными. Изначально рассматривалось возникновение эффекта при гиперболическом пролёте массивных тел с последующим уходом на бесконечность и при взрыве сверхновых с асимметричным выбросом массы. Амплитуда возникающей гравитационной волны на расстоянии  $r$  от источника может быть грубо оценена как

$$h_{\text{mem}}(r) \sim \frac{r_g}{r} \left(\frac{v}{c}\right)^2, \quad (50)$$

где  $r_g$  и  $v$  — гравитационный радиус и скорость, соответствующие несферично выброшенной массе. Очевидно, что максимальный возможный эффект возникает при скорости  $v = c$ , т.е. при излучении фотонов или гравитационных волн. Значительная часть массы покоя сливаю-

щихся ЧД, до 10 %, уносится с несимметрично излучающимися гравитационными волнами [98], при этом естественным образом возникает ГВСП, т.н. эффект Кристодулу [99–101]. Амплитуда ГВСП, возникающая при слиянии двух одинаковых СМЧД с массами  $m$ , даётся следующим выражением:

$$h_{\text{mem}}(r) = 5 \times 10^{-16} \left(\frac{m}{10^8 M_\odot}\right) \left(\frac{1 \text{ Гпк}}{r}\right). \quad (51)$$

Влияние волн с памятью на пульсарные наблюдения было впервые изучено в работах [102–104]. Появление постоянного смещения в метрике приведёт к возникновению линейно растущих с момента всплеска ОУ МПИ. Необходимо иметь в виду, что данный вид возмущённые ОУ МПИ будут иметь до подгонки параметров модели тайминга. Фитирование частоты вращения пульсара и её первой производной приведёт к значительному "поглощению" сигнала ГВСП и соответствующему смещению измеренных параметров. Пример возникающих ОУ МПИ можно видеть на рис. 1г.

Как видно из данного примера, амплитуда ОУ МПИ, возникающих из-за этого эффекта, достаточно мала даже в случае слияния столь сравнительно близких и массивных ЧД, поэтому вряд ли возможно их детектирование в рядах наблюдений одиночного пульсара. К счастью, ГВСП, как и обычные ГВ, вызывают коррелированный отклик в рядах наблюдений сети пульсаров, поэтому наблюдение большого количества МСП может значительно увеличить чувствительность. В работе [103] была получена оценка ОСШ для детектирования ГВСП-сигнала с амплитудой  $h_{\text{mem}}$ :

$$\text{SNR} \sim 1,5 \left(\frac{h_{\text{mem}}}{10^{-15}}\right) \left(\frac{N_t}{250}\right)^{1/2} \left(\frac{N_{\text{psr}}}{20}\right)^{1/2} \left(\frac{T_{\text{obs}}}{10 \text{ лет}}\right) \left(\frac{100 \text{ нс}}{\sigma_n}\right), \quad (52)$$

где  $N_{\text{psr}}$  — общее количество наблюдаемых пульсаров,  $N_t$  — число наблюдений индивидуальных пульсаров,  $T_{\text{obs}}$  — общая продолжительность наблюдений и  $\sigma_n$  — амплитуда ОУ МПИ пульсаров сети. Характерные величины параметров взяты для будущих наблюдений пульсаров на телескопе SKA (Square Kilometer Array). Если взять распределение сливающихся СМЧД, то можно оценить ожидаемое количество детектирований на желаемом уровне ОСШ:

$$N \simeq 10^{-1} \left(\frac{N_t}{250}\right) \left(\frac{N_{\text{psr}}}{20}\right) \left(\frac{T_{\text{obs}}}{10 \text{ лет}}\right)^3 \left(\frac{100 \text{ нс}}{\sigma_n}\right)^2 \left(\frac{3}{\text{SNR}}\right)^2. \quad (53)$$

Поиски ГВСП ведутся и на современном уровне чувствительности пульсарных сетей [105, 106]. Наилучшие ограничения были поставлены в результате анализа данных ряда наблюдений NANOGrav продолжительностью 12,5 лет: есть слабое указание на присутствие ГВСП, но оно может возникнуть из-за особенностей шума группы пульсаров в сети; более консервативные оценки дают ограничение сверху на амплитуду всплесков  $h_{\text{mem}} < 3,3 \times 10^{-14}$ .

Следует отметить, что такой же вид будет у ОУ МПИ, вызываемых пересечением топологическим дефектом — космической струной — луча зрения на пульсар в результате действия эффекта Кайзера–Стеббинса [107]. Важным отличием является то, что теперь эффект действует только на индивидуальный пульсар, поэтому никакого коррелированного сигнала во всей сети не

возникает<sup>9</sup>, и выигрыш возможен лишь из-за увеличения количества потенциальных целей. С другой стороны, амплитуда эффекта зависит только от натяжения космической струны и может быть значительно больше  $\mathcal{O}(10 \text{ нс})$ . В работе [108] было показано, что пульсарные наблюдения позволяют значительно ограничить популяцию петель космических струн в Галактике для натяжений  $G\mu/c^2 > 10^{-14}$ .

## 5.2. Поиск альтернативных мод поляризации гравитационных волн

В предыдущей части статьи обсуждались методы поиска ГВ в рамках ОТО. В данной теории тяготения ГВ являются поперечными волнами и обладают двумя состояниями поляризации. Ситуация может быть сложнее в альтернативных теориях гравитации, где могут возникать дополнительные состояния, так как в метрических теориях максимально возможное число состояний составляет шесть [109]. Возможные дополнительные поляризации будут изменять отклик детекторов ГВ, что в свою очередь позволит получить ограничения на альтернативные теории [110]. Впервые применение этой идеи к методу пульсарного хронометрирования было сделано в работе [111]. В ней было показано, что дополнительные состояния поляризации вызывают значительные модификации в кривой Хеллингса–Даунса (см. раздел 2.2). В статье была сделана оценка, что уровень чувствительности, необходимый для детектирования обычных ГВ, будет достаточен и для обнаружения одного из дополнительных состояний — скалярной поперечной моды. По оценке, такой уровень может быть обеспечен наблюдениями 40 пульсаров каждые две недели на протяжении 5 лет на уровне точности 100 нс. Более детальные расчёты были сделаны в работах [112, 113], где было показано, что чувствительность пульсарных сетей к нестандартным модам гораздо выше, чем к обычным, особенно при корреляции сигналов от пульсаров, находящихся на небольшом угловом расстоянии друг от друга. Анализ наблюдений позволил поставить ограничения на вклад нестандартных мод: амплитуда самой сильной, скалярной поперечной моды, не превышает  $1,4 \times 10^{-15}$  [114, 115]. Анализ данных 15 лет наблюдений NANOGrav, в которых обнаружение гравитационных волн является статистически значимым (см. выше раздел 3.1), показал отсутствие необходимости добавления нестандартных мод [116].

## 5.3. Постановка ограничений на массу гравитона и скорость распространения гравитационных волн

Сходным способом можно получить ограничения и на массу гравитона, которая во многих альтернативных теориях отлична от нуля [117, 118]. Массивный гравитон вносит изменения в ожидаемую кривую корреляции сигналов от пульсаров из-за двух эффектов: во-первых, ненулевая масса и соответствующая разница в скоростях между электромагнитными и гравитационными волнами уменьшает уровень корреляции [119]; во-вторых, в моделях с массивным гравитоном чаще всего также возникают и дополнительные моды поляризации, влияющие на эту кривую (см. выше раздел 5.2) [120]. Использование последних данных наблюдений NANOGrav позволили ограничить массу гравитона сверху:  $m_g < 8,2 \times 10^{-24} \text{ эВ}/c^2$ .

<sup>9</sup> Стоит подчеркнуть, что в данном случае речь идёт о сигнале, вызванном отдельной струной на луче зрения, а не о ГВ-фоне, созданном ансамблем струн и рассмотренном в разделе 3.4.

Очевидно, что вопросы массы гравитона и скорости распространения гравитационных волн тесно связаны, при ненулевой массе скорость распространения ГВ  $v_g$  меньше скорости света  $c$ . Одновременные наблюдения ГВ и ЭМ-сигналов от события GW170817 [121] поставили очень сильные ограничения на отличия в скоростях распространения ГВ и ЭМ,

$$-3 \times 10^{-15} < \frac{v_g - c}{c} < 7 \times 10^{-16}.$$

Однако эти ограничения были получены для частоты ГВ  $\mathcal{O}(10^2)$  Гц и во многих моделях могут зависеть от частоты ГВ и быть гораздо слабее на частотах наблюдений пульсарных сетей [122]. Пульсарные наблюдения могут ограничить и распространение ГВ со скоростями выше скорости света: в таких режимах будет возникать так называемый эффект сёрфинга, и амплитуда ОУ МПИ, вызванных действием ГВ, будет резонансно расти [123]. Отсутствие резонансного члена в наблюдаемых ОУ МПИ позволяет ограничить величину относительного отклонения  $\epsilon \equiv (v_g - c)/c < 10^{-2}$ .

Также ненаблюдение избыточного шума в рядах ОУ МПИ исключает возможность того, что массивные гравитоны могут вносить значительный вклад в тёмную материю [124] — эта теоретически привлекательная идея была предложена в работе [125].

Современный обзор возможных проверок альтернативных теорий гравитации с помощью гравитационно-волновых детекторов представлен в работе [126].

## 5.4. Изучение распределения масс в Галактике и поиск компактных объектов

Нетривиальные эффекты в пульсарном хронометрировании возникают при распространении сигнала от источника к наблюдателю в нестационарном пространстве–времени. Выше рассматривалась нестационарность, вызванная присутствием гравитационных волн, но это не является единственным возможным вариантом: если вблизи пути распространения проходит тяготеющая масса, то очевидно, что метрика пространства–времени не будет стационарной и будут появляться вызванные данным эффектом ОУ МПИ. Задержка  $\Delta t$  при распространении сигнала в окрестности тяготеющего тела называется задержкой Шапиро, и в простейшем случае точечной массы она описывается следующим образом [127, 128]:

$$\Delta t = \frac{2GM}{c^3} \ln \left( \frac{4r_{10}r_{1s}}{\rho^2} \right), \quad (54)$$

где  $M$  — масса тела,  $r_{10}$ ,  $r_{1s}$  — расстояния от тела до наблюдателя и пульсара соответственно,  $\rho$  — прицельный параметр, расстояние наибольшего сближения сигнала и тяготеющего тела. Задержка складывается из двух частей: во-первых, длина пути увеличивается из-за искривления в поле массивного тела; во-вторых, есть дополнительная временная задержка из-за распространения в этом поле. Влияние задержки Шапиро учитывается в пульсарных наблюдениях в тех случаях, когда тяготеющее тело является компаньоном пульсара в двойной системе или принадлежит Солнечной системе. В таких случаях возможно включение учёта эффекта в модель хронометрирования с последующим уточнением параметров тяготеющего тела. Если же эффект возникает "по пути", то он будет наблюдаться как возмущение ОУ МПИ специфического вида [128, 129]. Данный эффект близок к эффекту гравитационного линзирования и

сходным же образом пульсарное хронометрирование в теории позволяет изучить распределение тяготеющих масс в Галактике, в том числе в её центре и за ним — в областях, где обычный поиск проявлений линзирования затруднён [128–131].

ОУ МПИ будут возникать и в случае, когда тяготеющий объект является протяжённым, и это можно использовать для поиска лёгких мини-гало тёмной материи и соответствующих ограничений на спектр масс возмущений на малых масштабах [132]. Также "детектором" может выступать сама Солнечная система — близкое прохождение тяготеющей массы и вызванное им смещение барицентра системы будет вызывать характерный отклик в ОУ МПИ наблюдающихся пульсаров. Данный отклик будет дипольно коррелирован для всех пульсаров сети<sup>10</sup>. Использование такого "доплеровского" эффекта для поиска первичных чёрных дыр массой около  $10^{25}$  г ( $10^{-8} M_{\odot}$ ) было предложено в работе [133].

Дальнейшее исследование возможностей применения метода было проведено в работах [134–137]. Было показано, что определяющий вклад в потенциальное детектирование вносит доплеровская часть отклонений из-за возможности коррелирования сигналов и то, что будущие наблюдения SKA сети из 200 пульсаров на протяжении 20 лет на уровне точности 50 нс могут значительно ограничить распространённость первичных чёрных дыр и мини-гало в широком диапазоне масс  $10^{-8} - 10^2 M_{\odot}$ , причём доступная область параметров больше, чем у метода гравитационного микролинзирования. Анализ [137] был применён к данным наблюдений 15 лет NANOGrav [53]: полученные ограничения на распространённость первичных чёрных дыр — их вклад в полную плотность тёмной материи — пока гораздо слабее теоретически возможных,  $f \equiv \Omega_{\text{PWH}}/\Omega_{\text{DM}} \sim \mathcal{O}(10^2) \gg 1$ .

Слабость полученных ограничений связана как с гораздо более скромными возможностями NANOGrav сравнительно с будущими параметрами сети SKA, так и с идеализацией шумовых характеристик пульсаров в теоретических оценках: в них принималось, что ОУ МПИ имеют вид белого шума, в то время как у многих реальных пульсаров значительный вклад вносит собственный "красный" шум вращения нейтронной звезды, а это значительно снижает чувствительность сети к рассмотренным эффектам.

## 6. Перспективы метода пульсарного тайминга

На сегодняшний день прямое детектирование ГВ было произведено только в области высоких частот группой наземных гравитационных антенн LIGO/Virgo/KAGRA. Пульсарный тайминг позволит уникальным образом дополнить данные измерения в наногерцовом диапазоне. В последние годы было представлено множество свидетельств, которые убедительно доказывают, что обнаружение ГВ с высокой статистической значимостью с помощью метода пульсарных сетей ожидает нас в ближайшем будущем. Международные пульсарные коллаборации предпринимают необходимые шаги, чтобы как можно скорее приблизить данное событие. Дальнейший прогресс в области пульсарного хронометрирования связан с тремя основными направлениями.

**Увеличение значимости детектирования.** Слияние временных рядов отдельных региональных пульсарных сетей в рамках так называемой интернациональной пульсарной коллаборации IPTA (International Pulsar Timing Array) является наиболее естественным шагом для увеличения ОСШ детектируемого сигнала. Объединение неминуемо приведёт как к более полному и регулярному покрытию небесной сферы пульсарами, так и к увеличению общего их числа, что позволит более качественно промерить кривую Хеллингса–Даунса. Ожидается, что в результате объединения данных, которое является весьма трудоёмким процессом, требующим огромных человеческих ресурсов, чувствительность итоговой пульсарной сети увеличится вдвое и ГВ-сигнал будет достоверно обнаружен со значимостью выше  $5\sigma$ .

Увеличение значимости детектирования также может быть достигнуто путём продления полного времени наблюдения  $T$ . Однако стоит заметить, что темп роста ОСШ замедляется с  $T^{13/3}$  на  $T^{1/2}$  при переходе из режима слабого сигнала в режим детектирования. Более того, при увеличении длительности временного ряда становится значительным вклад таких стохастических помех, как собственный шум пульсара и турбулентность межзвёздной среды, осложняющих поиск ГВ-сигнала. Альтернативным методом увеличения ОСШ является использование более чувствительных радиоустановок для регулярного мониторинга пульсаров, что позволит повысить точность хронометрирования и, соответственно, уменьшить вклад инструментального белого шума. Например, пульсарные сети, базирующиеся на 4–5-летних данных, собранных с помощью радиотелескопов MeerKAT [138] и FAST [139], обладают чувствительностью, сравнимой с достигнутой историческими коллаборациями, осуществляющими хронометрирование на протяжении последних десятилетий. SKA [140] и DSA-2000 (Deep Synoptic Array [141]), введение в эксплуатацию которых ожидается в ближайшее десятилетие, планируют запустить обширные пульсарные программы, что позволит беспрецедентно увеличить чувствительность будущих пульсарных сетей к различного рода астрофизическим сигналам.

**Оптимизация пульсарных сетей и используемых алгоритмов.** Одним из главных вызовов для этой области астрофизики является сложность компьютерных вычислений и проблема обработки большого массива данных. Помимо обширности самих пульсарных рядов, при решении задачи поиска ГВ-сигнала решается многопараметрическая оптимизационная задача (на данный момент число свободных параметров задачи достигает  $\sim 300$ ). Поэтому исследование различных методов оптимизации и увеличения скорости вычислений является одним из приоритетных направлений в области ПТ. В частности, ведётся разработка усовершенствованных схем марковских цепей Монте-Карло [142], а также в анализ данных ПТ внедряются методы машинного обучения [143]. Запуск DSA-2000 и SKA приведёт к дальнейшему увеличению объёма обрабатываемых рядов за счёт вновь обнаруженных пульсаров, что ещё раз подчёркивает актуальность задачи оптимизации.

**Отождествление природы сигнала.** На сегодняшний день нельзя доподлинно определить природу найденного коррелированного красного шума в остаточных отклонениях МПИ. Мы можем иметь дело как с КГВФ, генерируемым в ранней Вселенной, так и с астрофизическими ГВ от всей совокупности ДСЧД или от одного яркого близкого источника. Не исключено, что зарегистрированный сигнал представляет из себя комбинацию астрофизического и космологического фонов. В работах

<sup>10</sup> Сходный эффект будет наблюдаться и при прохождении тела рядом с пульсаром, но корреляции во всей сети в этом случае, очевидно, не будет.



[34, 53] были предприняты попытки отождествить сигнал, основываясь исключительно на его спектральных характеристиках. Но как было показано в предыдущих разделах, формы спектров космологического и астрофизического сигналов могут сильно меняться в зависимости от лежащих в их основе предположений. В частности, спектральная плотность мощности астрофизического фона  $S_h(f)$  при учёте эксцентриситетов сливающихся двойных систем и конечности числа источников, строго говоря, и вовсе не описывается степенным законом. Это приводит к тому, что при учёте исключительно спектральных характеристик два вида ГВ-фона неразличимы, и задача отождествления сигнала становится вырожденной.

Однако вырождение можно снять, включая дополнительные наблюдаемые в анализ и используя нестандартные статистические характеристики сигнала (см., например, [32]). Одной из таких характеристик является пространственная анизотропия мощности ГВ-сигнала. Ожидается, что астрофизический ГВ-фон, представляющий из себя некогерентную сумму от отдельных ДСЧД, будет обладать высокой степенью анизотропии, особенно в областях высоких частот, в которых отдельные источники будут преобладать над средним значением фона. Как было показано в [144], некоторые астрофизические модели предсказывают значительный уровень анизотропии, уже превышающий текущие верхние оценки на уровне  $C_1/C_0 \leq 0,2$ , полученные с помощью 15-летних данных NANOGrav [145]. Чувствительность к анизотропии ГВ-фона будет продолжать расти при добавлении новых пульсаров в состав пульсарной сети и при уменьшении стандартных отклонений  $\sigma_{\text{ТОА}}$  как  $\sqrt{N_{\text{psr}}}/\sigma_{\text{ТОА}}$  [146, 147]. Таким образом, отсутствие анизотропии в данных, полученных с помощью новейших пульсарных программ, сможет сильно ограничить пространство параметров моделей сливающихся ДСЧД или вовсе исключить астрофизическую природу сигнала. Однако стоит отметить, что ряд эффектов, таких как эффект космологической дисперсии кривой Хеллингса – Даунса, имеющих схожие наблюдательные проявления, может сильно ослабить нашу чувствительность к поиску анизотропии в данных пульсарных сетей [148].

**Дополнение при корректуре.** После принятия данного обзора к публикации были получены новые ограничения на аксион-фотонную константу взаимодействия из поляриметрии пульсаров [149, 150].

**Благодарности.** Работа КП и МП поддержана грантом 075-15-2024-541 Министерства науки и высшего образования РФ в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта "Наука". Работа НП поддержана Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, Научно-исследовательское общество Германии) — номер проекта РО 2758/1–1, в рамках стипендии Вальтера Беньямина.

## Список литературы

- Rubakov V A, Sazhin M V, Veryaskin A V *Phys. Lett. B* **115** (3) 189 (1982)
- Khmelnitsky A, Rubakov V J. *Cosmol. Astropart. Phys.* **2014** (2) 019 (2014)
- Сажин М В *Астрон. журн.* **55** 65 (1978); Sazhin M V *Sov. Astron.* **22** 36 (1978)
- Detweiler S *Astrophys. J.* **234** 1100 (1979)
- Estabrook F B, Wahlquist H D *Gen. Relat. Gravit.* **6** 439 (1975)
- Sachs R K, Wolfe A M *Astrophys. J.* **147** 73 (1967)
- Старобинский А А *Письма в Астрон. журн.* **11** 323 (1985); Starobinski A A *Sov. Astron. Lett.* **11** 133 (1985)
- Jenet F A et al. *Astrophys. J.* **606** 799 (2004)
- Wen Z L et al. *Astrophys. J.* **730** (1) 29 (2011)
- Burke-Spolaor S et al. *Astron. Astrophys. Rev.* **27** (1) 5 (2019)
- Lorimer D R, Kramer M *Handbook of Pulsar Astronomy* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2012)
- Бескин В С *УФН* **188** 377 (2018); Beskin V S *Phys. Usp.* **61** 353 (2018)
- Backer D C, Hellings R W *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **24** 537 (1986)
- Дорошенко О В, Копейкин С М *Астрон. журн.* **67** 986 (1990); Doroshenko O V, Kopeikin S M *Sov. Astron.* **34** 496 (1990)
- Vallisneri M et al. *Astrophys. J.* **893** (2) 112 (2020)
- Hobbs G B, Edwards R T, Manchester R N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369** (2) 655 (2006)
- Edwards R T, Hobbs G B, Manchester R N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **372** (4) 1549 (2006)
- Hellings R W, Downs G S *Astrophys. J.* **265** L39 (1983)
- Bernardo R C, Ng K-W, arXiv:2409.07955
- Corbin V, Cornish N J, arXiv:1008.1782
- Allen B, Romano J D *Phys. Rev. D* **108** 043026 (2023)
- Bernardo R C, Ng K-W *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2022** (11) 046 (2022)
- Allen B *Phys. Rev. D* **107** 043018 (2023)
- Thrane E, Romano J D *Phys. Rev. D* **88** 124032 (2013)
- Siemens X et al. *Class. Quantum Grav.* **30** 224015 (2013)
- Verbiest J P W et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **458** 1267 (2016)
- Babak S et al. *Phys. Rev. D* **110** 063022 (2024)
- Agazie G et al. *Astrophys. J. Lett.* **951** (1) L8 (2023)
- Antoniadis J et al. (EPTA Collab. and InPTA Collab.) *Astron. Astrophys.* **678** A50 (2023)
- Reardon D J et al. *Astrophys. J. Lett.* **951** (1) L6 (2023)
- Xu H et al. *Res. Astron. Astrophys.* **23** 075024 (2023)
- Romano J D, Cornish N J *Living Rev. Relativ.* **20** (1) 2 (2017)
- Agazie G et al. *Astrophys. J. Lett.* **952** (2) L37 (2023)
- Antoniadis J et al. (EPTA Collab. and InPTA Collab.) *Astron. Astrophys.* **685** A94 (2024)
- Volonteri M, Haardt F, Madau P *Astrophys. J.* **582** 559 (2003)
- Babak S, Sesana A *Phys. Rev. D* **85** 044034 (2012)
- Antoniadis J et al. (EPTA Collab. and InPTA Collab.) *Astron. Astrophys.* **690** A118 (2024)
- Agazie G et al. *Astrophys. J. Lett.* **951** (2) L50 (2023)
- De Rosa A et al. *New Astron. Rev.* **86** 101525 (2019)
- Dotti M, Sesana A, Decarli R *Adv. Astron.* **2012** 940568 (2012)
- Rosado P A, Sesana A, Gair J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **451** 2417 (2015)
- Phinney E S, astro-ph/0108028
- Sato-Polito G, Zaldarriaga M, Quataert E, arXiv:2312.06756
- Izquierdo-Villalba D et al. *Astron. Astrophys.* **686** A183 (2024)
- Bécsy B et al. *Astrophys. J.* **959** (1) 9 (2023)
- Гришук Л П и др. *УФН* **171** 3 (2001); Grishchuk L P et al. *Phys. Usp.* **44** 1 (2001)
- Гришук Л П *УФН* **175** 1289 (2005); Grishchuk L P *Phys. Usp.* **48** 1235 (2005)
- Guzzetti M C et al. *Riv. Nuovo Cimento* **39** 399 (2016) <http://dx.doi.org/10.1393/ncr/i2016-10127-1>
- Caprini C, Figueroa D G *Class. Quantum Grav.* **35** 163001 (2018)
- Гришук Л П *ЖЭТФ* **67** 825 (1975); Grishchuk L P *Sov. Phys. JETP* **40** 409 (1975)
- Akrami Y et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **641** A10 (2020)
- Lasky P D et al. *Phys. Rev. X* **6** 011035 (2016)
- Afzal A et al. *Astrophys. J. Lett.* **951** (1) L11 (2023)
- Blanco-Pillado J J, Olum K D, Shlaer B *Phys. Rev. D* **92** 063528 (2015)
- Lorenz L, Ringeval C, Sakellariadou M *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2010** (10) 003 (2010)
- Констандин Т *УФН* **183** 785 (2013); Konstandin T *Phys. Usp.* **56** 747 (2013)
- Kamionkowski M, Kosowsky A, Turner M S *Phys. Rev. D* **49** 2837 (1994)
- Kosowsky A, Mack A, Kahniashvili T *Phys. Rev. D* **66** 024030 (2002)
- Dolgov A D, Grasso D, Nicolis A *Phys. Rev. D* **66** 103505 (2002)
- Caprini C, Durrer R *Phys. Rev. D* **74** 063521 (2006)
- Gogoberidze G, Kahniashvili T, Kosowsky A *Phys. Rev. D* **76** 083002 (2007)
- Caprini C, Durrer R, Servant G *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2009** (12) 024 (2009)
- Kibble T W B *J. Phys. A* **9** 1387 (1976)
- Hindmarsh M B, Kibble T W B *Rep. Prog. Phys.* **58** 477 (1995)
- Siemens X, Mandic V, Creighton J *Phys. Rev. Lett.* **98** 111101 (2007)
- Sanidas S A, Battye R A, Stappers B W *Phys. Rev. D* **85** 122003 (2012)
- Quelquejay Leclere H et al. *Phys. Rev. D* **108** 123527 (2023)
- Carroll S M, Field G B, Jackiw R *Phys. Rev. D* **41** 1231 (1990)

69. Harari D, Sikivie P *Phys. Lett. B* **289** 67 (1992)
70. Засов А В и др. *УФН* **187** 3 (2017); Zasov A V et al. *Phys. Usp.* **60** 3 (2017)
71. Bertone G, Hooper D *Rev. Mod. Phys.* **90** 045002 (2018)
72. Jaeckel J, Ringwald A *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **60** 405 (2010)
73. Preskill J, Wise M B, Wilczek F *Phys. Lett. B* **120** (1–3) 127 (1983)
74. Abbott L F, Sikivie P *Phys. Lett. B* **120** (1–3) 133 (1983)
75. Dine M, Fischler W *Phys. Lett. B* **120** (1–3) 137 (1983)
76. Hu W, Barkana R, Gruzinov A *Phys. Rev. Lett.* **85** 1158 (2000)
77. Hui L et al. *Phys. Rev. D* **95** 043541 (2017)
78. Hui L *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **59** 247 (2021)
79. Ivanov M M et al. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2019** (2) 059 (2019)
80. Fujita T, Tazaki R, Toma K *Phys. Rev. Lett.* **122** 191101 (2019)
81. Fedderke M A, Graham P W, Rajendran S *Phys. Rev. D* **100** 015040 (2019)
82. Sigl G, Trivedi P, arXiv:1811.07873
83. Caputo A et al. *Phys. Rev. D* **100** 063515 (2019)
84. Castillo A et al. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2022** (6) 014 (2022)
85. Porayko N K, Postnov K A *Phys. Rev. D* **90** 062008 (2014)
86. Kato R, Soda J *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2020** (9) 036 (2020)
87. Porayko N K et al. (PPTA Collab.) *Phys. Rev. D* **98** 102002 (2018)
88. Xue X et al. *Phys. Rev. Research* **4** (1) L012022 (2022)
89. Xia Z-Q et al. *Phys. Rev. D* **107** L121302 (2023)
90. Smarra C et al. *Phys. Rev. Lett.* **131** 171001 (2023)
91. Nomura K, Ito A, Soda J *Eur. Phys. J. C* **80** 419 (2020)
92. Anastassopoulos V et al. (CAST Collab.) *Nature Phys.* **13** 584 (2017)
93. Payez A et al. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2015** (2) 006 (2015)
94. Ade P A R et al. (BICEP/Keck Collab.) *Phys. Rev. D* **105** 022006 (2022)
95. Liu T, Smoot G, Zhao Y *Phys. Rev. D* **101** 063012 (2020)
96. Зельдович Я Б, Полнарёв А Г *Астрон. журн.* **51** 30 (1974); Zel'dovich Ya B, Polnarev A G *Sov. Astron.* **18** 17 (1974)
97. Braginsky V B, Thorne K S *Nature* **327** 123 (1987)
98. Reisswig C et al. *Phys. Rev. D* **80** 124026 (2009)
99. Payne P N *Phys. Rev. D* **28** 1894 (1983)
100. Christodoulou D *Phys. Rev. Lett.* **67** 1486 (1991)
101. Favata M *Class. Quantum Grav.* **27** 084036 (2010)
102. Seto N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **400** (1) L38 (2009)
103. Pshirkov M S, Baskaran D, Postnov K A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **402** 417 (2010)
104. van Haasteren R, Levin Y *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **401** 2372 (2010)
105. Wang J B et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446** 1657 (2015)
106. Agazie G et al. *Astrophys. J.* **963** (1) 61 (2024)
107. Kaiser N, Stebbins A *Nature* **310** 391 (1984)
108. Pshirkov M S, Tuntsov A V *Phys. Rev. D* **81** 083519 (2010)
109. Alves M E S, Miranda O D, de Araujo J C N *Class. Quantum Grav.* **27** 145010 (2010)
110. Eardley D M et al. *Phys. Rev. Lett.* **30** 884 (1973)
111. Lee K J, Jenet F A, Price R H *Astrophys. J.* **685** 1304 (2008)
112. Chamberlin S J, Siemens X *Phys. Rev. D* **85** 082001 (2012)
113. Gair J R, Romano J D, Taylor S R *Phys. Rev. D* **92** 102003 (2015)
114. Arzoumanian Z et al. *Astrophys. J. Lett.* **923** (2) L22 (2021)
115. Wu Y-M, Chen Z-C, Huang Q-G *Astrophys. J.* **925** (1) 37 (2022)
116. Agazie G et al. *Astrophys. J. Lett.* **964** (1) L14 (2024)
117. Рубаков В А, Тиняков П Г *УФН* **178** 785 (2008); Rubakov V A, Tinyakov P G *Phys. Usp.* **51** 759 (2008)
118. de Rham C *Living Rev. Relativ.* **17** (1) 7 (2014)
119. Lee K et al. *Astrophys. J.* **722** 1589 (2010)
120. Liang Q, Trodden M *Phys. Rev. D* **104** 084052 (2021)
121. Abbott B P et al. *Astrophys. J. Lett.* **848** (2) L13 (2017)
122. Qin W, Boddy K K, Kamionkowski M *Phys. Rev. D* **103** 024045 (2021)
123. Baskaran D et al. *Phys. Rev. D* **78** 044018 (2008)
124. Pshirkov M, Tuntsov A, Postnov K A *Phys. Rev. Lett.* **101** 261101 (2008)
125. Dubovsky S L, Tinyakov P G, Tkachev I I *Phys. Rev. Lett.* **94** 181102 (2005)
126. Yunes N, Siemens X, Yagi K, arXiv:2408.05240
127. Shapiro I I *Phys. Rev. Lett.* **13** 789 (1964)
128. Пширков М С, Сажин М В, Ильясов Ю П *Письма в Астрон. журн.* **34** (6) 437 (2008); Pshirkov M S, Sazhin M V, Ilyasov Yu P *Astron. Lett.* **34** (6) 397 (2008)
129. Larchenkova T I, Doroshenko O V *Astron. Astrophys.* **297** 607 (1995)
130. Wex N, Gil J, Sendyk M *Astron. Astrophys.* **311** 746 (1996)
131. Hosokawa M, Ohnishi K, Fukushima T *Astron. Astrophys.* **351** 393 (1999)
132. Siegel E R, Hertzberg M P, Fry J N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **382** (2) 879 (2007)
133. Seto N, Cooray A *Astrophys. J.* **659** (1) L33 (2007)
134. Baghran S, Afshordi N, Zurek K M *Phys. Rev. D* **84** 043511 (2011)
135. Dror J A et al. *Phys. Rev. D* **100** 023003 (2019)
136. Ramani H, Trickle T, Zurek K M *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2020** (12) 033 (2020)
137. Lee V S H et al. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2021** (08) 025 (2021)
138. Bailes M et al. *Publ. Astron. Soc. Australia* **37** e028 (2020)
139. Nan R, Li D *IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng.* **44** 012022 (2013) <https://doi.org/10.1088/1757-899X/44/1/012022>
140. Janssen G et al., in *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array, AASKA14, June 8–13, 2014, Giardini Naxos, Italy; PoS AASKA14* 37 (2015) <https://doi.org/10.22323/1.215.0037>
141. Hallinan G et al. *Bull. Am. Astron. Soc.* **51** 255 (2019)
142. Laal N et al., arXiv:2410.11944
143. Shih D et al. *Phys. Rev. Lett.* **133** 011402 (2024)
144. Gardiner E C et al. *Astrophys. J.* **965** (2) 164 (2024)
145. Agazie G et al. *Astrophys. J. Lett.* **956** (1) L3 (2023)
146. Depta P F et al., arXiv:2407.14460
147. Pol N, Taylor S R, Romano J D *Astrophys. J.* **940** (2) 173 (2022)
148. Konstantin T et al., arXiv:2408.07741
149. Porayko et al., arXiv:2412.02232
150. Xue X et al., arXiv:2412.02229

## Precision methods of pulsar timing and polarimetry: results and prospects

K.A. Postnov<sup>(1,2,a)</sup>, N.K. Porayko<sup>(3,4,b)</sup>, M.S. Pshirkov<sup>(1,5,6,c)</sup>

<sup>(1)</sup> Lomonosov Moscow State University, Sternberg State Astronomical Institute, Universitetskii prosp. 13, 119234 Moscow, Russian Federation

<sup>(2)</sup> Kazan Federal University, ul. Kremlevskaya 18, 420008 Kazan, Russian Federation

<sup>(3)</sup> Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, Bonn, 53121, Germany

<sup>(4)</sup> Università degli Studi di Milano-Bicocca, Piazza dell'Ateneo Nuovo, 1, Milano, 20126, Italy

<sup>(5)</sup> Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, prosp. 60-letiya Oktyabrya 7a, 117312 Moscow, Russian Federation

<sup>(6)</sup> Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Astro Space Center, Pushchino Radio Astronomy Observatory,

142290 Pushchino, Moscow region, Russian Federation

E-mail: <sup>(a)</sup> [director@sai.msu.ru](mailto:director@sai.msu.ru), <sup>(b)</sup> [nporayko@mpifr-bonn.mpg.de](mailto:nporayko@mpifr-bonn.mpg.de), <sup>(c)</sup> [pshirkov@sai.msu.ru](mailto:pshirkov@sai.msu.ru)

Pulsar timing is a sensitive tool of modern astrophysical research enabling measurements of the time delay of electromagnetic signals propagating from the source to the observer. Modern pulsar timing arrays (PTAs) are used to address various astrophysical problems, including the direct detection of space-time metric perturbations caused, in particular, by gravitational waves. We review the current status of pulsar timing research and recent results on the detection of a stochastic gravitational wave background at nanohertz frequencies of astrophysical and cosmological origin reported by the international collaborations NANOGrav, EPTA, InPTA, PPTA, and CPTA. We also discuss current constraints on scalar ultralight dark matter (pseudoscalar axion-like bosons) posed by the pulsar timing and polarimetry and prospects of these methods to solve other problems of fundamental physics and cosmology.

**Keywords:** radiopulsars, pulsar timing, gravitational waves, stochastic gravitational wave background, supermassive binary black holes, ultralight scalar dark matter

PACS numbers: **04.30.** – w, **95.35.** + d, 97.60.Gb

Bibliography — 150 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **195** (2) 154–171 (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.11.039812>

Received 30 October 2024, revised 18 November 2024

*Physics – Uspekhi* **68** (2) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.11.039812>