

А. Е. Авраменко

ПУЛЬСАР

ПРИРОДНЫЙ ЭТАЛОН ВРЕМЕНИ- ПРОСТРАНСТВА



А. Е. Авраменко

ПУЛЬСАР

**Природный эталон
времени-пространства**



URSS

МОСКВА

Авраменко Аркадий Ефимович

Пульсар: Природный эталон времени-пространства. — М.: ЛЕНАНД, 2015. — 200 с.

В книге излагаются новые представления о беспрецедентной ротационной устойчивости пульсаров — намагниченных быстро вращающихся нейтронных звезд, галактических радиоисточников периодического излучения. Детально обсуждается предложенный и развиваемый автором метод синтеза интервалов пульсарного времени с наносекундной точностью и нестабильностью менее 10^{-18} – 10^{-19} по наблюдаемым параметрам вращения в пространственных координатных системах в пределах 40-летних наблюдений пульсаров. Рассмотрены перспективные направления приложений прецизионных шкал пульсарного времени применительно к задачам синхронизации атомных шкал; определения вектора навигационных состояний космического аппарата; синтеза равномерных шкал всемирного (универсального) времени по измеренным параметрам вращения Земли.

Книга рассчитана на научных работников и студентов физических специальностей в области астрометрии, специалистов в области метрологии времени-пространства.

Научный редактор: д-р физ.-мат. наук И. Ф. Малов

Формат 60×90/16. Печ. л. 12,5. Зак. № ИП-84.

Отпечатано в ООО «ЛЕНАНД».

117312, Москва, пр-т Шестидесятилетия Октября, 11А, стр. 11.

ISBN 978-5-9710-2136-0

© ЛЕНАНД, 2015

17693 ID 198749



Все права защищены. Никакая часть настоящей книги не может быть воспроизведена или передана в какой бы то ни было форме и какими бы то ни было средствами, будь то электронные или механические, включая фотокопирование и запись на магнитный носитель, а также размещение в Интернете, если на то нет письменного разрешения владельца.

Оглавление

Предисловие	5
Глава 1. Пульсарное время и параметры вращения нейтронной звезды	18
Глава 2. Параметрический синтез пульсарного времени	27
Глава 3. Аппроксимация второй производной по наблюдаемым интервалам	39
Глава 4. Калибровочные свойства параметрической аппроксимации интервалов	50
Глава 5. Пульсарное время на вековом масштабе	61
Глава 6. Сравнение и синхронизация атомных шкал по пульсарному времени	73
Глава 7. Параметрическая согласованность дисперсионного запаздывания радиоволн в наблюдаемом импульсном излучении пульсаров	87
Глава 8. Релятивизм наблюдаемого излучения пульсара	99
Глава 9. Форминвариантность интервалов координатного пульсарного времени	109
Глава 10. Тождественность наблюдаемых параметров вращения в координатных системах	118
Глава 11. Обнаружение свойства когерентности периодического излучения пульсаров	125
Глава 12. Магниторотационная устойчивость пульсаров	130
Глава 13. Согласованность показателя торможения и наблюдаемых параметров вращения пульсаров	139
Глава 14. Магнитоиндукционный механизм торможения пульсаров	147

Глава 15. Нейтронная звезда — единый природный эталон времени-пространства.....	157
Глава 16. Метрический инвариант координатного пульсарного времени в навигационных измерениях	163
Глава 17. Синтез пульсарных шкал всемирного (универсального) времени	171
Глава 18. Заключение: некоторые общие физические выводы	185
Список литературы.....	191
Список обозначений и сокращений	194

Начало есть более чем половина всего.

Аристотель

Природа проста и не роскошествует
излишествами.

И. Ньютон

Предисловие

В предлагаемой монографии рассмотрены временные закономерности импульсного излучения пульсаров, отождествляемых с быстровращающимися сверхплотными намагниченными нейтронными звёздами. Твердотельное вращение магнитного поля вместе с нейтронной звездой определяет наблюдаемую цикличность излучения, жестко связанную с периодом вращения звезды. Период вращения, будучи наблюдаемым параметром, представляет собой измеряемую величину, которая непосредственно определяет моменты прихода импульсов излучения и, соответственно, их временные соотношения в наблюдаемой последовательности импульсов излучения. Закономерности именно этой связи — периода вращения и наблюдаемых моментов прихода импульсов дают исчерпывающее представление об уникальной стабильности регулярных сигналов излучения, позволяют понять причины и исключить влияние случайных внешних факторов и артефактов, не связанных с вращением пульсара, и определяют место пульсара в качестве непревзойдённого природного эталона времени и пространства.

История открытия пульсаров восходит к началу 30-х годов прошлого столетия, когда, казалось бы, совершенно неожиданно и стремительно, но вряд ли можно утверждать, что случайно, сложились основополагающие представления о новом, до тех пор совершенно неизвестном состоянии материи, характерном для заключительной стадии эволюции звёзд. После открытия Дж. Чэдвиком нейтрона (февраль 1932 г.) и тогда же, в мае 1932 г., публикации в «Nature» статьи

Д. Д. Иваненко по протон-нейтронной модели ядра¹, Бааде и Цвикки в 1934 году выдвинули идею о существовании нейтронных звёзд — объектов с ядерной плотностью вещества. Открытие пульсаров в 1967 году подтвердило их предсказание.

Действительно, при размерах всего около 10 км масса пульсара порядка массы Солнца, а плотность достигает гигантских величин 10^{14} – 10^{15} г/см³, или в более наглядном представлении 10^2 – 10^3 мегатонн/см³. Необычно сильное, порядка 10^{12} Гс, магнитное поле пульсара, сконцентрированное в пространстве коллапсирующей звезды-предшественницы, наблюдаемой в виде вспышки сверхновой, «вморожено» в нейтронную звезду и твердотельно вращается вместе с ней. Заряженные частицы, движущиеся с её поверхности вовне по силовым линиям, испускают электромагнитные волны в радио- и видимом диапазоне, наблюдается также рентгеновское и гамма-излучение. Из-за несовпадения осей магнитного поля и вращения звезды движущийся по окружности луч наблюдается на радиотелескопе в виде регулярных вспышек электромагнитного излучения.

Сразу после открытия пульсаров, благодаря выраженной периодичности наблюдаемых импульсов излучения, столь необычной для небесных источников, они стали рассматриваться в качестве возможных внеземных хранителей времени. Как раз тогда же, в 1967 году, на 13-й Генеральной конференции по мерам и весам (ГКМВ) был принят атомный стандарт времени, в котором секунда СИ определена как фиксированное число периодов излучения при переходе между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133. Новое определение сменило действовавшую с 1956 г. эфемеридную секунду, основанную на астрономических наблюдениях орбитального движения Земли вокруг Солнца и выраженную в виде доли тропического года на фиксированную эпоху [1]. С открытием пульсаров обозначился шанс вернуть в новом качестве астрономическую меру времени, основанную на устойчивой периодичности наблюдаемых событий физического процесса излучения пульсаров.

¹ «Подписанная 21 апреля, она была послана, как вспоминал Д. Д. Иваненко, «с Главного почтамта в Ленинграде по дороге в театр после мучительных сомнений и долгого хождения у почтамта, в самый последний момент, так что в театр пришлось опоздать». Копию заметки Д. Д. Иваненко послал П. Л. Капице, имея в виду, что Капица был близким другом Дж. Чэдвика». Цит. по [52].

В ведущих обсерваториях мира, в числе которых была и Пушинская радиоастрономическая обсерватория ФИАН, активно начались исследования пульсаров. Дж. Смит, известный радиоастроном, директор Гринвичской обсерватории, где были открыты пульсары, в своей монографии, обобщающей опыт первых лет исследований, констатирует в предисловии [2]:

«Со времени выхода в свет английского издания (1977 г.) и даже с 1975 г. темпы роста наших знаний о пульсарах значительно снизились. Открытие пульсаров проф. Хьюишем и г-жой Джоселин Белл в 1967 г. <...> является одним из наиболее выдающихся достижений современной астрономии. В те годы радиоастрономические методы, необходимые для наблюдения импульсных радиоисточников, уже были достаточно хорошо развиты на нескольких обсерваториях, что позволило за короткий срок открыть целый ряд новых пульсаров и исследовать их свойства. Что касается теоретиков, то они быстро оценили важность открытия; правда, предлагавшиеся ими различные модели пульсаров стали появляться с неестественной быстротой и, надо признаться, в сбивающем с толку количестве. Вскоре большинству астрономов стало трудно, а ученым других специальностей почти невозможно следить за развитием представлений о пульсарах, кроме простой связи между пульсарами, нейтронными звездами и остатками вспышек сверхновых. В то время как теоретики спешно анализировали заведомо упрощенные и потому неадекватные модели, экспериментаторы сами пытались — впрочем, без особого успеха — найти те критические вопросы, ответы на которые, полученные из наблюдений, могли бы разрешить проблему пульсаров. В результате появился поток публикаций, в котором было затруднительно разобраться».

Выяснилось сильное влияние среды распространения радиосигнала на наблюдаемые характеристики излучения пульсара. Имея широкий спектр, радиоимпульс излучения пульсара претерпевает рассеяние, временную дисперсию в связи с зависимостью групповой скорости распространения волны в межзвездной среде от ее угловой частоты ω . Различие времени прихода частотных сигналов

$$\Delta t = 2\pi e^2 \left(1/\omega_1^2 - 1/\omega_2^2 \right) DM / m_e c,$$

кроме постоянных величин массы m_e и заряда e электрона, зависит от концентрации электронов n_e на луче зрения, которая определяет меру дисперсии $DM = \int n_e dl$. Величина электронной концентрации, среднее значение которой принимается обычно равным $0,03 \text{ см}^{-3}$, из-за неоднородности распределения электронов в плоскости Галактики в масштабах порядка 1 кпк, меняется от $0,01$ до $0,1 \text{ см}^{-3}$. Учитывая обратную квадратическую зависимость времени прихода от частоты, влияние дисперсии особенно ощутимо на низких частотах радиоизлучения, случайные вариации времени наблюдаемых событий могут достигать нескольких десятков миллисекунд и более. Временная дисперсия сигнала вызывает уширение принимаемого радиоимпульса, относительная величина которого составляет приблизительно $0,1\text{--}0,5$ и более от периода излучения, флуктуирует во времени, внося случайные погрешности в определение времени прихода импульсов.

Чтобы уменьшить влияние дисперсии на точность хронометрирования — определения времени прихода импульсов, частотный диапазон радиотелескопа обычно выбирают в высокочастотной области, где случайные вариации меньше. Но тогда падает мощность принимаемого сигнала, возрастают требования к шумовым характеристикам приемников. Максимум средней спектральной плотности радиоизлучения пульсаров находится вблизи $0,1 \text{ ГГц}$ и составляет около $10^{-27} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ Гц})$, а наблюдения пульсаров проводят на частотах в диапазоне $1,4 \text{ ГГц}$, который считается оптимальным по критерию сигнал/шум для радиоастрономических наблюдений, или в еще более высокочастотном диапазоне $2,3 \text{ ГГц}$, с потерей мощности на $1\text{--}2$ порядка.

Большие ожидания были связаны с обнаружением короткопериодных, миллисекундных пульсаров в качестве возможных высокостабильных хранителей времени, что объясняется существенно более низким уровнем шумов хронометрирования, которые ограничивают точность измерения пульсарного времени:

«Существенные изменения произошли с открытием в 1982 году первого миллисекундного пульсара <B1937+21>, период которого на два-три порядка меньше, чем у ранее известных пуль-

саров. Из-за более короткого импульса точность хронометрирования также на три порядка лучше, а погрешность составляет около одной микросекунды в течение нескольких лет наблюдений. Это показывает, что стабильность вращения таких пульсаров может конкурировать с атомными часами (Rawley et al., 1987)». (Перевод: G. Petit and P. Tavella, 1996, [7].)

Поэтому для задач, приоритетной целью которых является высокая точность измерения и хранения интервалов пульсарного времени, как это предполагается, например, в [3], в качестве кандидатов Международным Союзом электросвязи (ITU) были рекомендованы короткопериодные миллисекундные пульсары B1937+21, J1640+2224, J1713+0747, B1855+09 (Doc. 7/81-E, 9 Oct. 2002), у которых ширина импульса составляет от нескольких десятков до нескольких сотен микросекунд, а уровень (среднеквадратическое отклонение) квази-белых шумов по оценкам 5-летних рядов хронометрирования находится в пределах 1–2 мкс. Более медленные, секундные пульсары, у которых уровень шумов хронометрирования приблизительно на 3 порядка выше, в качестве кандидатов для таких задач обычно не рассматриваются.

Моменты наблюдаемых событий излучения пульсара принято относить к барицентру Солнечной системы и сравнивать его с расчетным временем, которое вычисляется на основе предварительно известных координат пульсара и эфемериды, дающей векторное расстояние наблюдателя от барицентра. При этом учитывается ряд астрономических поправок, возникающих из-за конечных размеров орбиты Земли и ее движения в пространстве, собственного движения и параллакса пульсара, релятивистского запаздывания радиосигналов в гравитационном поле Солнечной системы, межзвездной среде, ионосфере и тропосфере Земли [4]. Затем производится постнаблюдательная подгонка времени наблюдаемых событий по астрометрическим и вращательным параметрам пульсара с учетом дисперсионной задержки сигнала излучения в межзвездной среде по критерию минимизации остаточных отклонений — разности наблюдаемого и расчетного времени событий. Минимизированные разности расчетных и наблюдаемых значений времени, составляющие часть периода вращения пульсара, представляют собой барицентрические остаточные отклонения, по которым оцениваются свойства временных рядов пульсарного времени.

С величиной остаточных уклонений, которые имеют случайное распределение, в отсутствие надёжной детерминированной модели хронометрирования, связывается оценка долговременной стабильности пульсарного времени, определяемой, как принято считать, собственно пульсаром. Так, для одного из наиболее стабильных, по существующим оценкам, миллисекундного пульсара B1937+21 немоделируемый шум составляет несколько микросекунд в 8-летнем промежутке, что соответствует относительной нестабильности около 10^{-14} [5].

Располагая такими оценками, метрологи Международного бюро мер и весов (BIPM) провели сопоставление результатов хронометрирования пульсаров, как возможных хранителей времени, с характеристиками современных атомных стандартов. Прежде всего, они обратили внимание на имеющуюся неопределённость результата постнаблюдательной подгонки моментов прихода импульсов по физическим параметрам, значения которых априори неизвестны с необходимой точностью, и отметили, что по этой причине невозможно интерпретировать остаточные уклонения как разницу между пульсарным и атомным временем. Кроме того, непостоянство периода излучения, обусловленное постепенным замедлением пульсара из-за потерь энергии вращения, несовместимо с формированием шкалы пульсарного времени, поскольку по наблюдаемому периоду невозможно определить единицу времени по аналогии с атомным стандартом [6].

Отмечается, что нестабильность международного атомного времени, по которому измеряются моменты наблюдаемых событий, напрямую переносится на пульсарное время и сказывается на его стабильности. Хотя погрешность атомного времени производит одинаковый эффект на все хронометрируемые пульсары и она может быть выявлена с помощью корреляционного анализа по группе наблюдаемых пульсаров и учтена (Foster&Backer, 1990; Taylor, 1991), все же стандарты атомного времени, вносящие дополнительную нестабильность в результаты хронометрирования пульсаров, нуждаются в дальнейшем совершенствовании [7], с тем, чтобы больше не дискутировать, сравнивая атомные эталоны времени с заведомо менее стабильными пульсарами.

И вот какова общая оценка перспектив пульсарного времени в сопоставлении с существующими атомными стандартами:

«Кажется вероятным, что миллисекундные пульсары не дают нам ни единицу времени, ни время, которое мы отсчитываем с наших часов. Тем не менее до недавнего времени нестабильность международного атомного времени в какой-то мере ограничивала качество научных результатов, которые могли быть получены путем измерения пульсарного времени» [1].

Таким образом, в соответствии со сложившимися представлениями, пульсарное время по метрологическим характеристикам уступает атомным стандартам, и, по мнению ведущих зарубежных метрологов, перспектива пульсарного времени составить конкуренцию атомным стандартам и тем более превзойти их — расценивается по меньшей мере весьма скептически. Получаемые по остаточным отклонениям оценки достижимой стабильности пульсаров как хранителей времени лишь подтверждают обоснованность таких сомнений, а непрерывный прогресс атомных стандартов делает перспективу пульсарного времени еще менее определённой.

Анализ временных рядов хронометрирования показывает, что случайные вариации остаточных отклонений зависят от угловой скорости вращения пульсаров и находятся в диапазоне от нескольких десятков микросекунд (для миллисекундных пульсаров) до нескольких десятков миллисекунд (для секундных пульсаров). При одной и той же относительной нестабильности периода вращения вариации остаточных отклонений различаются на три порядка. При такой неопределённости статистических оценок рядов хронометрирования пульсаров нет оснований выйти на уровень, сопоставимый с показателями точности атомных эталонов времени, которые контролируются с наносекундной точностью международной и национальными службами времени-частоты. Остаточные отклонения не могут быть интерпретированы как разность между пульсарным и атомным временем и, следовательно, не могут быть использованы для синхронизации атомного и пульсарного времени.

Основная проблема в измерении пульсарного времени — влияние случайных, немоделируемых шумов, которые накладываются на измеряемые моменты прихода наблюдаемых импульсов и вносят погрешности в результаты хронометрирования, оцениваемые по остаточным отклонениям. Вовсе не факт, что эти погрешности обусловлены физи-

ческими свойствами пульсара, и, ориентируясь только на полученные по остаточным отклонениям оценки, мы заведомо занижаем реальные характеристики пульсарного времени, причем вносимая неопределённость не снимается наблюдениями. Отсюда следует, что решение проблемы точности измерений пульсарного времени нужно искать не столько в улучшении и совершенствовании наблюдательных методик и инструментов, поскольку внешние факторы нестабильности всё равно остаются, а прежде всего следует сфокусировать внимание на тех свойствах наблюдаемого излучения, которые наиболее точно и полно отражают измеряемые параметры излучения пульсара и находят подтверждение в самих результатах наблюдений.

Учитывая, что стабильность импульсного излучения напрямую определяется параметрами вращения пульсара, имеет смысл связывать время прихода наблюдаемых импульсов именно с ними. Очевидно, остаточные отклонения для этой цели не годятся, потому что, во-первых, они относятся к выделенным случайным образом событиям излучения и имеют шумовое распределение измеряемых величин, которые к тому же не могут быть отождествлены с параметрами вращения. И, во-вторых, в остаточных отклонениях, представляющих собой разность наблюдаемой и расчетной величин, утрачивается явная связь с абсолютным, отсчитываемым от некоторого начала, текущим пульсарным временем, которое исходно зависит от периода и фазы излучения вращающегося пульсара. Все это принципиально исключает возможность точного определения пульсарного времени по остаточным отклонениям.

Эти и связанные с ними вопросы не остались вне поля зрения специалистов-метрологов. Известные эксперты Секции времени Международного бюро мер и весов в Париже Ж. Пети (G. Petit) и Б. Гино (B. Guinot), хорошо осведомленные о состоянии работ по пульсарному времени, еще в 1980–90-е годы сформировали свой взгляд на его перспективы. В развитие Ж. Пети и П. Тавелла сформулировали ряд требований, при выполнении которых, по их мнению, пульсарное время могло бы конкурировать с атомным. Среди названных требований выделено

«безошибочное предсказание времени прихода импульсов пульсара, невзирая на внутренние нерегулярности вращения пульсара, рас-

пространение сигнала, эфемериды Солнечной системы и т. д. Кроме того, измеренные шумы должны быть пренебрежимо малы. Тогда единственным источником ошибок разности $AT - PT$ было бы только атомное время. Но и в этом идеальном случае, однако, мы все еще должны выполнить подгонку параметров пульсара, потому что положение, собственное движение, период вращения и его производная с требуемой точностью неизвестны. Если бы мы располагали точными знаниями их численных значений, только тогда PT было бы идеальным, и разность $AT - PT$ в этом случае точно выражала бы погрешность AT ». (Перевод: G. Petit and P. Tavella, 1996, [7].)

Выполнить перечисленные условия, при которых все физические параметры подгонки были бы априори известны, естественно, невозможно, такая постановка только подчеркивает сложность задачи. Однако рациональное зерно здесь содержится: эти условия при определении пульсарного времени будут выполнены, во-первых, если оперировать только теми параметрами, которые априори известны, во вторых, если численные значения этих параметров подтверждаются наблюдениями и, в-третьих, если этих параметров достаточно для того, чтобы по ним и только ими можно было точно выразить время прихода импульсов излучения. Именно таким требованиям соответствуют наблюдаемые параметры вращения пульсара, которых оказалось вполне достаточно, чтобы по ним получить аналитическое выражение временных рядов наблюдаемых событий излучения, соответствующих наблюдаемому времени прихода импульсов.

Для выполнения перечисленных условий в соответствии с названными требованиями численные значения моментов наблюдаемых событий предварительно преобразуются к параметрическому виду интервалов, отсчитываемых от выбранного начального события и определяемых наблюдаемым периодом и его производными. Численные величины параметров вращения определяются исключительно по наблюдательным данным хронометрирования, и никаких других данных, в том числе остаточных уклонений или их оценок, привлекать дополнительно не требуется.

Точность, с которой по наблюдательным данным определены параметры вращения пульсаров, достаточна для того, чтобы обнаружи-

вать отклонения наблюдаемых интервалов в диапазоне единиц наносекунд с субнаносекундным разрешением ($<10^{-9}$ с). Случайные вариации интервалов наблюдаемых событий не выходят за пределы наносекундного диапазона величин. Благодаря точному определению параметров вращения и фазовой привязке наблюдаемых событий к периодическому излучению пульсара немоделируемые шумы хронометрирования сводятся к уровню, на котором уверенно обнаруживаются наносекундные отклонения наблюдаемых интервалов, сопоставимые с неравномерностью шкал атомного времени.

Эти устойчивые соотношения интервалов пульсарного времени и параметров вращения распространяются на всю историческую продолжительность наблюдений пульсаров, которые ведутся уже более 40 лет и получают дальнейшую перспективу. Относительная нестабильность пульсарного времени в промежутке 1970–2010 гг. (продолжительность около $1,26 \cdot 10^9$ с), то есть практически от начала регулярных наблюдений после открытия пульсаров, составляет 10^{-18} – 10^{-19} .

Важнейшим свойством пульсарного времени является его принадлежность однородному и изотропному пространству-времени, определяемому четырехмерным инвариантным интервалом

$$(d\sigma)^2 = c^2(dT)^2 - (dX)^2 - (dY)^2 - (dZ)^2,$$

записанным в ортогональных координатных системах. Соотношение интервалов пульсарного времени и параметров вращения в соответствии с принципом относительности Пуанкаре с учетом преобразований координат и времени Лоренца, распространяется на все инерциальные системы, так что для наблюдателя, в какой бы инерциальной системе он ни находился, отсчеты времени, выраженные в одних и тех же единицах, в одинаковых условиях оказываются одинаковыми. Преобразования Лоренца автоматически обеспечивают синхронизацию часов в любой инерциальной системе отсчета. Из того, что время в такой системе отсчета едино для всех точек пространства, вытекает свойство ортогональности пространства линиям времени, что позволяет рассматривать одномерную величину T и трёхмерную величину X как независимые времени-подобные и пространственно-подобные переменные, соответственно, взаимосвязь которых полностью определяется четырехмерным инвариантным интервалом $(d\sigma)^2$.

Обобщая принцип относительности Пуанкаре, А. А. Логунов (1987 г.) распространил его также и на неинерциальные системы отсчета, показав, что метрический тензор пространства сохраняет общий вид, а интервал $(d\sigma)^2$ остается инвариантным и при произвольных преобразованиях координат. Поэтому преобразования Лоренца, которые связывают одну инерциальную систему с другой, являются частным случаем произвольных преобразований. А. А. Логунов дал более общую, исчерпывающую формулировку принципа относительности, которая распространяется не только на инерциальные системы координат, но и на неинерциальные в равной мере [8, с. 62]:

«Какую бы физическую систему отсчета мы ни избрали (инерциальную или неинерциальную), всегда можно указать бесконечную совокупность других систем отсчета, таких, в которых все физические явления протекают одинаково с исходной системой отсчета, так что мы не имеем и не можем иметь никаких экспериментальных возможностей различить, в какой именно системе отсчета из этой бесконечной совокупности мы находимся».

Отсюда следует, что всегда можно ввести единое время T для всех точек трехмерного пространства как в инерциальной барицентрической координатной системе отсчета, так и в ускоренной топоцентрической системе отсчета. В топоцентрической системе единое время будет уже другим. Так, в каждой координатной системе отсчета возникает свое физическое время — измененное местное время Лоренца, которое сохраняет в этих системах инвариантность уравнения интервалов излучения пульсара. В результате достигается прямое сопоставление периода вращения и интервалов в любой координатной системе для всех точек трехмерного пространства в одинаковых условиях, включая выполнение закона сохранения вращательной энергии и действие единого для всех систем физического эталона времени и его единицы — секунды СИ.

Таким образом, трансформация наблюдаемого физического процесса импульсного излучения пульсара в четырехмерное пространство-время стало актуальной необходимостью. Прежде всего потому, что из-за несовпадения времени прихода импульсов в движущуюся точку

наблюдений и неподвижный барицентр Солнечной системы, исключена возможность измерения прямым сравнением их численных величин. Различаются и величины наблюдаемого в этих точках периода, вносимые движением небесных тел и одновременно замедлением пульсара, причем эти различия непрерывно изменяются по сложному закону с учетом движения и также не могут быть точно сопоставлены по наблюдаемому времени прихода импульсов, так как текущие эпохи одного и того же события в разных координатных системах не совпадают. Приведением наблюдаемого процесса излучения пульсаров к единому континууму событий в четырехмерном пространстве-времени на основе параметрических релятивистских моделей интервалов преодолеваются противоречия, обусловленные множеством частичных и подчас несовместимых представлений о физическом мире, достигается полнота и подлинность в познании наблюдаемого явления.

В монографии детально рассмотрена связь наблюдаемого импульсного излучения пульсаров с фундаментальными физическими свойствами нейтронных звезд, проявляющимися в виде постепенного замедления вращения. Основное внимание уделено закономерностям периода вращения, выраженным его производными в наблюдаемых интервалах излучения. По инвариантным уравнениям интервалов получены численные значения периода и производных, тождественные в координатных системах и согласованные в пределах всей истории наблюдений продолжительностью в несколько десятков лет. Эти и другие тесно связанные закономерности, не обнаруживаемые по барицентрическим остаточным отклонениям на фоне случайных немоделируемых шумов, подтверждают беспрецедентную ротационную устойчивость нейтронных звезд. Миновав состояние экстремальной турбулентности при взрыве сверхновой и коллапсе ядра, нейтронная звезда переходит в состояние устойчивого вращения с постепенным и монотонным замедлением за счет потерь энергии вращения в течение характерного времени $T \sim 10^6 - 10^7$ лет при мощности рассеяния $10^{31} - 10^{34}$ эрг/с. Относительная нестабильность пульсарного времени не превышает $10^{-18} - 10^{-19}$ в пределах всей 40-летней продолжительности наблюдений, и, таким образом, пульсары выдвигаются в качестве самых точных и стабильных природных эталонов четырехмерного времени-пространства.

Считаю своим приятным долгом выразить искреннюю признательность Анатолию Алексеевичу Логунову за исключительно плодот-

творный импульс к пониманию физического смысла процессов, протекающих в четырехмерном пространстве-времени, его благожелательное внимание и вдохновляющие напутствия, они всегда и впредь остаются со мной.

Автор искренне благодарен руководителю и ведущим ученым Пушчинской обсерватории ФИАН Р. Д. Дагкесаманскому, И. Ф. Малову, В. И. Шишову, Ю. П. Илясову, А. Е. Родину за проявленный интерес, активные, порой бескомпромиссные дискуссии и полезные конструктивные замечания, под мобилизирующим влиянием которых выполнялись и продолжают эти исследования.

Автор глубоко признателен руководителям, ученым и специалистам 32ГНИИ МО РФ и ВНИИФТРИ Росстандарта Н. Ю. Новикову, С. И. Донченко, О. В. Денисенко, А. Н. Щипунову, И. Ю. Блинову, А. С. Гончарову, И. А. Дриге, В. Г. Пальчикову, инициативно поддержавшим *«включение в состав эталонного комплекса времени и частоты перспективного пульсарного эталона для долговременного хранения высокостабильных интервалов времени и синхронизации группового эталона времени и частоты»*¹, впервые выполненной прямым сравнением независимых атомных шкал GPS и цезиевого эталона с наблюдаемыми интервалами пульсарного времени по предложенному ими регламенту и своём непосредственном активном участии.

Автор выражает свою признательность научному и инженерно-техническому коллективу Пушчинской обсерватории, благодаря творческой самоотверженности которого проводятся регулярные наблюдения пульсаров на уникальных, предназначенных для этих целей отечественных радиотелескопах. Особую благодарность автор выражает Б. Я. Лосовскому за плодотворное сотрудничество, большую проводимую им работу по систематизации данных хронометрирования группы пульсаров на радиотелескопе БСА ФИАН, по которым были получены наблюдательные подтверждения основных закономерностей и выводов выполненных исследований.

¹ Цит. по [53].

Глава 1

Пульсарное время и параметры вращения нейтронной звезды

Начиная с открытия в 1967 году, наибольшие успехи в поисках и изучении пульсаров были достигнуты благодаря самому характерному и доступному наблюдениям их свойству — строгой периодичности импульсного излучения. Источниками периодических явлений в астрономии являются вращение или орбитальное движение в динамических системах и пульсации звёзд. отождествление пульсаров с вращающимися нейтронными звёздами привело к интерпретации радиоимпульсов моделью «маяка», в которой вращающийся луч излучения периодически подсвечивает наблюдателя. Источник радиоизлучения, имеющий сильное магнитное поле, которое заставляет магнитосферу вращаться синхронно со звездой, находится в магнитосфере, возможно, вблизи светового цилиндра, где линейная скорость достигает скорости света. Магнитодипольное излучение звезды сопровождается потерей энергии, что приводит к постепенному замедлению её вращения.

Время прихода радиоимпульсов пульсара, измеряемое по шкале радиотелескопа, содержит в себе много разнообразной информации о физических свойствах нейтронной звезды, условиях распространения импульсов в межзвездной среде, но прежде всего о параметрах вращения — периоде (частоте) и их производных. Эти величины, очевидно, взаимосвязаны. Связь времени, частоты и периода определяется либо в виде зависимости номера импульса N от времени, выраженной через частоту появления импульсов и ее производные [2], либо в виде зависимости времени прихода N -го импульса от периода и его производных:

$$N(\nu, t) = \nu_0 t + \frac{1}{2} \dot{\nu}_0 t^2 + \frac{1}{6} \ddot{\nu}_0 t^3; \quad (1.1)$$

$$t(P, N) = t_0 + P_0 N + \frac{1}{2} P_0 \dot{P} N^2 + \frac{1}{6} (P_0^2 \ddot{P} - 2 P_0 \dot{P}^2) N^3. \quad (1.2)$$

Если в качестве исходной рассматривать зависимость (1.1) в частотной области, то зависимость (1.2) во временной области получается непосредственно из (1.1) путем замены параметров, если учесть, что частота и период с их производными связаны тождественными соотношениями:

$$\nu_0 = \frac{1}{P_0} [\text{с}^{-1}]; \dot{\nu} = -\frac{\dot{P}}{P_0^2} [\text{с}^{-2}]; \ddot{\nu} = -\frac{\ddot{P}}{P_0^2} + 2 \frac{\dot{P}^2}{P_0^3} [\text{с}^{-3}], \quad (1.3)$$

и, следовательно, выражения (1.1) и (1.2) эквивалентны. Это означает, что каждое из этих соотношений можно равноправно выразить как в частотной области, через параметры $\nu, \dot{\nu}, \ddot{\nu}$, так и во временной области, через параметры $P, \dot{P}, \ddot{P}$.

В общем виде функция $f(x)$, имеющая непрерывные производные вплоть до $(n+1)$ -го порядка, выражается в виде полиномиального разложения в ряд Маклорена по степеням производных, определяемых при нулевом значении переменной x :

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} f^{(n)}(0) \frac{x^n}{n!} = f(0) + f'(0)x + \frac{f''(0)x^2}{2!} + \dots + \frac{f^{(n)}(0)x^n}{n!} + R_n. \quad (1.4)$$

Признаком сходимости ряда является нулевой предел остаточного члена R_n при неограниченном увеличении n : $\lim_{n \rightarrow \infty} R_n = 0$.

Разложение Маклорена, применительно к рассматриваемым функциям (1.1), (1.2), предполагает нулевые значения переменных, при которых определяются производные: $t = 0$ (1.1); $N = 0, t_0 = 0$ (1.2).

Отметим, что оба выражения (1.1) и (1.2) соответствуют общему виду разложения в степенной ряд (1.4) с учетом выбора параметров вращения пульсара, по которым определены производные степенного ряда. Нетрудно увидеть соответствие параметров вращения пульсара, входящих в выражения (1.1) и (1.2), и производных $f^{(n)}(0)$ в разложении Маклорена, как показано в таблице 1.1.

Особенностью измерений, связанных с наблюдением импульсов излучения пульсара, является то, что, в отличие от канонического раз-

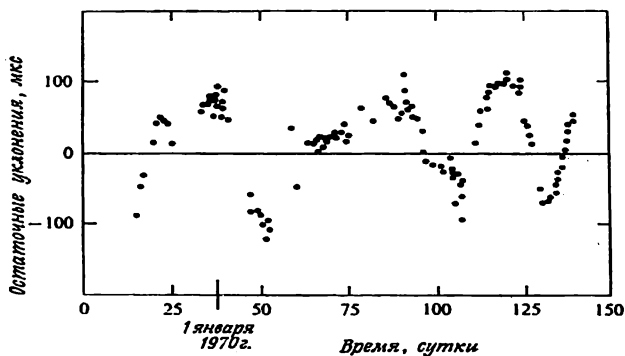
Таблица 1.1

Производные ряда и параметры вращения пульсара

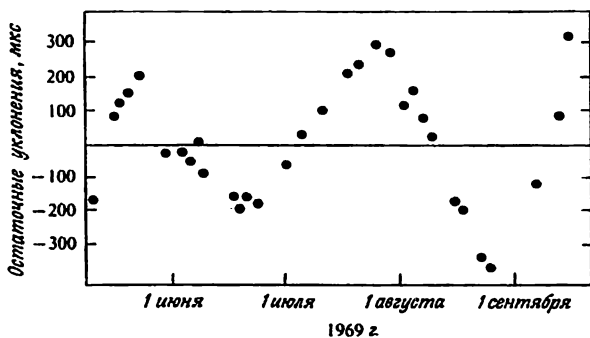
$f^{(n)}(0)$	Параметры вращения пульсара	
$f'(0)$	ν_0	$1/P_0$
$f''(0)$	$\dot{\nu}$	$-\dot{P}/P_0^2$
$f'''(0)$	$\ddot{\nu}$	$-\ddot{P}/P_0^2 + 2\dot{P}^2/P_0^3$

ложения функции $f(x)$ в степенной ряд (1.4), исходные наблюдаемые величины — время прихода импульсов — представлено в численном виде. Функциональная зависимость определяемых величин N и t от переменных, по которым получено разложение в ряд Маклорена, априори неизвестна. Левые части выражений (1.1) и (1.2) содержат случайные вариации, которые не могут быть выражены функцией параметров вращения $\nu, \dot{\nu}, \ddot{\nu}$ или $P, \dot{P}, \ddot{P}$, поэтому возникают расхождения полиномиального ряда с наблюдаемыми величинами, нарушается его сходимость. Дальнейшее продолжение ряда добавлением производных более высоких порядков не приводит к ожидаемой сходимости ряда, так как оно не отражает регулярность периодического излучения и лишь добавляет шумовые составляющие в оценках времени прихода или номера импульсов, которые обусловлены случайными факторами, не связанными с параметрами вращения.

На рисунке 1.1, взятом из монографии [2], показаны вариации остаточных уклонений по нескольким сериям наблюдений пульсара B0531+21 в Крабовидной туманности в 1969–1970 гг. На графике рис. 1.1а приведены результаты, полученные подбором таких значений параметров $\nu, \dot{\nu}, \ddot{\nu}$, при которых вычисленные номера импульсов N минимально отличались бы от целых чисел для всего ряда наблюдений, а остаточные уклонения вычислялись для каждого наблюдаемого момента в соответствии с уравнением (1.1). На графике рис. 1.1б представлены результаты аппроксимации наблюдательных данных полиномом третьего порядка в соответствии с уравнением (1.2). Наблюдаемые вариации остаточных уклонений находятся в диапазоне 100–300 мкс, и в том и в другом случае с выраженной периодичностью и зависимостью периода вариаций от продолжительности серии наблюдений.



а) наилучшее приближение номера импульсов N по уравнению (1.1)



б) наилучшее приближение времени прихода импульсов по уравнению (1.2)¹

Рис. 1.1. Вариации остаточных уклонений моментов прихода импульсов пульсара B0531+21 в Крабовидной туманности

По этим результатам было сделано заключение, что при аппроксимации наблюдательных данных многочленом третьей степени за достаточно длительный промежуток времени около 3–4 месяцев достижимая точность оценивается погрешностью в пределах 100 мкс,

¹ Время прихода импульсов в работе [2] рассчитывалось по редуцированному уравнению (1.2): $t(P, N) = t_0 + P_0 N + \frac{1}{2} P_0 \dot{P} N^2 + \frac{1}{6} P_0^2 \ddot{P} N^3$, в котором кубический компонент взят в усеченном виде.

что соответствует угловой неопределенности поворота нейтронной звезды примерно на 10° (период вращения пульсара B0531+21 составляет 0,033 с). Было также высказано предположение, что причины периодических вариаций остаточных уклонений обусловлены самой кубической зависимостью аппроксимирующего ряда и, следовательно, не могут быть объяснены изменениями физических параметров вращения пульсара. По данным мониторинга пульсара B0531+21, продолжающегося и в настоящее время на обсерватории Jodrell Bank (Великобритания), наблюдаемые аномальные вариации остаточных уклонений интерпретируются как случайные, заранее не предсказуемые, спонтанно повторяющиеся сбои периода вращения этого пульсара [9].

Чтобы получить представление о свойствах и достижимой точности полиномиального приближения времени прихода импульсов, представленного в виде временного ряда в соответствии с выражением (1.2), оценим вклад каждого из компонентов ряда, определяемых параметрами $P, \dot{P}, \ddot{P}$, предполагая эти параметры априори известными. Для этого возьмем, например, достаточно типичный пульсар J1509+5531 с периодом вращения P около 0,74 с, производной $\dot{P} = 4,99821 \cdot 10^{-15} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$, взятой из каталога [17], и второй производной $\ddot{P} = 9,82117 \cdot 10^{-28} \text{ с}^{-1}$, полученной по наблюдениям на радиотелескопе БСА ФИАН, и по ним определим каждый из трех компонентов пульсарного времени PT в правой части выражения (1.2), полагая $t_0 = 0$.

На рис. 1.2 на примере приблизительно двухлетних наблюдений в промежутке, ограниченном модифицированными юлианскими датами MJD 54104 – MJD 54805, эти компоненты показаны графически. Линейный компонент за это время достигает значения $PT(P) = P_0 N = 6,057334699 \cdot 10^7 \text{ с}$, квадратичный $PT(P\dot{P}) = 0,5 P_0 \dot{P} N^2$ составляет приблизительно 12,39657 с, а кубический

$$PT(P\ddot{P}) = 1/6 (P_0^2 \ddot{P} N^3 - 2 P_0 \dot{P}^2) N^3$$

— всего около $1,6 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Мы видим быструю сходимость ряда, в котором компоненты полиномиального разложения по мере возрастания порядка производных резко убывают, приблизительно на 5–6 порядков величины. Вклад производных более высоких порядков, кроме первого

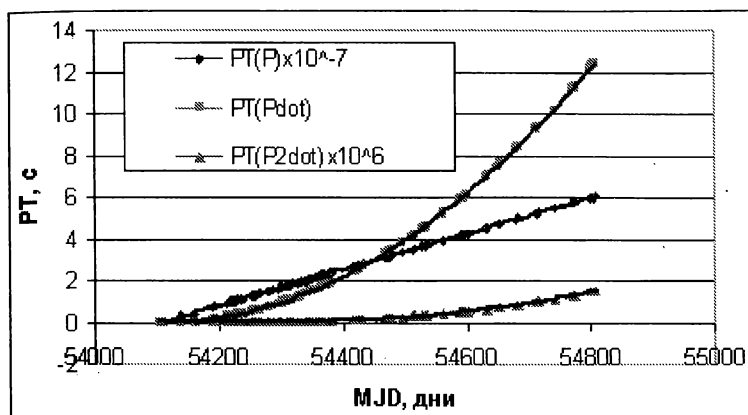


Рис. 1.2. Компоненты пульсарного времени, рассчитанные по априори известным параметрам вращения пульсара (Численные значения компонентов PT на графике приведены к одному порядку величин)

и второго, находится, как можно ожидать, в наносекундном и субнаносекундном диапазоне, который не выходит за пределы погрешностей современных физических средств измерения времени. Что касается второй производной, то её вклад в пульсарное время составляет всего около полутора микросекунд в двухлетнем промежутке и не превышает 10 нс в пределах 3–4 месяцев, сопоставимых с продолжительностью наблюдений на рис. 1.1. Это на 2–3 и более порядков ниже уровня шумового фона случайных вариаций остаточных отклонений, так что даже уверенно обнаружить, тем более достоверно определить вторую производную на таком шумовом фоне представляется весьма проблематичным.

Акцентируя внимание именно на этой проблеме, Хоббс, Лайн и Крамер в известном исследовании [10] специально провели анализ нерегулярностей времени прихода импульсов излучения пульсаров по данным наиболее объемной из известных в настоящее время выборки из 366 пульсаров, наблюдаемых в течение нескольких десятилетий на 76-метровом радиотелескопе обсерватории Jodrell Bank (UK). Они подчеркивают, что вариации измеренных значений второй производной большинства пульсаров не могут быть объяснены ни магнито-

дипольным излучением, ни систематическими потерями вращательной энергии. Вместо ожидаемых в остаточных отклонениях шумов «белого» спектра, отмечаются немоделируемые эффекты, которые отождествляются ими как глитчи — внезапные, непредсказуемые изменения угловой скорости вращения или как шумы хронометрирования с низкочастотной структурой спектра. Расхождение моментов прихода импульсов с моделью, как отмечают авторы, может достигать нескольких периодов.

Таким образом, интерпретация наблюдаемых расхождений второй производной, которые не согласуются с постепенным замедлением вращения пульсара, требует определенной осторожности. Эти расхождения не обязательно связаны с внезапными сбоями периода вращения. Гораздо вероятнее, что их причиной являются существенные, а иногда и аномальные, в несколько порядков, искажения, вносимые при вычислении второй производной по остаточным отклонениям, случайные вариации которых на несколько порядков превышают кубический компонент временного ряда, определяемый второй производной. По этой причине, как уже отмечалось, полиномиальное разложение в виде ряда Маклорена не обладает свойством сходимости, и его продолжение, уже начиная с компонента, определяемого второй производной, не согласуется с постепенным торможением, обусловленным потерями энергии вращения пульсара.

Анализируя причины значительных расхождений (100–300 мкс) пульсарного времени и кубической аппроксимирующей функции, отметим, что подбор значений параметров $\nu, \dot{\nu}, \ddot{\nu}$ в уравнении (1.1) или параметров $P, \dot{P}, \ddot{P}$ в уравнении (1.2) по минимальному отлнчию N от целых чисел не имеют точного количественного критерия приближения, кроме фактически полученных остаточных отклонений для каждого наблюдаемого момента прихода импульсов. Поэтому нет оснований считать, что принятый критерий приближения по целочисленным значениям N соответствует минимуму остаточных отклонений, которые зависят от подбора параметров $\nu, \dot{\nu}, \ddot{\nu}$ или $P, \dot{P}, \ddot{P}$. Тем более, что такие вариации остаточных отклонений, как уже отмечалось, приводят к большим ошибкам при определении второй производной.

Значительные расхождения времени прихода наблюдаемых импульсов с аппроксимирующей функцией, наблюдаемые вариации остаточных уклонений, периодичность которых в приведенных примерах зависит с продолжительностью серии наблюдений, в отсутствие сколько-нибудь удовлетворительного объяснения, привели к высказанному в [2] предположению, что периодических вариаций остаточных уклонений на самом деле не существует, они возникают исключительно из-за кубической зависимости в уравнении (1.1). Аналогичным образом дана оценка уравнению (1.2), которая сводится к следующим утверждениям: во-первых, нет причин, чтобы предпочесть его уравнению (1.1), и во-вторых, анализ характера изменения остаточных уклонений позволяет считать, что точность наблюдений превосходит точность, в пределах которой применима кубическая аппроксимирующая функция.

Суммируя результаты этого анализа, отметим, что по остаточным уклонениям ни в частотной, ни во временной области не удалось найти удовлетворительного приближения времени прихода наблюдаемых импульсов пульсара, которое соответствовало бы выбранной модели, связываемой с наблюдательными данными. Расхождения носят случайный характер, вариации остаточных уклонений зависят от продолжительности наблюдений, надежных признаков стабильности пульсарного времени не обнаруживается. Вместе с тем, нельзя согласиться с утверждением, что сама кубическая аппроксимация является причиной наблюдаемых вариаций остаточных уклонений. Надо иметь в виду, что наблюдаемое время прихода импульсов зависит не только от параметров вращения, оно подвержено влиянию внешних факторов, среди которых, например, частотно-зависимые флуктуации времени распространения радиосигнала из-за неоднородностей и мерцаний межзвездной среды. Влияние флуктуаций значительно, особенно в низкочастотном диапазоне радиоспектра, где они могут достигать нескольких десятков миллисекунд.

Пульсарное время, аппроксимируемое в виде степенного ряда, извлекается тремя компонентами, которые определены параметрами вращения $P, \dot{P}, \ddot{P}$ на начальную эпоху наблюдений $t_0 = 0$. Эти параметры согласованы по критерию сходимости ряда в любой окрестности точки $t_0 = 0$. Компоненты ряда более высоких степеней, не имеющие

отношения к физическим параметрам вращения, как следует ожидать, не ограничивают ни сходимости ряда, ни, соответственно, согласованность наблюдаемых параметров $P, \dot{P}, \ddot{P}$.

Вопросы, касающиеся выбора аппроксимирующей функции с наилучшим приближением к временным рядам наблюдаемых импульсов излучения, особенно по второй производной, критически связанной с точностью аппроксимации пульсарного времени, требуют, следовательно, более детального рассмотрения.

Глава 2

Параметрический синтез пульсарного времени

Будем выражать время наблюдаемых пульсарных событий соотношением (1.2) для барицентрических МПИ, ограничившись для простоты пока только первой производной периода:

$$t_N = t_0 + P_0 N + 0,5 P_0 \dot{P} N^2. \quad (2.1)$$

Моменты прихода импульсов (МПИ) t_N определяются значениями параметров вращения пульсара, при условии, что они известны априори. Однако реально эти параметры известны лишь предположительно, на основе предшествующих наблюдений. Поэтому выражение (2.1) используется обычно для расчета ожидаемых МПИ, а связь расчетных и наблюдаемых МПИ устанавливается с помощью барицентрических остаточных уклонений (ОУ). Численные данные хронометрирования пульсаров, представленные в виде МПИ и ОУ, не могут быть интегрированы в единую метрическую последовательность, отображающую пульсарное время в пределах выбранного промежутка наблюдений. Остаточные уклонения, численно соответствующие некоторой части периода вращения, представляют собой лишь статистические оценки, которые, не будучи измеренными величинами, не отражают ни абсолютную величину наблюдаемых МПИ, ни параметры вращения.

Для того, чтобы выразить пульсарное время по наблюдательным данным хронометрирования, необходимо, как это сформулировано в [7], иметь безошибочное предсказание времени прихода импульсов пульсара, притом с учетом возможных нерегулярностей вращения пульсара, и при этом измеренные шумы должны быть пренебрежимо малы. Но возможные нерегулярности вращения нельзя предсказать заранее, и даже если их удастся обнаружить, то их точное измерение

проблематично на фоне случайных, немоделируемых шумов хронометрирования, которые вносят искажения в наблюдаемое время прихода импульсов t_N , как следует из рис. 1.1, находятся на уровне нескольких сотен микросекунд и более. А это, для сравнения, на несколько порядков превышает вклад в величину t_N второй производной, который обычно составляет всего около 1 мкс за 1–2 года, так что при таких условиях вторую производную надежно определить по наблюдениям не представляется возможным.

Тогда возникает вопрос: а нельзя ли по наблюдательным данным найти такие параметры вращения, по которым можно было бы определить пульсарное время, согласованное с этими параметрами в пределах выбранного промежутка наблюдений, причем так, чтобы немоделируемые случайные шумы на точность определения времени критического влияния не оказывали? Очевидно, по остаточным отклонениям этого сделать невозможно, потому что по смыслу они не могут быть отождествлены ни с поправками пульсарного времени, ни с поправками параметров вращения.

Чтобы решить эту задачу, требуется по выборочным значениям барицентрических моментов t_N найти такие значения наблюдаемого периода вращения и его производной, при которых расхождение наблюдаемого и вычисленного по параметрам вращения времени прихода импульсов было бы минимальным. Рассмотрим основные требования и условия такого решения. Будем исходить из того, что искомые значения периода вращения пульсара и его производной — это фиксированные величины, распространяемые при некоторых заданных условиях на всю продолжительность наблюдений, ограниченную начальным и последним на текущую эпоху наблюдаемыми событиями. При расширении продолжительности наблюдений добавлением новых наблюдаемых пульсарных событий значения $P_0, \dot{P}$ уточняются по мере выполненных наблюдений с учетом всех предыдущих. Единственным источником, по которому устанавливаются параметры $P_0, \dot{P}$, является наблюдаемое время прихода импульсов. Привлечения дополнительно каких-либо других данных (ОУ) или их статистических оценок (СКО ОУ) не требуется.

Обозначенная задача решается в параметрическом пространстве времени методом синтеза последовательности временных интервалов,

отсчитываемых от некоторого выбранного начала, которые наилучшим образом соответствуют наблюдаемым параметрам вращения пульсара [11]. Применительно к уравнению (2.1), в качестве исходного t_0 принимается момент прихода импульса излучения, выбранного в качестве начального, и ему присваивается нулевое значение. Интервал TB_i от начального до i -го наблюдаемого события выражается в виде суммы приращений времени прихода импульсов в последовательности наблюдаемых событий:

$$TB_i = \sum_i dTB_i = dTB_1 + dTB_2 + \dots + dTB_i, \quad (2.2)$$

где $dTB_i = TB_i - TB_{i-1}$ — интервал между соседними наблюдаемыми событиями, который определяется по моментам их прихода, отсчитываемым от начала текущих суток на дату наблюдений; $i = 1, 2, \dots$ — номер наблюдения.

Суммарный интервал, соответствующий i -му наблюдаемому событию в пределах некоторой протяженности наблюдений, можно записать в параметрическом виде, определив его через период вращения и производную:

$$\sum_i dTB_i = \left(P_0 N + 0,5 P_0 \dot{P} N^2 \right)_i + R_i, \quad (2.3)$$

где N_i — суммарный номер события излучения, отсчитываемый от начала t_0 до эпохи i -го наблюдаемого события; R_i — непараметризуемый остаток, обусловленный случайными, не связанными с периодом вращения, вариациями времени прихода импульсов, характеризует сходимость суммарного интервала.

Параметрический двучлен в скобках выражения (2.3), записанный в таком виде, соответствует условию, при котором значение периода на любую эпоху определяется как фиксированная величина P_0 на некоторую начальную эпоху и ее равномерное приращение как линейная функция времени от производной периода, величина которой постоянна в пределах всего промежутка наблюдений:

$$P = P_0 + \dot{P} \cdot t. \quad (2.4)$$

Заметим, что параметрическая зависимость (2.3), связывающая наблюдаемые интервалы и период при равномерном его изменении, совпадает с аналогичными компонентами выражения (1.2), представляющего собой разложение в степенной ряд Маклорена функции $f(x)$ по производным $f'(0)$ и $f''(0)$. Условие (2.4), однако, не вытекает непосредственно из выражения (1.2) в отношении производных, они здесь в общем случае предполагаются независимыми. Условие (2.4) соответствует временной зависимости измеренных величин периода и производной в наблюдениях физического процесса излучения пульсара, в котором производные, в данном случае нулевого и первого порядка, сами являются функцией переменной t , в отличие от степенного ряда Маклорена, где производные остаются фиксированными величинами, независимыми от переменной x .

Для того, чтобы найти численные значения $P_0, \dot{P}$, которые наилучшим образом соответствуют наблюдаемым параметрам вращения пульсара, применим метод линейного приближения наблюдаемых интервалов $\sum_i dTB_i$ к некоторой последовательности детерминированных интервалов, отображающей наблюдаемые интервалы в параметрической форме. Линейное приближение выражается в виде оператора LIN следующим образом:

$$LIN \left(dTB_1 : \sum_i dTB_i ; (P_0 N + 0,5 P_0 \dot{P} N^2)_1 : (P_0 N + 0,5 P_0 \dot{P} N^2)_i \right) \Rightarrow (1 + \alpha_i) \quad (2.5)$$

Такая запись означает, что любому набору измеренных величин, представленных в виде рядов интервалов $\left(dTB_1 : \sum_i dTB_i \right)$ в выбранном диапазоне наблюдаемых событий $(1: i)$, ставится в соответствие последовательность детерминированных интервалов вида

$$(P_0 N + 0,5 P_0 \dot{P} N^2)_1 : (P_0 N + 0,5 P_0 \dot{P} N^2)_i,$$

рассчитанных по наблюдаемым параметрам вращения $P_0, \dot{P}$, значения которых отвечают условию (2.4) в пределах любого промежутка наблю-

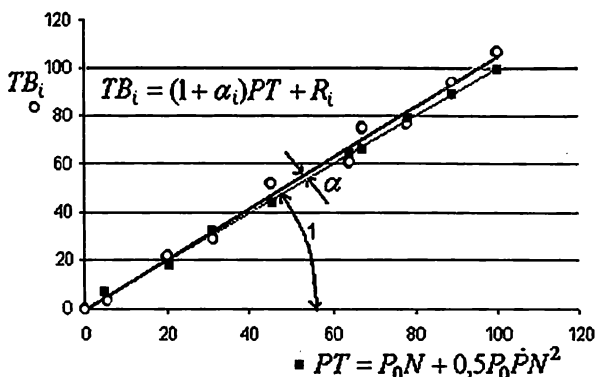


Рис. 2.1. Геометрическая интерпретация линейного приближения интервалов (численные величины по осям даны в условных единицах)

дений. Результатом линейного приближения оператора (2.5), кроме параметров $P_0, \dot{P}$, является возвращаемая величина $(1 + \alpha_i)$, содержащая параметр α_i , который соответствует критерию наименьших квадратов.

На рис. 2.1 схематично показана геометрическая интерпретация линейного приближения интервалов. Линейным приближением рассчитывается прямая линия, которая наилучшим образом аппроксимирует имеющуюся последовательность данных. Коэффициент $(1 + \alpha_i)$ показывает наклон аппроксимирующей прямой последовательности интервалов по мере добавления наблюдаемых событий. Параметр α_i представляет собой отклонение от постоянного значения, которое равно 1 при $\alpha_i = 0$ и свидетельствует о полном совпадении наблюдаемых и выраженных параметрами вращения интервалов.

Линейное приближение наблюдаемых интервалов в аналитическом виде выражается следующим образом:

$$\sum_i dTB_i = (1 + \alpha_i) (P_0^* N + 0.5 P_0^* \dot{P} N^2)_i. \quad (2.6)$$

Введенное здесь обозначение P_0^* определяет наблюдаемый период на фиксированную начальную эпоху, относительно которой находится его значение на любую другую эпоху в пределах промежутка наблюдений с учетом производной $\dot{P}$ в соответствии с выражением (2.4).

Благодаря переходу от наблюдаемых по случайной выборке МПИ к формату интервалов, отсчитываемых от эпохи начального наблюдаемого события, линейное приближение оперирует целостным представлением процесса периодического излучения пульсара в пределах всей продолжительности наблюдений и в равной мере распространяется на любой интервал наблюдаемых событий. Преобразование последовательности наблюдаемых интервалов к параметрическому виду позволяет линейным приближением по ним определить наблюдаемый период и производную на начальную эпоху и выделить случайные вариации интервалов в любом выделенном промежутке наблюдений.

Из соотношения (2.6) следует, что сходимость интервалов пульсарного времени определяется вариациями коэффициента $(1 + \alpha_i)$ промежутке наблюдений. В предельном случае, при нулевом значении α_i , интервалы полностью определяются фиксированными на начальную эпоху параметрами P_0^* и $\dot{P}$, которым соответствуют интервалы PT_N излучённых импульсов для любых целочисленных значений N натурального ряда:

$$PT_N = \left(P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2 \right). \quad (2.7)$$

Ненулевые значения α_i , полученные по линейному приближению наблюдаемых интервалов, можно интерпретировать как случайные, немоделируемые отклонения наблюдаемого периода $\alpha_i = \Delta P_i / P_0^*$, не связанные с фиксированными параметрами P_0^* и $\dot{P}$. В этом случае физически величина α_i отражает вклад внешних факторов, среди них, в том числе, неравномерность шкалы времени, по которой отсчитываются наблюдаемые интервалы. Таким образом, методом линейного приближения синтезирована последовательность интервалов событий периодического излучения, детерминированная наблюдаемыми параметрами вращения для всех событий излучения в пределах рассматриваемого промежутка. Эта последовательность не зависит от случайных вариаций наблюдаемых интервалов, которые также выявляются линейным приближением. Тем самым достигается разделение наблюдаемых интервалов на две последовательности: одна из них определяет

пульсарное время по установленным значениям периода и производной (2.7), а другая

$$\Delta PT_i = \alpha_i \left(P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2 \right)_i. \quad (2.8)$$

представляет собой немоделируемые вариации наблюдаемых интервалов, которые не связаны с параметрами вращения пульсара. Последовательность вида (2.7), которая соответствует нулевому значению α_i , в сумме с вариациями (2.8) представляет собой интервалы наблюдаемых событий излучения, выраженные параметрическим приближением пульсарного времени:

$$PT_i = (1 + \alpha_i) \left(P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2 \right)_i.$$

Определим численные значения изменений наблюдаемых интервалов пульсарного времени и установим их связь с отклонениями коэффициента линейного приближения. Если сравнивать два наблюдаемых промежутка, отсчитываемых от общего начала, то отклонение интервалов между двумя произвольно выбранными наблюдаемыми событиями в промежутке $(PT_j, PT_i; i > j)$ вычисляется интегрированием текущих отклонений наблюдаемого периода $\Delta P(t)$ в этом промежутке:

$$\Delta PT_{i-j} = \frac{1}{P_0^*} \int_{PT_j}^{PT_i} \Delta P(t) dt. \quad (2.9)$$

При выборочных наблюдениях, заменяя непрерывную функцию $\Delta P(t)$ ее линейной аппроксимацией в промежутке между наблюдаемыми событиями, получаем отклонение интервалов в виде конечных разностей. Для этого сначала преобразуем (2.8) к несколько изменённому виду $\Delta PT_i = \alpha_i \bar{P}_i N_i (1 + 0,5 \dot{P} N_i)$, где отклонение интервала выражено через среднее значение периода в i -м интервале, которое при постоянном значении производной $\dot{P}$ соответствует середине интервала:

$$\bar{P}_i = P_0^* + 0,5 \dot{P} \cdot PT_i.$$

Учитывая, что $0,5 \dot{P} N_i \ll 1$, определяем $\Delta PT_i = \alpha_i \bar{P}_i N_i$. Выполнив аналогичное преобразование применительно к j -му интервалу, нахо-

дим среднее значение периода $\bar{P}_j = P_0^* + 0,5\dot{P} \cdot PT_j$ и по нему определяем $\Delta PT_j = \alpha_j \bar{P}_j N_j$. Значение ΔPT_{i-j} в выбранном диапазоне наблюдаемых событий ($j:i$) выражается в следующем виде:

$$\Delta PT_{j:i} = \Delta PT_i - \Delta PT_j = \alpha_i \bar{P}_i N_i - \alpha_j \bar{P}_j N_j. \quad (2.10)$$

Как следует из выражения (2.10), отклонения интервалов в промежутке между двумя произвольно выбранными наблюдаемыми событиями определяется разностью коэффициентов линейного приближения на границах промежутка и числом всех событий излучения пульсара в пределах границ этого промежутка. Если принять $j = 0$, отклонения $\Delta PT_i = \alpha_i \bar{P}_i N_i$ интервалов будут определены от начального события во всем промежутке наблюдений.

Следовательно, параметрическая зависимость интервалов пульсарного времени позволяет по разности коэффициентов линейных приближений на границах выбранных промежутков получить величины наблюдаемого периода, интервалов пульсарного времени и найти их отклонения. На рис. 2.2 в качестве примера приведены барицентрические отклонения периода вращения $\alpha_i = \Delta P_i / P^*$ пульсара B0809+74, полученные линейным приближением в пределах промежутка наблюдений MJD 54087–54830 (график *a*). Для этого пульсара значение периода $P_0^* = 1,29224151775088$ с на эпоху MJD 54080.0137, производная $\dot{P} = 1,676 \cdot 10^{-16}$. Отклонения периода близки к случайным вариациям, имеют квазистационарный вид в диапазоне порядка $\pm 10^{-15}$, что сопоставимо с достижимой стабильностью физических эталонов времени.

На рис. 2.2б приведены вычисленные по соотношениям (2.8) отклонения интервалов наблюдаемых событий, соответствующие показанным на рис. 2.2а вариациям периода. Стандартная статистическая оценка по среднеквадратическим отклонениям составляет 15,6 нс в двухлетнем промежутке наблюдений, абсолютные отклонения интервалов определяются по вариациям наблюдаемого периода с разрешением менее 1 нс.

Обратим внимание на инвариантное преобразование линейного приближения (2.6), обладающее свойством декомпозиции интервалов на

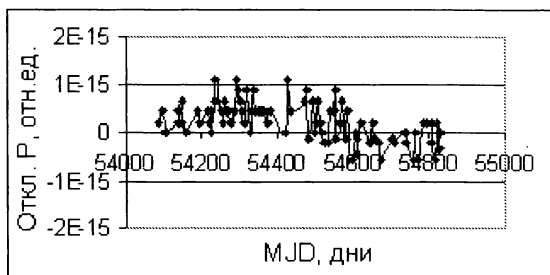
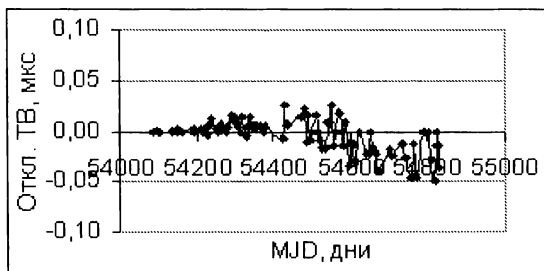

 а) относительное отклонение наблюдаемого периода $\alpha_i = \Delta P_i / P_0^*$

 б) отклонение интервалов $\Delta PT_i = \alpha_i (P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2)_i$ (СКО = 15,6 нс)

Рис. 2.2. Отклонение наблюдаемого периода и интервалов PSR B0809+74

компоненты по производным периода. Нетрудно убедиться, что его можно записать в виде эквивалентного выражения следующим образом:

$$\sum_i dTB_i = (1 + \alpha_i + 0,5 \dot{P} N_i) P_0^* N_i. \quad (2.11)$$

Здесь, в отличие от (2.6), показано линейное приближение интервалов не по двум параметрам вращения $P_0^*, \dot{P}$, а только по первому из них — периоду вращения. Понятно, что в этом случае параметрический компонент $0,5 P_0^* \dot{P} N_i^2$ линейного приближения, который не включен во вторые скобки вместе с $P_0^* N_i$, проявится в соответствующем изменении коэффициента линейного приближения $(1 + \alpha_i)$ в первых скобках.

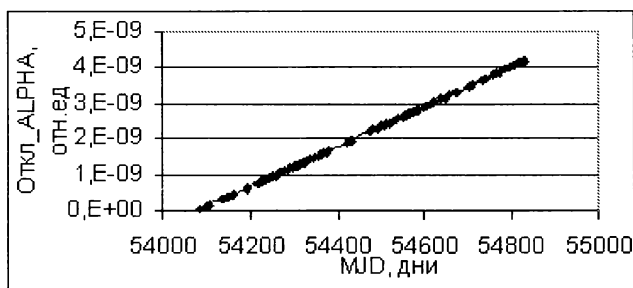
Вариации линейного приближения, полученного только по значениям P_0^* :

$$d(P_0^* N)_i = \alpha_i P_0^* N_i.$$

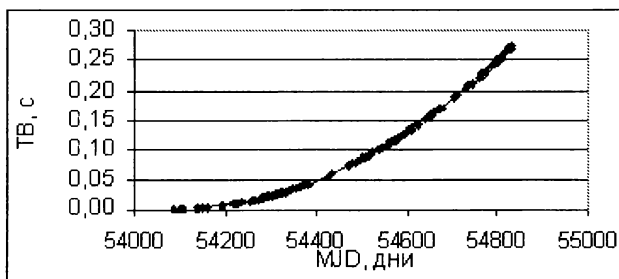
Учитывая, что $d(P_0^* N)_i = 0,5 P_0^* \dot{P} N_i^2$, находим изменение коэффициента линейного приближения:

$$\alpha'_i = 0,5 \dot{P} \cdot N_i \quad (2.12)$$

и соответствующее ему значение производной $\dot{P} = 2\alpha'_i / N_i$.



а) отклонение коэффициента линейного приближения $\alpha'_i = 0,5 \dot{P} \cdot N_i$



б) отклонение интервалов ТВ $(\dot{P}) = 0,5 P_0^* \dot{P} N_i^2$

Рис. 2.3. Отклонения коэффициента линейного приближения и барицентрических интервалов пульсара B0809+74, определяемые по производной периода $\dot{P}$

Итак, линейное приближение (2.6) только по параметру P_0 , без учета $\dot{P}$, принимает вид, соответствующий выражению (2.11):

$$\sum_i dTB_i = (1 + \alpha_i + \alpha'_i) P_0^* N_i. \quad (2.13)$$

Физический смысл линейного приближения в формате (2.13) заключается в том, что если мы в аналитическом выражении вида (2.6) не учтем явным образом параметр вращения, в частности, как здесь, производную периода вращения, а она фактически отлична от нуля, то этот параметр будет обнаружен самым линейным приближением и определен по изменению коэффициента α_i на величину, определяемую выражением (2.12).

Это проиллюстрировано на рис. 2.3 для того же пульсара B0809+74. На графике (а) видно, что если мы явным образом в интервалах не учитываем производную, то линейное приближение (2.11) обнаруживает линейное отклонение коэффициента α_i в соответствии с (2.12), который достигает значения $4,21 \cdot 10^{-9}$ (в относительных ед.) к концу промежутка. На графике (б) показано отклонение интервалов, рассчитанное по соотношению (2.8), но с учетом полученного коэффициента линейного приближения (2.12) (на графике а). Отклонение интервалов соответствует квадратичному компоненту $0,5 P_0^* \dot{P} N_i^2$, зависящему от производной $\dot{P}$, который не включен в инвариантный формат линейного приближения (2.13), однако им же был выявлен в виде отклонения $\alpha'_i = 0,5 \dot{P} \cdot N_i$.

Отсюда следует, что запись степенного ряда по производным периода в линейном приближении (2.6), в которой в явном виде не присутствует компонент интервалов, определяемый производной $\dot{P}$, все равно не помешает с помощью линейного приближения (2.6) обнаружить этот компонент по отклонениям наблюдаемых интервалов.

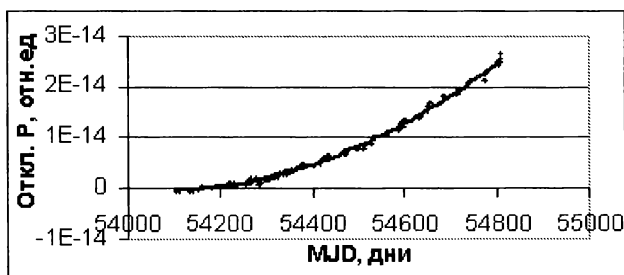
Обобщая изложенные здесь результаты, отметим, что линейным преобразованием наблюдаемых интервалов пульсарное время синтезировано в параметрическом виде по наблюдаемому периоду вращения и его производным. Численные величины параметров вращения определяются исключительно по наблюдательным данным текущего хронометрирования, и никаких других данных (остаточные отклонения)

или их оценок (СКО ОУ) дополнительно не требуется. Точность и стабильность пульсарного времени определяется наблюдаемыми параметрами вращения пульсара, которые получены методом параметрического синтеза, основанного на ротационной модели излучения пульсаров, и определяются по наблюдаемым отклонениям коэффициентов линейного приближения интервалов в пределах любой продолжительности наблюдений.

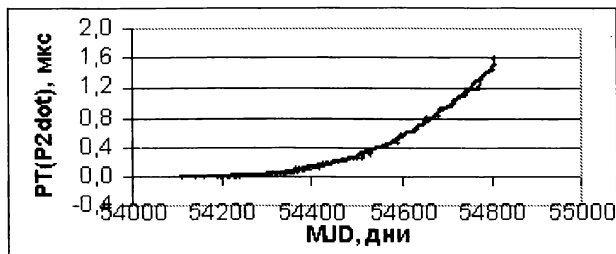
Глава 3

Аппроксимация второй производной по наблюдаемым интервалам

Линейная аппроксимация временных рядов хронометрирования по уравнению (2.6) показывает, что далеко не у всех пульсаров наблюдаемые интервалы могут быть выражены только двумя параметрами вращения P^* и $\dot{P}$, как у PSR B0809+74. Вариации коэффициента α_i линейного приближения оказываются намного больше ожидаемых значений 10^{-15} – 10^{-16} и не могут быть уменьшены подгонкой только этих двух



а) отклонение наблюдаемого периода



б) отклонение интервалов наблюдаемых импульсов излучения

Рис. 3.1. Отклонение наблюдаемого периода и интервалов PSR J1509+5531 по линейному приближению (2.6)

параметров вращения. В отклонениях коэффициента α_i у пульсаров B0834+06, J1509+5531, B2217+47, B0329+54 отчетливо проявляется систематический тренд, свидетельствующий о неучтенных в соотношении (2.6) отклонениях наблюдаемого периода $\alpha_i = \Delta P_i / P_0^*$.

На рис. 3.1 приведены отклонения наблюдаемого периода и интервалов PSR J1509+5531, вычисленные по соотношениям (2.8). Из графиков следует, что эти отклонения существенно отличаются от тех, которые были у пульсара B0809+74. Отклонения периода выходят за пределы $2 \cdot 10^{-14}$, что на порядок и более превышает близкие к стационарным вариации периода PSR B0809+74, показанные на рис. 2.2а. В отклонениях интервалов PSR J1509+5531 обнаруживается систематический тренд в диапазоне около 1,6 мкс на двухлетней продолжительности наблюдений (график б), соответствующий отклонению наблюдаемого периода (график а).

Тренд наблюдаемого периода на рис. 3.1а аппроксимируется полиномиальным компонентом второго порядка, а тренд интервалов на рис. 3.1б, рассчитываемый по соотношению (2.8) — полиномиальным компонентом третьего порядка. Это означает, что наблюдаемый период пульсара J1509+5531, наряду с первой производной, которая учтена в уравнении наблюдаемых интервалов (2.6), в отличие от PSR B0809+74, имеет и вторую производную, что обнаруживается в отклонениях наблюдаемого периода и интервалов PSR J1509+5531. Вторая производная определяет линейное изменение первой производной в зависимости от эпохи наблюдения t :

$$\dot{P} = \dot{P}_0 + \ddot{P} \cdot t, \quad (3.1)$$

где $\dot{P}_0$ — значение первой производной на эпоху начального наблюдаемого события, t — промежуток от начального до текущего наблюдаемого события излучения.

Для определения численного значения второй производной периода воспользуемся аналитическим выражением наблюдаемых интервалов пульсарного времени PT в виде разложения в ряд Маклорена по степеням производных периода вращения, которое следует из общего выражения (1.2) для определения времени прихода импульсов излучения пульсара:

$$PT = P_0^* N + \frac{1}{2} P_0^* \dot{P} N^2 + \frac{1}{6} (P_0^{*2} \ddot{P} - 2P_0^* \dot{P}^2) N^3. \quad (3.2)$$

Далее, зная наблюдаемые параметры P_0^* и $\dot{P}$, полученные линейным приближением (2.6), будем отклонения интервалов (рис. 3.1б), обусловленные второй производной периода, аппроксимировать функцией $PT(\ddot{P}) = \frac{1}{6} (P_0^{*2} \ddot{P} - 2P_0^* \dot{P}^2) N^3$, которая соответствует вкладу второй производной в выражении (3.2).

Сравнивая выражение (3.2) и используемую Смитом [2] модель времени прихода импульсов (1.2а), нетрудно заметить, что третий компонент в [2] взят в усеченном виде: $PT(\ddot{P}) = \frac{1}{6} P_0^{*2} \ddot{P} N^3$, что предполагает выполнение условия $P_0^{*2} \ddot{P} \gg P_0^* \dot{P}^2$, которое, однако, соблюдается далеко не всегда. В нашей работе [13] вторая производная определялась прямой коррекцией производной $\dot{P}$ в соответствии с соотношением (3.1), принимая во внимание их согласованность при любых значениях $\ddot{P}$ в промежутке $PT = P_0^* N + \frac{1}{2} P_0^* \dot{P} N^2$ линейного приближения (2.6). В качестве аппроксимирующей функции компонента интервалов пульсарного времени, определяемого второй производной $\ddot{P}$, как и у Смита в [2], была принята $PT(\ddot{P}) = \frac{1}{2} P_0^{*2} \ddot{P} N^3$.

Далее мы увидим, что результаты аппроксимации компонента интервалов пульсарного времени $PT(\ddot{P})$, определяемого второй производной, с помощью любой из этих трёх функций тождественны, только достигаются они при различных численных значениях $\ddot{P}$ для каждой из этих функций. Это означает численную инвариантность всех трех полиномов аппроксимации интервалов по наблюдаемому периоду вращения и производным. Однако отсутствие форминвариантности полиномов по второй производной вносит неоднозначность в определение ее численной величины. Эта неоднозначность исключается выбором аппроксимирующей функции (3.2), которая, и только она, соответствует полиномиальному разложению в ряд Маклорена по всем параметрам вращения — периоду P_0^* и производным $\dot{P}$, $\ddot{P}$. Следова-

тельно, заменой усеченной записи компонента $PT(\ddot{P}) = \frac{1}{6} P_0^{*2} \ddot{P} N^3$ на

его полное выражение $PT(\ddot{P}) = \frac{1}{6} (P_0^{*2} \ddot{P} N^3 - 2P_0^* \dot{P}^2 N^3)$ достигается

эквивалентность измерений пульсарного времени в частотной (1.1) и временной (1.2) области и сохранение форминвариантности при их взаимных параметрических преобразованиях в соответствии с соотношениями (1.3).

Проиллюстрируем результаты аппроксимации компонента пульсарного времени $PT(\ddot{P})$ на примере пульсара J1509+5531. Линейным приближением (2.6) были определены $P_0^* = 0,739683736756101$ с на эпоху MJD 54104.23540 и производная $\dot{P} = 4,99821 \cdot 10^{-15}$. Кроме того, линейным приближением были обнаружены показанные на рис. 3.1 отклонения наблюдаемого периода и интервалов, которые обусловлены второй производной периода. Ниже приведены все три упомянутые функции, которые были взяты для аппроксимации компонентов пульсарного времени $PT(\ddot{P})$. Как было отмечено, при определенных значениях $\ddot{P}$, которые приведены здесь же, результаты аппроксимации тождественны. Численные значения компонентов степенного разложения интервалов при подстановке найденных параметров вращения одинаковы для всех этих функций и составляют $2,796 \cdot 10^{-30} N^3$ с. Однако такое совпадение достигается только при указанных значениях второй производной $\ddot{P}$, которые для каждой из этих функций разные:

$$PT(\ddot{P}): \frac{1}{6} (P_0^{*2} \ddot{P} - 2P_0^* \dot{P}^2) N^3 \text{ или } \frac{1}{6} P_0^{*2} \ddot{P} N^3 \quad \text{или} \quad \frac{1}{2} P_0^{*2} \ddot{P} N^3$$

при $\ddot{P} = 9,8212 \cdot 10^{-29} \text{ с}^{-1}$ или $\ddot{P} = 3,0669 \cdot 10^{-29} \text{ с}^{-1}$ или $\ddot{P} = 1,0223 \cdot 10^{-29} \text{ с}^{-1}$ соответственно и составляет $2,796 \cdot 10^{-30} \cdot N^3$ с.

На графиках рис. 3.2 показаны численные значения второй производной пульсаров B0809+74, B1919+21, B0834+06, J1509+5531, B2217+47, B0329+54 для трех функций аппроксимации компонента $PT(\ddot{P})$. Из графиков следует, что у наблюдаемых пульсаров вторая производная находится в диапазоне величин от нуля (PSR B0809+74, B1919+21) до приблизительно 10^{-28} – 10^{-29} с^{-1} у остальных. При том,

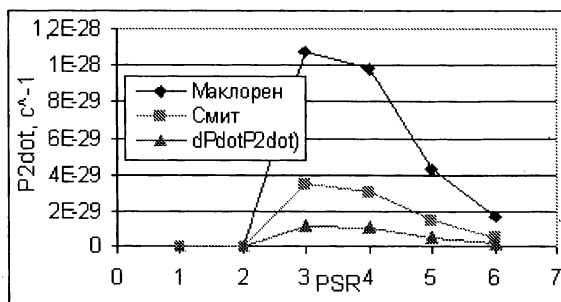


Рис. 3.2. Численные значения второй производной периода для шести пульсаров: 1 — B0809+74, 2 — B1919+21, 3 — B0834+06, 4 — J1509+5531, 5 — B2217+47, 6 — B0329+54

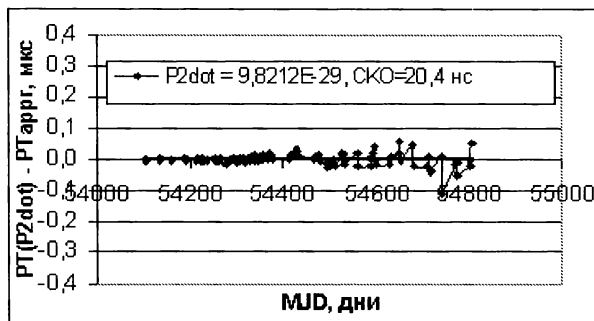


Рис. 3.3. Погрешность аппроксимации кубического компонента наблюдаемых интервалов PSR J1509+5531

что исходная аппроксимируемая величина $PT(\ddot{P})$ зафиксирована линейным приближением (2.6) в абсолютном выражении, полученное в результате аппроксимации значение $\ddot{P}$ зависит от аппроксимирующей функции, и если, как того и требует инвариантность результата аппроксимации, в качестве этой функции взят кубический компонент разложения в ряд Маклорена, оно оказывается наибольшим в сравнении с другими. У пульсаров B0809+74 и B1919+21 в пределах двух-летнего промежутка значимых отклонений $PT(\ddot{P})$ линейным приближением не обнаруживается, и вторая производная здесь принята нулевой.

Точность параметрического приближения второй производной оценивается по разности наблюдаемых значений компонента интервалов пульсарного времени $PT(\ddot{P})$ и его величины, вычисленной по аппроксимирующей функции. На рис. 3.3 показана разность отклонений интервалов наблюдаемых импульсов излучения пульсара J1509+5531, которые приведены на рис. 3.1б, и кубического компонента разложения в ряд Маклорена, вычисленного для этого пульсара с учетом $\dot{P} = 9,8212 \cdot 10^{-29} \text{ с}^{-1}$. Абсолютные расхождения не превышают нескольких десятков наносекунд, а среднеквадратическое отклонение составляет около 20 нс.

Отметим, что погрешности аппроксимации интервалов PSR J1509+5531 по трем параметрам P_0^* , $\dot{P}$, $\ddot{P}$, и PSR B0809+74 по двум параметрам P_0^* , $\dot{P}$ статистически совпадают, среднеквадратическая величина расхождений не превышает нескольких наносекунд. Это означает, что как в первом, так и во втором случае, несмотря на различие в несколько порядков численных величин аппроксимируемых компонентов, которые в зависимости от параметра составляют от нескольких лет до нескольких микросекунд, мы получаем одинаковую точность аппроксимации интервалов, независимо ни от числа параметров, ни от диапазона наблюдаемых величин. Следовательно, параметрическая модель интервалов (3.2) обладает такой точностью определения параметров вращения P_0^* , $\dot{P}$ и $\ddot{P}$, что погрешность аппроксимации наблюдаемых интервалов не выходит за пределы наносекундного диапазона, независимо от наличия или отсутствия значимой второй производной и при любых численных величинах наблюдаемых параметров вращения, которые отвечают условию сходимости разложения ряда Маклорена по степеням этих параметров.

Оценим пороговый уровень обнаружения второй производной в наблюдаемых интервалах, учитывая, что ее вклад не превышает всего нескольких микросекунд за несколько лет наблюдений. Пороговый уровень определяет предельное отклонение интервалов, ниже которого вторая производная линейным приближением (2.6) не может быть уверенно обнаружена, и в этом случае принимается $\ddot{P} = 0$ и соответственно $PT(\ddot{P}) = 0$. Чтобы определить пороговое отклонение, достаточно

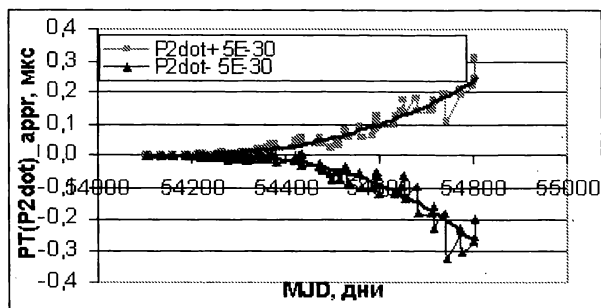


Рис. 3.4. Оценка порога обнаружения второй производной по линейному приближению интервалов

при аппроксимации кубического компонента наблюдаемых интервалов внести в найденное значение второй производной дополнительно небольшое смещение, абсолютная величина которого отличается от нуля, но меньше найденного значения $\ddot{P}$, и оценить возможность уверенного обнаружения смещения параметра по результату аппроксимации кубического компонента интервалов.

На рисунке 3.4 приведена погрешность аппроксимации кубического компонента наблюдаемых интервалов PSR J1509+5531, показанная на рис. 3.3, после внесения в найденное линейным приближением значение второй производной $\ddot{P} = 9,8212 \cdot 10^{-29} \text{ с}^{-1}$ одинаковых по модулю, но разного знака смещений $\pm 5 \cdot 10^{-30} \text{ с}^{-1}$. Внесенные смещения, которые по величине по крайней мере на порядок меньше значения $\ddot{P}$, отчетливо проявляются и уверенно обнаруживаются на фоне погрешности аппроксимации кубического компонента наблюдаемых интервалов PSR J1509+5531 в отсутствие смещения (рис. 3.3). Принимая значение $\ddot{P} = 5 \cdot 10^{-30} \text{ с}^{-1}$ в качестве порога обнаружения второй производной в пределах двухлетнего промежутка наблюдений, можно считать, что у пульсаров B0809+74 и B1919+21, для которых значения второй производной приняты нулевыми, их фактическая величина меньше, чем $10^{-30} - 10^{-31} \text{ с}^{-1}$.

И, наконец, сравним результаты аппроксимации кубического компонента интервалов с каталогом пульсаров [14], в котором для пульсара J1509+5531 вторая производная во временной области соответствует

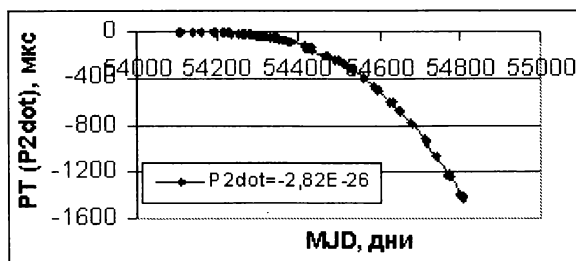


Рис. 3.5. Функция аппроксимации кубического компонента наблюдаемых интервалов PSR J1509+5531 для $\ddot{P} = -2,82 \cdot 10^{-26} \text{ с}^{-1}$ [14]

$\ddot{P} = -2,82 \cdot 10^{-26} \text{ с}^{-1}$. Если это значение подставить в функцию аппроксимации кубического компонента наблюдаемых интервалов

$PT(\ddot{P}) = \frac{1}{6}(P_0^{*2}\ddot{P} - 2P_0^*\dot{P}^2)N^3$ для пульсара J1509+5531 вместо полу-

ченного линейным приближением (3.2) значения $\ddot{P} = 9,8212 \cdot 10^{-29} \text{ с}^{-1}$,

то с учетом $P_0^* = 0,739683736756101 \text{ с}$ на эпоху MJD 54104.23540 и

$\dot{P} = 4,99821 \cdot 10^{-15}$, согласованных с каталогом [14], мы получим чис-

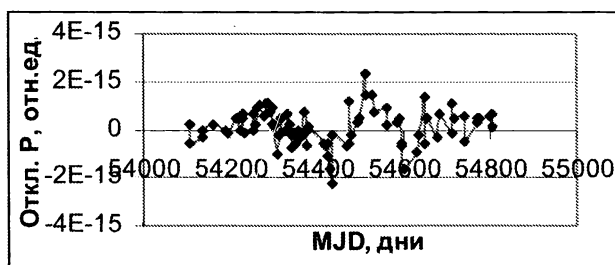
ленное выражение функции аппроксимации для трех параметров P_0^* ,

$\dot{P}$, $\ddot{P}$ в виде графика на рис. 3.5.

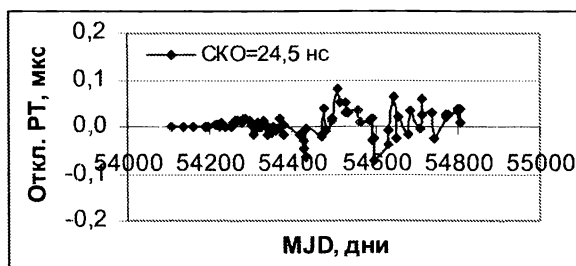
Из этого графика следует, что при взятом из каталога [14] значении второй производной отклонение наблюдаемых интервалов в абсолютном выражении приблизительно на 3 порядка больше, на двухлетнем промежутке оно достигает около 1,5 мс и к тому же имеет отрицательный знак. Следовательно, приведённое в каталоге значение второй производной не согласуется с наблюдаемыми параметрами, по которым с наносекундной точностью определяются наблюдаемые интервалы линейным приближением (3.2). Такое, можно сказать, аномальное расхождение второй производной можно объяснить влиянием немоделируемых шумов при определении содержащихся в каталоге [14] значений второй производной пульсаров по барицентрическим остаточным уклонениям. Для секундных пульсаров, к которым относится PSR J1509+5531, уровень шумов находится в миллисекундном диапазоне, поэтому на таком шумовом фоне уве-

ренно определить вторую производную по микросекундным отклонениям кубического компонента представляется весьма проблематичным.

Именно на такие аномальные искажения при определении второй производной обратили внимание Хобс, Лайн и Крамер [10], подчеркнув, что вариации измеренных значений второй производной большинства пульсаров вряд ли обусловлены физическими свойствами пульсаров. Причина объясняется ими немоделируемыми эффектами, проявляющимися в виде шумов хронометрирования. Тем не менее эти эффекты интерпретируются авторами как непредсказуемые изменения угловой скорости вращения, которые считаются причиной наблюдаемых нерегулярностей времени прихода импульсов, тогда как действительной причиной являются вносимые искажения при определении второй производной, вклад которой на несколько порядков ниже уровня немоделируемых шумов остаточных уклонений.



а) отклонение наблюдаемого периода



б) отклонение интервалов

Рис. 3.6. Отклонения периода и интервалов PSR J1509+5531 с учетом второй производной периода $\ddot{P} = 9,8212 \cdot 10^{-29} \text{ с}^{-1}$

На рис. 3.6 приведены отклонения наблюдаемого периода $\alpha_i = \Delta P_i / P_0^*$ и вычисленные по ним по аналогии с (2.8) с учетом второй производной $\ddot{P}$ отклонения интервалов ΔPT_i пульсара J1509+5531:

$$\Delta PT_i = \alpha_i \left(P_0^* N + \frac{1}{2} P_0^* \dot{P} N^2 + \frac{1}{6} (P_0^{*2} \ddot{P} - 2 P_0^* \dot{P}^2) N^3 \right)_i. \quad (3.3)$$

Из графиков следует, что вариации периода у пульсара J1509+5531 находятся в том же диапазоне около $\pm 10^{-15}$, что и у PSR B0809+74, у которого значимой второй производной не обнаружено. Среднеквадратические отклонения наблюдаемых интервалов составляет 15,6 нс у PSR B0809+74 (рис. 2.2) и 24,5 нс у PSR J1509+5531, они одного порядка величин в наносекундном диапазоне. Отсюда следует, что линейными приближениями интервалов (2.6) и (3.2) однозначно определяются параметры вращения $P_0, \dot{P}$, как у пульсара B0809+74, или $P_0^*, \dot{P}, \ddot{P}$, как у пульсара J1509+5531, и по этим параметрам находятся компоненты интервалов, соответствующие разложению в ряд по степеням периода и производных на начальную эпоху наблюдений.

По аналогии с (2.7), интервалы пульсарного времени выражаются через известные параметры вращения $P_0^*, \dot{P}, \ddot{P}$:

$$PT_N = P_0^* N + \frac{1}{2} P_0^* \dot{P} N^2 + \frac{1}{6} (P_0^{*2} \ddot{P} - 2 P_0^* \dot{P}^2) N^3 \quad (3.4)$$

для любого натурального значения $N = 1, 2, 3, \dots$ — номера события излучения пульсара.

Следует иметь в виду, что функцию аппроксимации кубического компонента наблюдаемых интервалов $PT(\ddot{P}) = \frac{1}{6} (P_0^{*2} \ddot{P} N^3 - 2 P_0^* \dot{P}^2 N^3)$, которая определяет вклад второй производной, в том случае, если вторая производная не превышает порога обнаружения, то есть $\ddot{P} = 0$, кубический компонент следует исключить из выражений (3.2), (3.3) и (3.4) целиком, включая и его неотъемлемую часть $2 P_0^* \dot{P}^2 N^3$, хотя она напрямую от $\ddot{P}$ и не зависит.

Таким образом, линейным приближением (2.6) в отклонениях наблюдаемых интервалов (2.8) обнаруживается систематический тренд в виде степенного компонента 3-го порядка. Этот тренд хорошо аппроксимируется второй производной периода вращения $\ddot{P}$, которая соответствует полиномиальному разложению в ряд Маклорена, согласуется с периодом P_0^* и производной $\dot{P}$ и вместе с ними определяет наблюдаемые интервалы (3.2) с субнаносекундным разрешением. Среднеквадратическая величина случайных отклонений интервалов, не связанных с производными периода вращения, составляет 15,6 нс у пульсара B0809+74 и 24,5 нс у пульсара J1509+5531. Порог обнаружения второй производной по линейному приближению (2.6) составляет около $10^{-30}-10^{-31} \text{ с}^{-1}$ в пределах двухлетней продолжительности наблюдений.

Глава 4

Калибровочные свойства параметрической аппроксимации интервалов

Преобразованием интервалов наблюдаемых событий излучения пульсара к параметрическому виду достигается высокая точность определения пульсарного времени. Даже по очень небольшим, всего около 1 мкс, систематическим трендам интервалов у наблюдаемых пульсаров B0834+06, J1509+5531, B2217+47, B0329+54 надежно определена вторая производная периода вращения, которая у этих пульсаров находится в диапазоне $10^{-28} - 10^{-29} \text{ с}^{-1}$, наблюдаемые случайные отклонения периода $\alpha_i = \Delta P_i / P_0^*$ не выходят за пределы величин порядка $\pm(10^{-15} - 10^{-16})$, а случайные вариации интервалов ΔPT_i , вычисленные по наблюдаемым вариациям периода α_i в соответствии с соотношением (3.3), не выходят за пределы (20–30) нс в двухлетнем промежутке наблюдений.

Такая высокая стабильность и субнаносекундное разрешение наблюдаемых интервалов, не сопоставимые с диапазоном статистических погрешностей времени прихода импульсов, объясняются свойствами функции параметрической аппроксимации численных значений интервалов. Эта функция, представляющая собой разложение наблюдаемых интервалов в степенной ряд по параметрам вращения пульсара, удовлетворяет условию сходимости ряда в пределах всей продолжительности наблюдений при фиксированных значениях периода вращения и производных на начальную эпоху. Как следствие, интервалы, наблюдаемые и аппроксимированные степенным рядом (3.2) по параметрам вращения, на любую эпоху тождественны.

Линейное приближение интервалов, таким образом, выполняет двуединую задачу — прямую и обратную. По интервалам, наблюдае-

мым в некотором промежутке, с помощью аппроксимирующей функции, выраженной через параметры вращения, находятся период вращения и его производные по критерию наименьших квадратов. Тем самым решается обратная задача. Затем, уже по известным наблюдаемым параметрам вращения, вычисляются интервалы на текущую эпоху наблюдений, и, следовательно, решается прямая задача.

По существу, математическая модель интервалов, заданная в виде степенного разложения по параметрам вращения на начальную эпоху, форминвариантна в пределах любой продолжительности наблюдений и распространяется на физический процесс наблюдаемого излучения пульсара, состояние которого определяется изменением во времени наблюдаемых параметров вращения и соответствующих им интервалов. Важно отметить, что функция в виде степенного ряда соответствует наблюдаемым интервалам в пределах промежутка наблюдений при одних и тех же значениях периода и производных на начальную эпоху, а изменение периода во времени полностью определяется его производными и текущей эпохой наблюдений t :

$$P = P_0^* + \dot{P} \cdot t; \quad \dot{P} = \dot{P}_0 + \ddot{P} \cdot t. \quad (4.1)$$

Это означает, что начальная эпоха наблюдений выбирается произвольно и она может быть привязана к любому наблюдаемому событию. При этом параметры вращения, которые определяют интервалы, соответствуют эпохе наблюдаемого события.

Чтобы перейти к сопоставлению наблюдаемых интервалов с интервалами, которые вычислены по наблюдаемому периоду вращения и его производным, несколько изменим запись соотношения (1.1), умножив все его члены на постоянную величину P_0^* , с учетом соотношений (1.3), связывающих параметры вращения в частотной и временной области:

$$t = P_0^* N + \frac{1}{2} \frac{\dot{P}}{P_0^*} t^2 + \frac{1}{6} \left(\frac{\ddot{P}}{P_0^*} - \frac{2\dot{P}^2}{P_0^{*2}} \right) t^3. \quad (4.2)$$

В этом выражении переменная времени $t = P_0^* N$, что следует непосредственно, если принять $\dot{P} = 0$, $\ddot{P} = 0$. Если $t = P_0^* N$ подставить в правую часть (4.2), оно преобразуется к виду (3.4), где интервалы

пульсарного времени PT для любого натурального значения N выражаются через параметры вращения $P_0^*, \dot{P}, \ddot{P}$ на начальную эпоху. При этом интервал представляет собой сумму трех компонентов пульсарного времени, первый из которых задан постоянным значением периода P_0^* , а второй и третий зависят от производных, причем переменная t и в этих компонентах та же, что и при нулевых производных. Отсюда, по аналогии с (3.4), следует, что левая часть (4.2) соответствует наблюдаемым интервалам PT , представленным в виде трех компонентов степенного ряда в правой части:

$$PT = P_0^* N + \frac{1}{2} \frac{\dot{P}}{P_0^*} t^2 + \frac{1}{6} \left(\frac{\ddot{P}}{P_0^*} - \frac{2\dot{P}^2}{P_0^{*2}} \right) t^3; \quad t = P_0^* N. \quad (4.3)$$

Выражения (4.3) и (3.4) тождественны при условии, что наблюдаемые интервалы в обоих случаях соответствуют целочисленным значениям для всех натуральных N , тогда переменные t одинаковы, и $PT = PT_N$.

Поскольку первый компонент интервалов пульсарного времени определяется постоянным значением P_0^* и от производных периода не зависит, то линейным приближением (2.6) наблюдаемых интервалов только по одному параметру P_0^* , без учета производных, по изменению коэффициента α_i будут обнаружены и определены производные и соответствующие компоненты интервалов, как показано на рис. 2.2. Таким образом, суммированием независимых, последовательно обнаруживаемых компонентов интервалов в виде степенного ряда разложения по производным периода мы приводим эпоху, заданную в виде суммы компонентов степенного ряда в соответствие с эпохой PT наблюдаемых событий физического процесса излучения пульсара. Численные выражения эпохи для событий с одинаковыми целочисленными номерами N совпадут. Это означает, что для всех событий в промежутке наблюдений мы не обнаружим разницы между наблюдаемыми интервалами физического процесса излучения и интервалами, вычисленными в виде суммы компонентов степенного ряда по фиксированным значениям периода вращения и производных, они совпадают.

Однако сразу отметим, что наблюдаемые интервалы PT не обязательно будут совпадать с ожидаемыми PT_N . Более того, это даже невозможно в принципе из-за случайных вариаций времени прихода наблюдаемых импульсов, которые обусловлены прежде всего неоднородностью и флуктуациями среды распространения радиоволн и могут достигать нескольких десятков миллисекунд, особенно в низкочастотном диапазоне спектра радиоволн. С другой стороны, параметры вращения, зафиксированные на начальную эпоху наблюдений, остаются теми же, варьирует только эпоха наблюдаемых событий PT . Но при постоянстве параметров вращения вариации эпохи PT , обнаруживаемые линейным приближением интервалов (2.6), учитываются соответствующим изменением численной величины N при определении времени $t = P_0^* N$ в (4.3), которое тем самым приводится в соответствие с условием совпадения наблюдаемых и рассчитанных по параметрам вращения интервалов. По существу, здесь мы имеем дело с калибровкой наблюдаемых интервалов, на которой остановимся более подробно.

Суть калибровки в общем случае состоит в следующем. Пусть имеется некоторая переменная y , величину которой необходимо установить. Однако по ряду причин прямое измерение y с заданной точностью невозможно. Тогда измеряют другие величины $x = (x_1, x_2, x_3, \dots)$, которые тесно связаны с искомой величиной y . Задача калибровки состоит в установлении количественной связи между переменными x и искомыми значениями y :

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_i, \dots; a_1, a_2, \dots, a_i, \dots) + \varepsilon_i \quad (4.4)$$

где ε_i — погрешность калибровки.

На практике это означает:

- 1) подбор вида зависимости f ;
- 2) оценка неизвестных параметров $a_1, a_2, \dots, a_i, \dots$ в этой калибровочной зависимости;
- 3) оценка погрешности калибровки.

Применительно к калибровке наблюдаемых интервалов PT_i выражение (4.4) принимает вид:

$$PT_i = f\left(P_0^*, \dot{P}, \ddot{P}, N_1, \dots, P_0^*, \dot{P}, \ddot{P}, N_i, \dots; \alpha_1, \dots, \alpha_i, \dots\right) + \Delta PT_i, \quad (4.5)$$

где ΔPT_i — отклонения интервалов, определяемые соотношением (3.3) по вариациям коэффициента линейного приближения α_i .

Из (4.5) следует, что при калибровке наблюдаемые интервалы PT_i сопоставляются с интервалами, которые получены в виде разложения в ряд Маклорена (3.2) по степеням параметров вращения $P_0^*, \dot{P}, \ddot{P}$ с оцениваемой погрешностью α_i . Нулевые значения α_i свидетельствуют, что в результате аппроксимации наблюдаемых интервалов PT_i по фиксированным на эпоху наблюдения параметрам вращения наблюдаемые интервалы PT_i совпадают с вычисленными по степеням периода и производных. В общем случае, калибровкой определяется значение переменной N_i , которое, независимо от случайных вариаций времени прихода импульсов, приводит наблюдаемые и расчетные интервалы к согласованному виду по критерию минимальной их разности $(PT_{obs} - PT_{calc})_i$.

Согласованность интервалов при калибровке достигается следующим образом. Фаза $\varphi(t)$ излучения пульсара в пределах текущего периода вращения определяется выражением:

$$\varphi(t) = \frac{2\pi}{P} t.$$

Пусть теперь под влиянием внешних факторов, не связанных с параметрами вращения пульсара, эпоха t наблюдаемого события сместится на величину Δt . В результате произойдет изменение фазы наблюдаемого импульса на величину $\Delta\varphi(t)$:

$$\varphi(t + \Delta t) = \varphi(t) + \Delta\varphi(t) = \frac{2\pi}{P}(t + \Delta t).$$

Изменение фазы определяется следующим соотношением:

$$\Delta\varphi(t) = \frac{2\pi}{P} \Delta t. \quad (4.6)$$

Полагая $\Delta t = \Delta PT_i$, найдем соответствующее ему изменение ΔN численной величины N с учетом соотношения (2.7):

$$(PT + \Delta PT)_i = \left(P(N + \Delta N) + 0,5P\dot{P}(N + \Delta N)^2 \right)_i,$$

откуда следует: $\Delta PT_i = P \cdot \Delta N_i$. Или, с учетом соотношения (4.6):

$$\Delta N_i = \frac{\Delta \varphi(t)_i}{2\pi}. \quad (4.7)$$

Таким образом, изменение фазы $\Delta \varphi(t)$ в пределах периода вращения и соответствующее ему изменение ΔN точно соответствует случайному, из-за внешних факторов, смещению наблюдаемого импульса излучения относительно начальной эпохи. Следовательно, калибровкой достигается синфазность наблюдаемого импульса и периодического излучения пульсара при любом значении фазы, независимо от вариаций времени прихода импульсов излучения, и тем самым исключается влияние случайных внешних факторов, которые учитываются линейным приближением (2.6).

На рис. 4.1. показана разность $TB_{obs} - TB_{calc}$ наблюдаемых и вычисленных по параметрам вращения барицентрических интервалов пульсара B0809+74. Среднеквадратическое отклонение разности составляет 19,3 нс в двухлетнем промежутке наблюдений. Эта величина сравнима с отклонением наблюдаемых интервалов

$$\Delta PT_i = \alpha_i \left(P_0^* N + 0,5P_0^* \dot{P} N^2 \right)_i,$$

вычисленных по изменениям коэффициента α_i линейного приближения (2.6), как показано на рис. 2.2б. Разность $TB_{obs} - TB_{calc}$ принимает

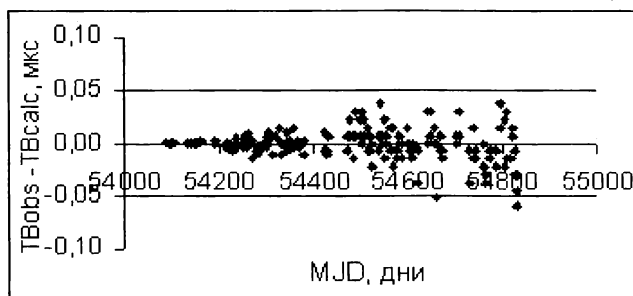


Рис. 4.1. Результат калибровки наблюдаемых интервалов PSR B0809+74

нулевые значения, если $\alpha_i = 0$. В общем случае, при ненулевых значениях α_i , случайные вариации $TB_{obs} - TB_{calc}$ квазистационарны с близким к нулю средним значением и СКО около 20 нс в пределах двухлетнего промежутка. Такая стабильность характерна и для атомных шкал времени. По существу, линейным приближением и калибровкой наблюдаемых интервалов удалось выполнить сформулированные в работе [7] условия, при которых равномерность пульсарного времени, по крайней мере, не уступает атомным шкалам.

Совпадение с предельной точностью, определяемой достижимыми характеристиками современных измерительных средств, численных величин наблюдаемых интервалов и аргумента разложения в степенной ряд по производным периода свидетельствует о том, что наблюдаемые интервалы, выраженные аналитической функцией времени (прямая задача), и представленные в виде разложения в степенной ряд по производным в начальной точке (обратная задача), эквивалентны.

Благодаря точному определению параметров вращения, в наблюдаемых интервалах учтены случайные миллисекундные вариации времени распространения сигнала и прихода импульсов излучения, получены интервалы равномерного пульсарного времени. Фазовой привязкой наблюдаемых событий к периодическому излучению пульсара немоделируемые шумы сведены до уровня, на котором уверенно обнаруживаются

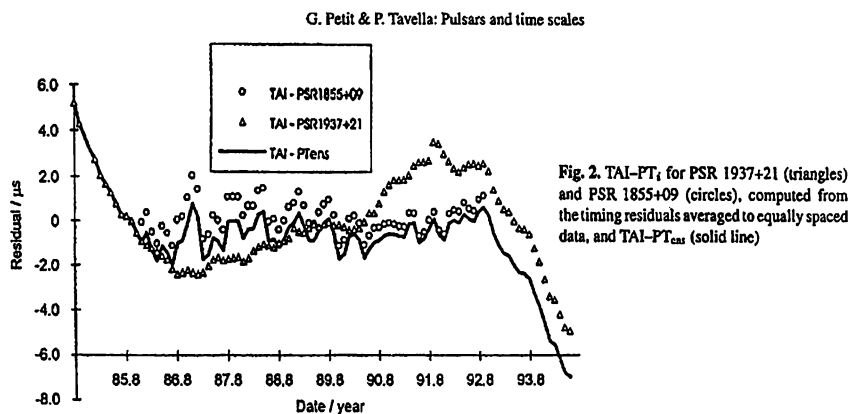


Рис. 4.2. Остаточные уклонения PSR B1937+21 и B1855+09, сопоставление пульсарного времени по ансамблю с атомной шкалой (график из статьи [7])

субмикросекундные отклонения интервалов по второй производной, и наносекундные отклонения, которые могут быть отождествлены с неравномерностью атомной шкалы.

Нарушение равномерности равномерности атомной шкалы, по которой отсчитывались интервалы наблюдаемых событий, приводит к случайным погрешностям в измерении интервалов, которые напрямую переносятся на пульсарное время. Принимая во внимание, что эти погрешности проявляются одинаково на всех наблюдаемых пульсарах, их можно обнаружить и определить методами корреляционного анализа при одновременном наблюдении не менее двух пульсаров. В той же работе [7] предложено определять пульсарную шкалу по расчетному времени прихода и остаточным уклонениям группы (ансамбля) наблюдаемых пульсаров. С этой целью авторами были взяты наблюдательные данные двух миллисекундных пульсаров B1937+21 ($P = 0,00156$ с) и B1855+09 ($P = 0,00536$ с) в пределах общего 4-летнего промежутка¹.

На рис. 4.2 показаны остаточные уклонения этих пульсаров и вычисленная по ним групповая шкала PT_{ens} , определяемая по расчетному времени прихода импульсов PT_i данного пульсара с учетом его относительного веса ω_i :

$$AT - PT_{ens} = \omega_i \cdot (AT - PT_i).$$

В качестве атомного времени AT , на графике показанном как TAI , принято наблюдаемое время прихода импульсов, измеренное атомными часами радиотелескопа. Оно сопоставлено здесь с пульсарным временем PT .

Авторы подчеркивают, что такая групповая пульсарная шкала, по которой оценивается нестабильность атомного времени, имеет принципиальные ограничения, которые связаны во-первых, с тем, что параметры пульсара, от которых зависит пульсарное время, априори либо неизвестны совсем, либо известны недостаточно точно, и, во-вторых, пульсарное время PT не может дать информацию о точности атомного времени, поскольку оно само зависит от AT , которое вносит

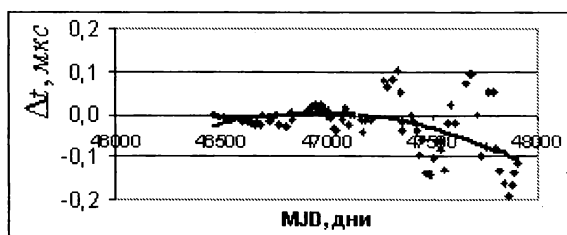
¹ Наблюдательные данные пульсаров B1937+21 и B1855+09 были доступны на ftp-сервере Принстонского университета по ссылке из [5].

свою нестабильность. В этой работе сопоставляемые величины пульсарного и атомного времени оценивались традиционно принятым методом, основанном на остаточных отклонениях. Вариации групповой пульсарной шкалы, как и остаточных отклонений, находятся в диапазоне нескольких микросекунд. Хотя вариации шкалы PT_{ens} , из-за эффекта группы, несколько меньше вариаций остаточных отклонений пульсаров B1937+21 и B1855+09 в отдельности, они всё равно того же порядка, что и у каждого пульсара. А это означает, что шкала PT_{ens} приблизительно на три порядка уступает стабильности пульсарного времени, полученного по наблюдаемым параметрам вращения и не позволяет приблизиться к стабильности атомной шкалы.

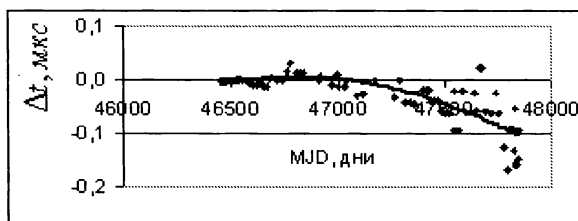
Для сравнения покажем, как по наблюдениям двух пульсаров проявляется групповой эффект, оцениваемый по линейному приближению интервалов пульсарного времени (2.6). Возьмем барицентрические моменты прихода импульсов PSR B1937+21 и B1855+09 в пределах промежутка наблюдений 01.1986–01.1990 гг. на радиотелескопе Арецибо [5], из тех же, что были взяты для формирования групповой пульсарной шкалы в работе [7]. Это сравнение носит исключительно иллюстративный характер, как пример групповой шкалы, основанной на параметрическом синтезе наблюдаемых интервалов пульсарного времени.

На рис.4.3 показаны сглаженные полиномиальной аппроксимацией второго порядка отклонения пульсарного времени, вычисленные по соотношению (2.8) по наблюдениям PSR B1937+21 и PSR B1855+09 в пределах общего четырехлетнего промежутка. Значения периода вращения пересчитаны на начальную эпоху наблюдений с учетом производной $\dot{P}$, взятой из работы [5]. Из приведенных графиков следует, что сглаженные профили отклонений у обоих пульсаров близки по форме, а их разность относительно среднего значения не выходит за пределы 5–10 нс в промежутке наблюдений MJD 46450–47905 (01.1986–01.1990 гг.).

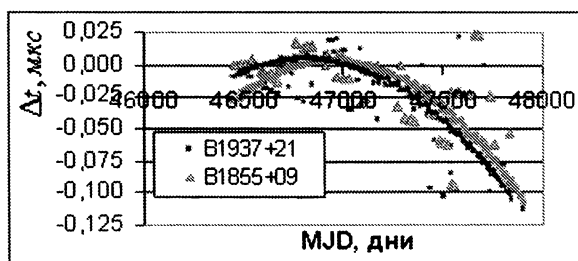
Высокая степень корреляции профилей и достаточно близкие, до нескольких наносекунд, совпадения абсолютных отклонений интервалов PSR B1937+21 и B1855+09 позволяют предположить, что эти отклонения, случайные вариации которых на несколько порядков меньше,



а) PSR B1937+21. $P_0 = 0,00155780645886852$ с, $\dot{P} = 1,051193 \cdot 10^{-19}$



б) PSR B1855+09. $P_0 = 0,00536210045238126$ с, $\dot{P} = 1,78363 \cdot 10^{-20}$



в) общий график PSR B1937+21 и PSR B1855+09

Рис. 4.3. Отклонение наблюдаемых интервалов пульсарного времени PSR B1937+21 (а) и B1855+09 (б) в промежутке MJD 46457–48000 (сплошные линии — полиномиальная аппроксимация второго порядка)

чем по остаточным уклонениям, обусловлены неравномерностью измерительной шкалы времени радиотелескопа, по которой отсчитывалось время прихода импульсов пульсаров. Тренды этих отклонений, внесенных при измерении интервалов, выявляются линейным приближением (2.6) и представляют собой поправки атомной шкалы по наблюдаемым интервалам пульсарного времени.

Таким образом, точность, с которой линейным приближением (2.6) определены параметры вращения пульсаров, достаточна для того, чтобы обнаруживать отклонения наблюдаемых интервалов в диапазоне единиц наносекунд с субнаносекундным разрешением ($<10^{-9}$ с). В результате калибровки среднее квадратическое отклонение наблюдаемых интервалов не превышает 20 нс в пределах двухлетнего промежутка наблюдений, что не уступает равномерности атомных шкал, по которым отсчитывается время прихода наблюдаемых событий излучения пульсаров.

Глава 5

Пульсарное время на вековом масштабе

Пульсарное время, связываемое с параметрами вращения нейтронной звезды, обеспечивает наносекундную точность воспроизведения интервалов наблюдаемых событий излучения. Это вполне сопоставимо с характеристиками современных атомных стандартов. Однако до сих пор нет ясного представления, каковы на самом деле стабильность и точность пульсарного времени, если сравнивать его с общепринятым атомным стандартом. Эта неопределенность происходит из-за различий физической природы хранителей атомного и пульсарного времени, особенностей первичных наблюдаемых сигналов и методов их обработки. В основе построения атомных стандартов, по которым измеряется и пульсарное время, лежит постулат, заключающийся в том, что атомные свойства являются одними и теми же во все времена и во всех местах, находящихся в непосредственной близости с наблюдателем и движущимися вместе с ним по одной и той же траектории. У пульсаров этот постулат выполняется только при определенных условиях, которые неочевидны и не всегда учитываются, что делает практически невозможным непосредственное сравнение пульсарного времени и частоты с атомными стандартами, если, например, принять во внимание постепенное замедление вращения пульсара из-за энергетических потерь. Серьезное расхождение в оценках возможностей пульсарного времени вызывает высокий уровень немоделируемых шумов в барицентрических остаточных отклонениях при измерении времени прихода импульсов излучения. Эти шумы особенно значительны у более медленных, секундных пульсаров, они приблизительно на три порядка больше, чем у миллисекундных пульсаров, которым по этой причине было отдано безоговорочное предпочтение. Но даже и миллисекундные пульсары, несмотря на существенно меньшие, всего порядка микросекунды, шумы, могут приблизиться к точности атом-

ных стандартов, оцениваемых по частотной вариации, только через несколько десятков лет. Правда, атомные стандарты показывают свою предельную точность на существенно более коротких промежутках, в пределах которых пульсарное время, оцениваемое по остаточным уклонениям, еще не достигает ожидаемой стабильности.

Переход от остаточных уклонений к параметрической модели интервалов, выраженных через период вращения и производные, позволил приблизить точность пульсарного времени к атомным стандартам уже на более коротких промежутках, что позволяет обратиться к детальному сравнительному анализу, пользуясь сопоставимыми оценками на любой временной протяженности наблюдений.

Для этого установим связь интервалов пульсарного времени с параметрами вращения на больших промежутках, не ограниченных только несколькими годами наблюдений, но будем учитывать и более ранние данные за всю историю наблюдений пульсаров, которые ведутся уже более 40 лет. Продолжающиеся наблюдения постоянно расширяют достижимую временную область ретроспективного анализа, постепенно приближая её к вековому масштабу.

Задача оценки стабильности и точности измерений времени больших интервалах возникла и была решена в связи с переходом в 1967 г. к атомным стандартам времени и прекращением использования шкалы эфемеридного времени, основанной на измерении тропического года [1]. Серьёзная проблема была связана с тем, что атомные стандарты по своему назначению определяют и воспроизводят единицу длительности СИ — секунду, — как промежуток времени, состоящий из 9 192 631 770 периодов излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия 133. Выражение единицы времени в виде фиксированного числа периодов излучения означает, что точность реализации секунды СИ зависит от стабильности номинальной частоты. Атомные часы по существу являются стандартом частоты, который определяет единицу времени, но не непрерывный счет единиц, необходимый для того, чтобы измерить интервал, прошедший от любой начальной эпохи в прошлом. Флуктуации частоты приводят к нестабильности выражаемых ею шкал времени, поэтому электромагнитное излучение стандарта частоты должно быть как можно ближе к гармоническому, а значение частоты — возможно ближе к номинальному. Поскольку электромагнитные волны

стандарта частоты не идентифицированы и не пронумерованы, для создания эталонных интервалов используется счет и усреднение периодов. Нестабильность частоты измеряется сличением частоты двух осцилляторов, которые генерируют различные, но очень близкие частоты, один из которых берется в качестве опорного, и по нему задают интервал усреднения для определения частоты. Чем продолжительнее промежуток усреднения и больше число усреднений, тем меньше неопределенность сличений. Например, частотная нестабильность международного атомного времени TAI составляет около 10^{-15} за промежуток усреднения 40 дней [1], а чтобы поддерживать стабильность Национальной шкалы времени UTC(SU) в пределах $(2-5) \cdot 10^{-15}$, неопределенность сличений не может быть выше десятых долей наносекунды на десятидневном интервале [15].

Измеренную величину нестабильности частоты, а также связанную с ней нестабильность времени принято оценивать по дисперсии, или вариации, Аллана [1], математическая модель которой дает случайные отклонения частоты гармонического осциллятора при условиях эргодичности процесса излучения, нулевого среднего значения и гауссова распределения плотности вероятности отклонений частоты $\nu(t)$. Гармонический сигнал осциллятора выражается следующей формулой:

$$V(t) = V_0 \sin[2\pi\nu_0 t + \varphi(t)], \quad (5.1)$$

где ν_0 есть постоянная номинальная частота, t — идеальное собственное время, основанное на определении секунды СИ. Фаза $\varphi(t)$ содержит случайные и систематические отклонения гармонического процесса. Мгновенная частота осциллятора определяется следующим выражением:

$$\nu(t) = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt}, \quad (5.2)$$

Отсюда находится относительная отстройка частоты осциллятора:

$$y(t) = \frac{\nu(t)}{\nu_0} - 1. \quad (5.3)$$

Переходя от частотной к временной области, можно найти отклонение собственного времени часов $x(t)$ из-за неидеальности осциллятора в следующем виде:

$$x(t) = \frac{\varphi(t)}{2\pi\nu_0}. \quad (5.4)$$

Величина $x(t)$ представляет собой временную нестабильность часов по сравнению с опорной шкалой времени, по которой производится сличение испытуемого осциллятора. Величины $x(t)$ и $y(t)$ связаны соотношением:

$$y(t) = \frac{dx(t)}{dt}, \quad (5.5)$$

из которого следует, что относительная отстройка частоты осциллятора определяется производной отклонения собственного времени осциллятора.

Для определения дисперсии Аллана $\sigma_y(\tau)$ обычно производят серию последовательных измерений величин ν^{τ} с дискретными временами t_k , такими, что $t_{k+1} - t_k = \tau$, с тем, чтобы получить временную серию значений относительной расстройки частоты, усредненной на интервале τ . Так как величина y_k^{τ} определена между временами t_k и t_{k+1} , то в соответствии с уравнением (5.5) выполняется следующее соотношение между измеренными значениями отклонений частоты y_k^{τ} и нестабильностью времени x_k :

$$\bar{y}_k^{\tau} = \frac{1}{\tau} [x_{k+1} - x_k]. \quad (5.6)$$

Выбирая продолжительность и число усредняемых измерений, оцениваем нестабильность квантовых мер времени и частоты на любом выбранном интервале сличений:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{2\tau^2} \left\langle (x_{k+2} - 2x_{k+1} + x_k)^2 \right\rangle. \quad (5.7)$$

Дисперсия Аллана, по аналогии с атомными стандартами, используется и для оценки стабильности пульсарного времени по наблюдаемым вариациям остаточных уклонений [7, 16], как это показано, например, на рис. 5.1. Здесь приведена дисперсия Аллана для различных

атомных стандартов частоты, а также для миллисекундного пульсара В1937+21 и секундных пульсаров В0834+06 и В1919+21. Этот рисунок взят авторами [16] из работы [18], а данные по секундным пульсарам были получены ими в собственных наблюдениях. Видно, что на коротких интервалах времени стабильность атомных часов на несколько порядков выше, чем у пульсаров. По мере увеличения интервала стабильность атомных часов после достижения наилучшего показателя порядка $10^{-14} - 10^{-15}$, начинает снижаться, тогда как уже на интервале в год стабильность миллисекундного пульсара становится сравнимой со стабильностью атомных стандартов.

На диаграммах рисунка 5.1 наглядно проявляются отличия пульсарного времени на больших промежутках наблюдений и ограничения, связанные с его оценками по остаточным уклонениям. Прежде всего, это выраженная зависимость стабильности от номинальной величины

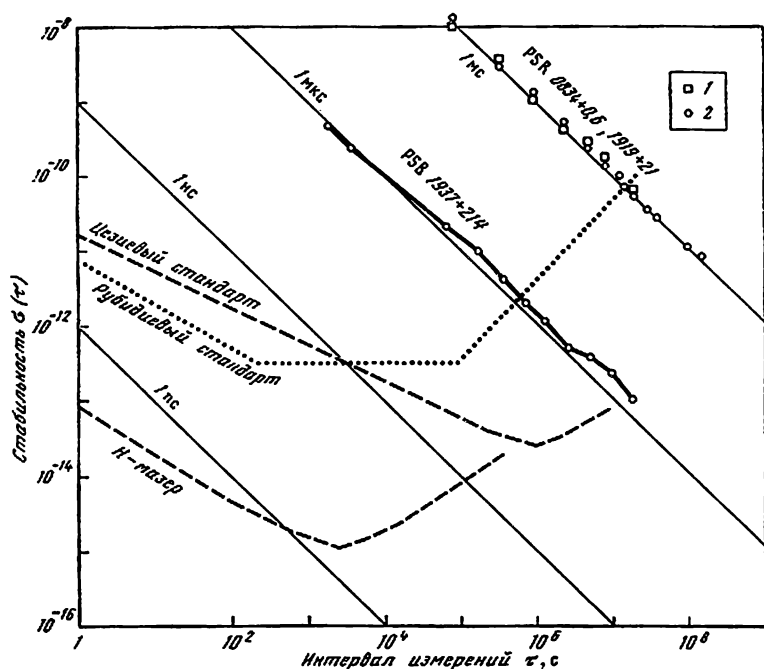


Рис. 5.1. Дисперсия Аллана для различных атомных стандартов и пульсаров от интервала времени τ . Обозначения на рисунке: 1 — PSR 0834+06; 2 — PSR 1919+21

периода вращения. Минимально достижимые погрешности пульсарного времени в абсолютном исчислении находятся в микросекундном диапазоне у миллисекундного пульсара B1937+21 и в миллисекундном диапазоне у секундных пульсаров B0834+06 и B1919+21. Разница в три порядка приводит к тому, что по принятым оценкам секундные пульсары могут приблизиться к стабильности атомных стандартов в лучшем случае лишь через несколько десятков лет. И то только по усредненной относительной величине, тогда как абсолютные вариации пульсарного времени, сопоставляемого с атомным, все равно остаются в том же диапазоне величин во всем промежутке наблюдений, как у секундных, так и у миллисекундных пульсаров. Уровень случайных вариаций пульсарного времени несопоставимо, на 3–6 порядков расходится с требованиями наносекундной точности сличений атомных стандартов времени. Абсолютные вариации измеряемых интервалов излучения пульсаров ограничивают начальную стабильность пульсарного времени по дисперсии Аллана на уровне порядка 10^{-8} в промежутке измерений порядка 10^5 с для секундных пульсаров и соответственно порядка 10^{-9} в промежутке порядка 10^3 с для миллисекундных пульсаров.

Следует отметить, что пульсарное время имеет существенные отличия от атомного, как по физической сути, так и по способу воспроизведения. Прежде всего, исключена возможность частотных сличений в реальном масштабе времени с какими бы то ни было физическими осцилляторами. В распоряжении имеются только временные ряды выборочно наблюдаемых событий излучения, полученные постнаблюдательной подгонкой данных хронометрирования в режиме офф-лайн. Ряды хронометрирования пульсаров содержат в среднем не более одного зарегистрированного события за сутки или еще реже. Следует также принимать во внимание непостоянство периода вращения пульсара вследствие потерь энергии вращения нейтронной звезды на излучение и учитывать зависимость изменения периода во времени.

Однако, несмотря на существенные различия физической природы, мы уже располагаем определенными признаками устойчивости пульсарного времени, которых нет у атомных стандартов. Так, обнаружена согласованность периода и производных, которые определяют замедление вращения пульсара. Производные периода, известные на некоторую начальную эпоху наблюдений, определяют период на теку-

щую эпоху в соответствии с соотношением (4.1). Далее, поскольку интервалы пульсарного времени функционально определены параметрами вращения, которые известны не только на начальную, но и на текущую эпоху, то нет необходимости в их сличениях с какими бы то ни было внешними осцилляторами, так как в самих интервалах содержатся отклонения, вызванные случайными вариациями наблюдаемого периода, не относящимися к параметрам вращения. Эти вариации периода (частоты) в общем виде находятся по соотношению (5.6), а применительно к пульсарам, с учетом производных периода, определяются линейным приближением (2.6) наблюдаемых интервалов через коэффициент α_i . Это очень существенное отличие пульсарного времени от атомных осцилляторов. Учитывая, что в соответствии с (5.4) и (5.5) вариации периода (частоты) представляют собой производную интервалов (фазы) наблюдаемого гармонического процесса излучения, и что они всегда определены линейным приближением интервалов на всем промежутке наблюдений, то, следовательно, не прибегая к сличениям периода (частоты), мы имеем на любую эпоху наблюдений как отклонение периода — дифференциальную величину (5.5), так и отклонение интервалов (5.4), получаемую интегрированием текущих отклонений наблюдаемого периода в соответствии с (2.9) в пределах промежутка.

Поскольку частотная нестабильность $y(t)$ (5.5) атомных стандартов априори неизвестна, её можно определить только по сличениям с более стабильным гармоническим осциллятором, который выбран в качестве опорного. Принимая во внимание, что нестабильность времени $x(t)$ (5.4) атомного стандарта находится интегрированием отстройки $y(t)$ в непрерывном режиме сравнения частоты, то в промежутках между сличениями частоты неконтролируемое расхождение фазы осциллятора, если он используется в качестве часов, приведет к погрешности отсчета времени, чем и объясняется увеличение дисперсии Аллана на больших интервалах, как показано на рис. 5.1. Для пульсарных часов, в которых период и интервалы взаимосвязаны функционально и определены численно на любую эпоху наблюдений, такие погрешности исключены в принципе. В отличие от атомных стандартов, пульсарное время определяется в аналитическом виде параметрами вращения нейтронной звезды, стабильными по физической природе.

Далее установим соотношение интервалов пульсарного времени и параметров вращения на больших промежутках наблюдений, используя

в том числе содержащиеся в каталогах ретроспективные данные по наблюдениям, восходящим еще к первым годам после открытия пульсаров. Для этого численная величина периода вращения, которая указана в каталоге вместе с производной на некоторую фиксированную эпоху прошлого, пересчитывается с учетом производной к начальной эпохе текущих наблюдений. Полученные значения сопоставляются. Выбирая достаточно большие промежутки между эпохами, можно определить связь пульсарного времени и параметров вращения на любом масштабе, вплоть до всей исторической продолжительности наблюдений.

Исходно взятое из каталога значение периода P_K преобразуем к эпохе начального события текущих наблюдений. Его величину P на эту эпоху находим из соотношения

$$P = P_K + \dot{P}(MJD_0 - MJD_K) \cdot 86400 \text{ с}, \quad (5.8)$$

где MJD_0 — эпоха начального события в текущих наблюдениях, выраженная в долях суток (дробная часть) на дату наблюдения (целая часть), MJD_K — эпоха, на которую определен период P_K в каталоге по предшествующим наблюдениям в прошлом.

Преобразование периода вращения пульсара В0809+74 в соответствии с формулой (5.8), принимая во внимание $P_K = 1,29224132384$, $\dot{P} = 1,676 \cdot 10^{-16} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$ на эпоху 40688.97 [17] и начальную эпоху наблюдений этого пульсара на радиотелескопе БСА $MJD_0 = 54080,0137$, приводит к следующему результату:

$$P = 1,29224132384 + 1,676 \cdot 10^{-16} (54080,0137 - 40688,97) \cdot 86400 = 1,29224151775088 \text{ с}. \quad (5.9)$$

Сравнивая преобразованное значение периода вращения пульсара В0809+74 из эпохи почти 40-летней давности 40688.97 (12.04.1970 г.) с полученным линейным приближением (2.6) значением наблюдаемого периода на указанную начальную эпоху 54080,0137, отмечаем совпадение этих величин. Отсюда следует, что значения периода вращения в каталоге и по наблюдениям эквивалентны, их различия определяются только разностью эпох $MJD_0 - MJD_K$ с учётом производной $\dot{P}$.

Распространяя соотношение (5.8) на любые промежутки наблюдений, можно выразить зависимость наблюдаемого периода в общем виде, связав его значения, содержащиеся в каталоге, и найденные линейным приближением на произвольно выбранные эпохи в пределах любого промежутка наблюдений следующим образом:

$$P_i^* = P_K + \dot{P}(MJD_i - MJD_K) \cdot 86400 \text{ с}, \quad (5.10)$$

Отсюда нетрудно найти изменение наблюдаемого периода между эпохами соседних наблюдаемых событий:

$$\Delta P_i^* = \dot{P}(MJD_{i+1} - MJD_i) \cdot 86400 \text{ с}. \quad (5.11)$$

В выражении (5.9) период вращения P определен до 14-го десятичного знака, тогда как в каталоге его значение содержит только 11 десятичных знаков. Также и эпохи, к которым отнесены значения периода, различаются по точности на два десятичных знака. Более высокая точность наблюдаемых параметров, которые определены по линейному приближению (2.6), соответствует наносекундной точности определяемых по ним интервалов. Указанные в каталоге параметры ориентированы на оценки пульсарного времени по остаточным отклонениям, с погрешностями на несколько порядков большими, и для таких оценок приведенная в каталогах точность вполне приемлема. Более высокая точность наблюдаемого периода, полученного по линейному приближению интервалов, требует соответственно и более точного указания эпохи наблюдения. Содержащиеся в каталоге ретроспективные значения периода на фиксированную эпоху прошлого распространяются и на текущую эпоху наблюдений, не нарушая согласованности на вековом масштабе с учетом указанного значения производной. Субнаносекундная дискретность численных значений интервалов достигается добавлением учитываемых знаков в форматах записи периода и соответствующей эпохи текущих наблюдений.

Таким образом, независимо от эпохи, выбранной для продолжения наблюдений после паузы продолжительностью даже в несколько десятков лет, мы будем получать последовательность интервалов с точно предсказанной фазой наблюдаемых событий, которая определена по установленным в прошлом параметрам вращения, численные значения которых согласованы также и с эпохой текущих наблюдений.

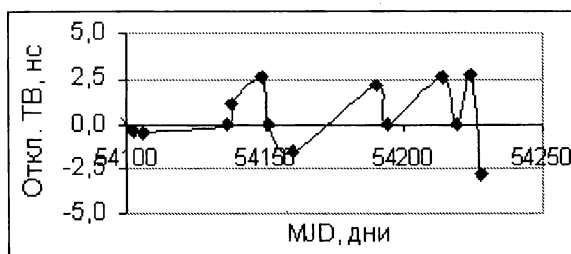


Рис. 5.2. Вариации наблюдаемых интервалов излучения PSR B0809+74

Важно отметить, что точность интервалов пульсарного времени, определяемых наблюдаемыми параметрами вращения, не зависит от продолжительности наблюдений. На рисунке 5.2 показаны случайные вариации барицентрических интервалов пульсара B0809+74, выявляемые линейным приближением, которые получены по соотношению (2.8) в промежутке всего около 120 дней, взятых из двухлетнего цикла наблюдений этого пульсара, показанных на рис. 2.26. Видно, что уже после первых нескольких дней наблюдений погрешности интервалов близки к стационарному виду и не выходят за пределы 2–2,5 нс (СКО = 1,57 нс). Разрешаемая дискретность измеренных отклонений интервалов не превышает нескольких десятых долей наносекунды. В дальнейшем, по мере увеличения продолжительности наблюдений, погрешности несколько возрастают, но это не оказывает значимого влияния на оценки стабильности пульсарного времени по дисперсии Аллана на любой продолжительности в пределах нескольких десятков лет.

На рисунке 5.3 в тех же координатах, что и на рисунке 5.1, показано местоположение относительных отклонений интервалов пульсарного времени по мере нарастания интервалов измерений. На диаграмме оно совпадает и является продолжением прямой линии «1 нс», на которую попадают определяемые параметрами вращения интервалы пульсарного времени. Здесь же помещен график $TB_{obs} - TB_{calc}$, который показывает абсолютные отклонения наблюдаемых интервалов от рассчитанных по параметрам вращения и представляет собой немоделируемый шум барицентрического пульсарного времени после калибровочных преобразований. Квазистационарные вариации интервалов с среднеквадратическим значением около 20 нс и нулевым средним

определяют их совпадение с линией «1 нс» на диаграмме с наносекундной точностью в пределах двухлетнего промежутка ($6,3 \cdot 10^7$ с).

Независимо от номинального значения периода, стабильность как секундных, так и миллисекундных пульсаров характеризуется немоделируемыми вариациями наблюдаемых интервалов пульсарного времени, отнесенными к продолжительности наблюдений. Как следует из рисунка 5.2, уже в промежутке измерений порядка 10^4 – 10^5 секунд относительная нестабильность пульсарного времени находится в пределах 10^{-13} – 10^{-14} .

Линия стабильности «1 нс» для пульсаров задана параметрами вращения, которые известны на любую эпоху наблюдений и определяют интервалы пульсарного времени с наносекундной точностью и субнаносекундным разрешением в пределах любого промежутка. Следовательно, на 40-летнем промежутке 1970–2010 гг. ($1,26 \cdot 10^9$ с), считая

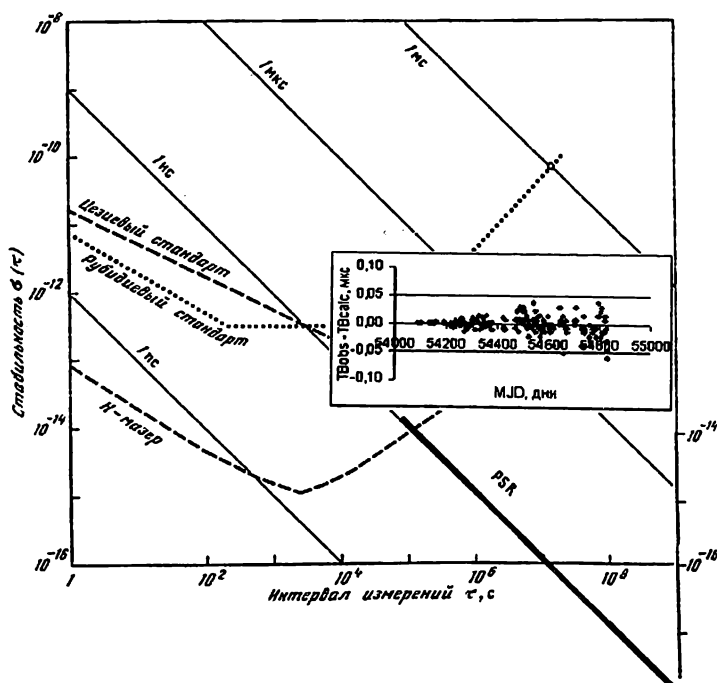


Рис. 5.3. Дисперсия Аллана для параметрической аппроксимации интервалов пульсарного времени

от начала регулярных наблюдений после открытия пульсаров, относительная нестабильность пульсарного времени составляет $10^{-18} - 10^{-19}$.

Таким образом, формат дисперсии Аллана позволяет сопоставить стабильность атомных осцилляторов и пульсарного времени в одинаковых условиях. Благодаря ротационной устойчивости нейтронных звёзд, пульсарное время, определяемое параметрами вращения пульсара, на несколько порядков превосходит стабильность атомных осцилляторов и не зависит ни от номинального значения периода вращения пульсара, ни от продолжительности наблюдений в промежутках от нескольких дней до нескольких десятков лет.

Глава 6

Сравнение и синхронизация атомных шкал по пульсарному времени

Стабильность частоты играет ключевую роль в поддержании точности атомных шкал времени. Вариации частоты, оцениваемые по дисперсии Аллана $\sigma^2(\tau)$, выражают вероятное изменение средней частоты в относительных единицах в двух последовательных интервалах времени продолжительностью τ при измерениях без промежутков. В отличие от пульсарного времени, интервалы которого с наносекундной точностью выражены через наблюдаемый период вращения, а тот в свою очередь известен на любую эпоху с учетом монотонного замедления вращения, атомное время, напротив, не может быть с подобной точностью определено аналитической моделью, его вариации определяются случайными флуктуациями частоты. Для формирования шкалы Международного атомного времени TAI используется промежуточная шкала времени, так называемая свободная (неуправляемая) атомная шкала EAL. Она формируется на ансамбле большого числа, до нескольких сотен осцилляторов для реализации стабильной средней частоты, соответствующей секунде СИ, по которой в процессе интегрирования формируется Международная шкала атомного времени TAI [6].

Международное атомное время поддерживается Международным бюро мер и весов (BIPM) и является основой национальных эталонов координированного всемирного времени (Coordinated Universal Time, UTC), обозначаемых на национальном уровне UTC(i), в том числе для России — UTC(SU). Национальные лаборатории (службы времени и частоты, ГСВЧ в России) поддерживают соответствие своих эталонов UTC(i) и UTC с точностью не хуже нескольких наносекунд. Некоторые из национальных служб поддерживают независимо свои локальные атомные шкалы, обозначаемые TA(k), основанные на ансамбле собственных часов, находящихся в нескольких лабораториях. Эти

шкалы должны как можно ближе соответствовать по стабильности и точности секунде СИ. Для лабораторий и служб, оборудованных спутниковыми системами сличений с приемниками GPS, неопределенность UTC – UTC(i) и TAI – TA(k) по публикациям BIPM находится в пределах (20–50) нс.

Государственным первичным эталоном России генерируются и хранятся во ВНИИФТРИ две шкалы времени: равномерная атомная шкала времени TA(SU) и шкала координированного всемирного времени UTC(SU), которая является Национальной шкалой времени России. Шкалы времени TA(SU) и UTC(SU) представляют собой значения математических поправок к физической шкале непрерывно работающих квантовых часов на любой момент времени. На графиках рис. 6.1

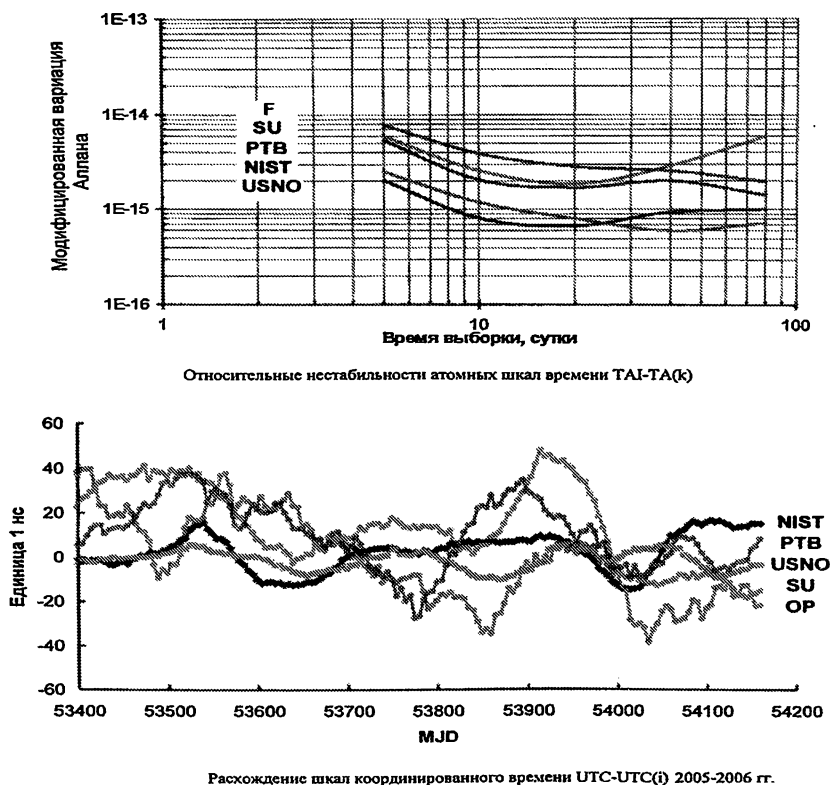


Рис. 6.1. Относительная нестабильность атомных шкал времени и расхождение шкал координированного времени [15]

приведены взятые из опубликованных в трудах ВНИИФТРИ [15] данные анализа внутренних исследований и внешних сличений относительной нестабильности атомных шкал времени TAI – TA(k) и расхождение шкал координированного времени UTC(SU) по сравнению со шкалами времени ведущих национальных эталонов времени и частоты: PTB (Германия), NIST и USNO (США). Относительная нестабильность атомных шкал на интервалах от нескольких суток до нескольких месяцев достигает $(2-5) \cdot 10^{-15}$, а случайные вариации шкал координированного времени находятся в пределах (40–50) нс. Выделить из них заведомо более стабильные по вариациям координированного времени довольно сложно.

В работе [6] авторы обсуждают, какие атомные шкалы лучше всего подходят для точного анализа результатов пульсарных наблюдений, и отдают предпочтение шкалам TA(PTB) или TT(BIPM). Также авторы обращают внимание пользователей на существующую нестабильность атомных шкал, которая обнаруживается в продолжительных, в течение нескольких лет, наблюдениях пульсаров и проявляется в виде значительных, в несколько микросекунд, отклонений от идеально равномерного состояния. Так, фитинг физических параметров пульсара B1937 + 21 по минимуму барицентрических остаточных уклонений, по 8-летним наблюдениям пульсара показал линейный тренд дисперсии Аллана. Авторы связали этот тренд с проявлением нестабильности атомной шкалы в измеряемых по ней моментах прихода импульсов пульсара. После удаления линейного тренда случайные вариации моментов, отождествляемые с расхождением шкал PTB и BIPM, не выходили за пределы одной микросекунды в 8-летнем промежутке наблюдений.

В приводимых авторами оценках стабильности атомных шкал в сопоставлении с измеренным по ним пульсарным временем, выраженным в виде остаточных уклонений после подгонки параметров, расхождение вариаций Аллана возрастает в обе стороны от точки их пересечения, соответствующей интервалу усреднения $10^2 < \tau < 10^3$ дней. Относительные расхождения могут быть в сотни раз. Нестабильность пульсарного времени по остаточным уклонениям для больших значений τ много меньше, чем нестабильность атомной шкалы. Например, при $\tau = 10^3$ дней для пульсарной шкалы она составляет $2 \cdot 10^{-15}$, тогда

как для атомной шкалы — около $1 \cdot 10^{-14}$. Такого же порядка, только при большей нестабильности шкалы пульсарного, чем атомного времени, наблюдаются отклонения при уменьшении интервала интегрирования τ до 10^2 дней и далее. Все это хорошо видно и на диаграмме, приведенной на рис. 5.1. Значения дисперсии Аллана атомных стандартов и пульсаров совпадают только в точке пересечения, а их линии в обе стороны расходятся, что отражает особенности их физической природы и принципиальное различие стабильности периодических процессов в их основе.

Отсюда следует, что дисперсия Аллана, представляющая собой усредненную статистическую оценку расхождения шкал по случайной выборке, не подходит для сопоставления атомных шкал и интервалов пульсарного времени, определяемого в абсолютном исчислении интервалов по наблюдаемым параметрам вращения. Дело здесь в том, что, во-первых, случайные вариации барицентрических остаточных уклонений, по которым находится дисперсия Аллана, на несколько порядков, особенно у секундных пульсаров, превышают нестабильность атомных шкал (рис. 6.1), и, что особенно существенно, эти вариации остаточных уклонений не выражают реальную стабильность пульсарного времени, сопоставляемого с атомными шкалами. Во-вторых, по дисперсии Аллана оценивается некоторое усредненное на интервале τ значение измеряемой величины, которое не может быть привязано к интервалу (фазе) наблюдаемого импульса, определяемого параметрами вращения пульсара и отсчитываемого по шкале атомного времени.

Прямое сравнение атомных шкал и пульсарного времени основано на параметрическом выражении численных величин интервалов пульсарного времени и достигается измерением отклонений наблюдаемого периода и интервалов, вносимых нестабильностью шкалы атомного времени, по которой отсчитываются наблюдаемые интервалы. Интервалы пульсарного времени PT_i , отсчитываемые от взятого начального наблюдаемого события, определяются параметрами вращения — наблюдаемым периодом P_0^* на начальную эпоху и производной $\dot{P}$. С учетом соотношений (2.7) и (2.8) имеем:

$$PT_i = (1 + \alpha_i) \left(P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2 \right)_i. \quad (6.1)$$

Наблюдаемый период в промежутке от начального до i -го события определяется соотношением:

$$P_i = (1 + \alpha_i) P_0^*, \quad (6.2)$$

а его отклонение в одном промежутке (i) относительно другого промежутка (j), оба из которых отсчитываются от события на начальную эпоху, выражаются соотношением:

$$\Delta P_{j:i} = P_0^* (\alpha_i - \alpha_j). \quad (6.3)$$

В выражении (6.1) величина $\alpha_i (P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2)_i$ представляет собой вариации наблюдаемых интервалов $\Delta P T_i$, которые не связаны с параметрами вращения пульсара. Эти вариации можно выразить через среднее значение периода $\bar{P}_i$ в i -м интервале, которое при постоянном значении производной $\dot{P}$ соответствует середине интервала:

$$\bar{P}_i = P_0^* + 0,5 \dot{P} \cdot P T_i. \quad (6.4)$$

С учетом (6.4) вариации наблюдаемых интервалов определяются следующим образом:

$$\Delta P T_i = \alpha_i \bar{P}_i N_i (1 + 0,5 \dot{P} N_i).$$

Учитывая, что $0,5 \dot{P} N_i \ll 1$, находим:

$$\Delta P T_i = \alpha_i \bar{P}_i N_i. \quad (6.5)$$

Выполнив аналогичное преобразование применительно к j -му интервалу, имеем $\Delta P T_j = \alpha_j \bar{P}_j N_j$. Отклонение интервалов пульсарного времени между верхними границами j -го и i -го промежутков записывается в виде:

$$\Delta P T_{j:i} = \Delta P T_i - \Delta P T_j = \alpha_i \bar{P}_i N_i - \alpha_j \bar{P}_j N_j, \quad (6.6)$$

где N_i, N_j — число всех событий излучения в промежутках i, j , соответственно ($i > j$).

При фиксированных параметрах P_0^* , $\dot{P}$ в вариациях наблюдаемого периода, выраженных численными значениями коэффициента α_i , содержатся отклонения единичного интервала секунды СИ атомной шкалы, по которой отсчитываются наблюдаемые интервалы. Тогда по отклонениям интервалов, вычисленных по изменениям α_i наблюдаемого периода, определяется расхождение пульсарного и атомного времени, вызванное вариациями масштаба единицы времени, то есть нестабильностью атомной шкалы времени.

Предположим, в качестве примера, что масштаб единицы атомной шкалы изменяется по линейному закону от времени. Будем моделировать отклонения интервалов, которые определяются линейным изменением периода в промежутке PT_i и относятся к его среднему значению $\bar{P}_i$ в этом промежутке. Моделируемое отклонение периода ΔP_i определяется выражением:

$$\Delta P_i = \delta \cdot PT_i \cdot \bar{P}_i, \quad (6.7)$$

где δ — коэффициент, задающий производную отклонения масштаба единицы времени при моделировании. Соответственно отклонение модифицированных интервалов пульсарного времени с учетом (6.1) и (6.7) выражается:

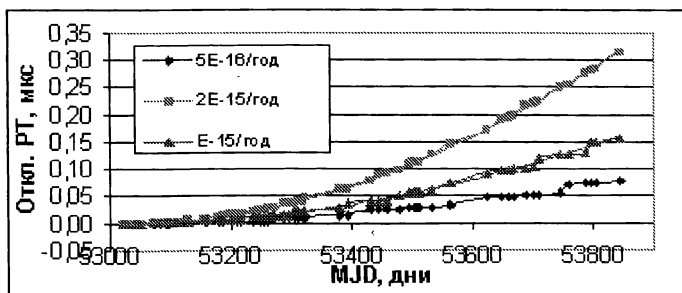
$$\Delta PT_{\text{mod}i} = \Delta P_i N_i = \delta \left(P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2 \right)_i \bar{P}_i N_i. \quad (6.8)$$

В выражении (6.8) не учитываются случайные вариации наблюдаемого периода α_i , которые по своему характеру квазистационарны и не оказывают значимого влияния на результаты моделирования.

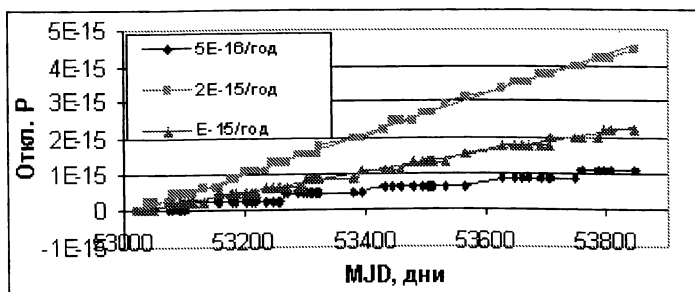
Моделирование отклонений барицентрических интервалов проводилось по наблюдениям миллисекундного пульсара J1640+2224 на радиотелескопе РТ-64 в Калязине [20]. Интервалы в промежутке несколько более двух лет, между MJD53019 (15.01.2004) и MJD53846 (21.04.2006) измерялись в шкале GPS, которая была сформирована по водородному стандарту радиотелескопа путем регулярных сличений с шкалой GPS и внесением по ним поправок в измерительную шкалу радиотелескопа. Линейным приближением интервалов, отсчитывае-

мых от наблюдаемого начального события, в соответствии с (2.6) были определены наблюдаемые параметры вращения пульсара: период $P_0^* = 0,003163315818231990$ с на начальную эпоху и его производная $\dot{P} = 2,8276 \cdot 10^{-21}$ с·с⁻¹ в пределах всего промежутка. Были также получены значения коэффициента α_i , величина которого в соответствии с (6.2) определяет вариации наблюдаемого периода в промежутке наблюдений.

Для моделирования были взяты три значения коэффициента δ , задающие величину производной наблюдаемого периода вращения: $5 \cdot 10^{-16}$ /год, 10^{-15} /год и $2 \cdot 10^{-15}$ /год. По этим значениям δ в соответствии с (6.8) были получены модифицирующие поправки интервалов пульсарного времени, а затем с помощью линейного приближения модифицированных интервалов определены значения наблюдаемого периода.



а) отклонения модифицированных интервалов пульсарного времени



б) отклонения периода вращения пульсара

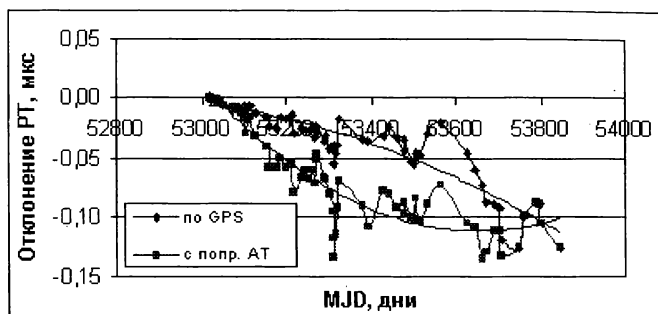
Рис. 6.2. Результаты моделирования масштаба единицы времени

Используя соотношение (6.7), было определено численное соответствие моделируемых отклонений интервалов пульсарного времени и отклонений периода вращения пульсара. По результатам сопоставления была получена оценка чувствительности параметрической модели пульсарного времени к вариациям масштаба единицы времени и определена величина порога разрешения вариаций наблюдаемого периода по линейному приближению модифицированных интервалов.

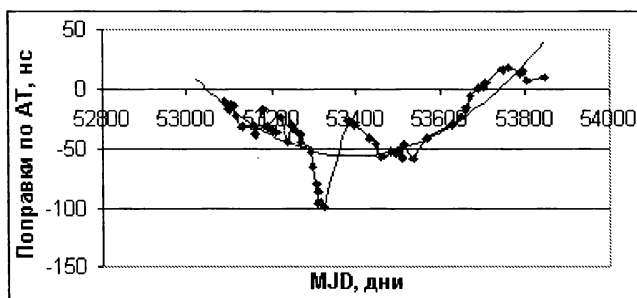
На рисунке 6.2 приведены результаты моделирования масштаба единицы времени для трех указанных значений коэффициента δ . На графиках показаны отклонения модифицированных интервалов пульсарного времени (рис. 6.2а) и отклонения наблюдаемого периода (рис. 6.2б) по отношению к исходным значениям интервалов. Результаты моделирования подтверждают согласованность численных величин отклонений модифицированных интервалов и полученных по ним методом линейных приближений отклонений периода вращения для всех значений коэффициента δ . Внесенные в соответствии с (6.8) отклонения интервалов пульсарного времени обнаруживаются линейным приближением этих интервалов в виде отклонений наблюдаемого периода, которые численно совпадают с расчетным соотношением (6.7).

Разрешаемая величина отклонения периода вращения пульсара составляет $2,22 \cdot 10^{-16}$ для $\delta = 5 \cdot 10^{-16}/\text{год}$ (рис. 6.2б). Это означает, что по параметрической модели интервалов пульсарного времени обнаруживаются такие изменения масштаба единицы времени, которые намного меньше по величине, чем характерные вариации атомных стандартов. Отклонения наблюдаемого периода вращения пульсара, отождествляемые с изменениями масштаба единицы, различаются в отклонениях интервалов с дискретностью в наносекундном диапазоне (рис. 6.2а), что также согласуется с соотношениями (6.7) и (6.8).

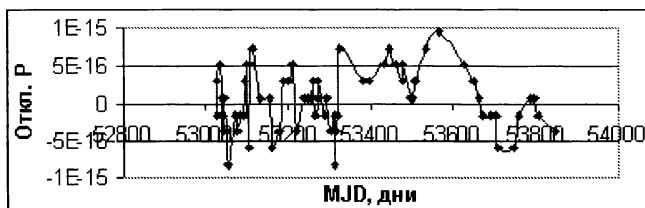
На основе выполненного моделирования зависимости наблюдаемого периода и интервалов от вариаций масштаба единицы времени было проведено сравнение двух атомных шкал по пульсарному времени. Основная шкала GPS, по которой отсчитывались наблюдаемые интервалы PSR J1640+2224, сравнивалась с шкалой независимого цезиевого эталона 32 ГНИИИ МО РФ, являющегося резервным эталоном



а) отклонения интервалов пульсарного времени



б) поправки шкалы GPS по независимому цезиевому эталону



в) вариации наблюдаемого периода PSR J1640+2224

Рис. 6.3. Отклонения интервалов пульсарного времени и наблюдаемого периода PSR J1640+2224

координированного времени UTC(SU), воспроизводимого Государственным эталоном времени и частоты ВНИИФТРИ¹.

Методика сравнения шкал состояла в следующем. Исходная шкала была сформирована линейным приближением наблюдаемых интервалов пульсарного времени PSR J1640+2224, измеренных по шкале GPS и представленных в виде (6.1). По коэффициенту α_i определялись отклонения наблюдаемого периода, а затем по ним находились отклонения интервалов пульсарного времени, отсчитываемые от начального события в соответствии с (6.5). Далее, используя известные поправки шкалы GPS по независимому квантовому стандарту на совпадающие эпохи, модифицировались интервалы пульсарного времени на величину этих поправок, и по ним с помощью линейного приближения (2.6) находились вариации наблюдаемого периода, по которым вычислялись вносимые поправками отклонения интервалов пульсарного времени. Сопоставлением отклонений интервалов пульсарного времени, измеренных первоначально по шкале GPS, а затем с учетом поправок по шкале АТ независимого цезиевого эталона, проводилось сравнение шкал атомного и пульсарного времени.

На рисунке 6.3а показаны рассчитанные в соответствии с (6.5) отклонения интервалов пульсарного времени PSR J1640+2224 в пределах нарастающих промежутков наблюдений, отсчитываемых от выбранного начального события (MJD53019, что соответствует $j = 0$). На верхнем графике приведены отклонения, соответствующие исходным данным, полученным по шкале GPS, а на нижнем — после внесения поправок атомной шкалы GPS по независимому цезиевому эталону. Абсолютные значения поправок показаны на рисунке 6.3б. Поправки были привязаны к эпохе наблюдений пульсара с округлением до 1 часа на дату наблюдений в пределах того же промежутка между MJD53019 (15.01.2004 г.) и MJD53846 (21.04.2006 г.), что и при моделировании.

На рисунке 6.3в показаны вариации наблюдаемого периода, полученные линейным приближением интервалов, которые были измерены по шкале GPS. Вариации, имеющие случайный характер, квазистацио-

¹ Идея технического решения сличений шкал GPS и независимого цезиевого репера по шкале пульсарного времени принадлежит д.т.н. О. В. Денисенко. Д.т.н. С. И. Донченко инициировал практическое выполнение этих работ на базе эталонного комплекса времени и частоты 32 ГНИИ МО РФ.

нарны, с приблизительно нулевым средним значением, а их относительная величина не выходит за пределы диапазона $\pm 10^{-15}$. Полученные линейным приближением значения α_i показывают, что стабильность PSR J1640+22 не уступает квантовым стандартам и сохраняется в пределах всего двухлетнего промежутка наблюдений. При случайном характере вариаций разрешаются дискретные разности наблюдаемого периода величиной около 10^{-17} . Рассчитанные в соответствии с (6.5) отклонения интервалов пульсарного времени составляют около 150 нс в пределах выбранного промежутка. Благодаря высокому разрешению вариаций наблюдаемого периода, численные значения отклонений интервалов рассчитываются с субнаносекундной точностью в пределах всего рассматриваемого промежутка. На графиках рис. 6.3а видно, что, во-первых, случайные вариации интервалов имеют выраженное сходство с вариациями периода (рис. 6.3в) и, во-вторых, в отклонениях интервалов, измеренных по шкале с учетом поправок АТ, отчетливо проявляется сглаженный профиль поправок (рис. 6.3б), который выражен в виде аппроксимирующего полинома 2-го порядка.

Сравнивая графики на рис. 6.3а,б, можно отметить, что в полученных линейным приближением отклонениях интервалов пульсарного времени явно выражены вносимые поправки шкалы GPS. По аппроксимирующему полиному 2-го порядка видно, что монотонно нарастающее по абсолютной величине отклонение вследствие внесения поправок трансформируется в более сложный профиль, вначале с выраженным спадом, а потом его замедлением и даже изменением знака. В вариациях интервалов на обоих графиках рис. 6.3а содержатся как похожие компоненты, обусловленные случайными вариациями периода (рис. 6.3в), так и отчетливо проявляемое в отклонениях интервалов влияние атомной шкалы, которое нас интересует прежде всего.

От предварительной, в основном качественной оценки, полученной непосредственным сравнением отклонений наблюдаемого периода и интервалов, перейдем к численным оценкам сопоставления атомных шкал по пульсарному времени. С этой целью по линейному приближению найдем численное соответствие отклонений интервалов пульсарного времени и внесенных поправок шкалы GPS. По аналогии с (6.1), можно записать уравнения линейного приближения интервалов пульсарного времени, измеренных с помощью разных шкал:

$$PT_i(P_0^*, \dot{P}, \alpha_i) = (1 + \alpha_i)(P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2)_i, \quad (6.9)$$

$$PT_i(P_0^*, \dot{P}, \beta_i) = (1 + \beta_i)(P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2)_i. \quad (6.10)$$

Уравнение (6.9) относится к измерению интервалов по шкале GPS, как и (6.1), а в уравнении (6.10) учитываются поправки шкалы GPS по отношению к независимому цезиевому эталону. Уравнения имеют одинаковый вид, а определяемые ими интервалы при одинаковых параметрах вращения отличаются только численными значениями коэффициентов линейного приближения α_i и β_i , соответственно.

Примем следующую методику оценки точности сравнений шкал. Будем сопоставлять отклонения интервалов, обусловленные внесенными поправками шкалы GPS по цезиевому эталону, двумя независимыми способами.

Первый способ. В соответствии с (6.10) определяем отклонения интервалов после внесения поправок шкалы GPS по цезиевому эталону (рис. 6.3а, нижний график). Затем находим отклонения интервалов, обусловленные только поправками Δ_{AT} , вносимыми в шкалу GPS по цезиевому эталону, и вычитаем из них отклонения, которые получены по интервалам без поправок Δ_{AT} (рис. 6.3а, верхний график). По разности отклонений рассчитываем вклад внесенных поправок в результирующие отклонения интервалов, исключив тем самым влияние погрешностей шкалы GPS.

Второй способ. Интервалы пульсарного времени (6.9), вычисленные по фиксированным параметрам вращения пульсара, но с предварительным исключением из них выявленных отклонений (рис. 6.3а, верхний график), которые в результате не зависят от случайных вариаций α_i , модифицируем на величину поправок шкалы GPS по цезиевому эталону Δ_{AT} и линейным приближением находим отклонения интервалов, обусловленные только этими поправками. В результате сопоставления отклонений интервалов, полученных двумя независимыми способами по одним и тем же поправкам шкалы GPS, находим расхождение отклонений и, следовательно, погрешности сравнения шкалы цезиевого эталона по пульсарному времени.

При определении отклонений интервалов пульсарного времени, обусловленной поправками шкалы GPS, учитываем, что входящие в уравнения (6.9) и (6.10) коэффициенты α_i , β_i являются величинами одного порядка, и по модулю много меньше единицы. В этом случае влияние каждого из них на отклонение интервалов можно рассматривать независимо, что позволяет по линейным приближениям выделить только те отклонения, которые обусловлены поправками Δ_{AT} шкалы GPS по независимому цезиевому эталону:

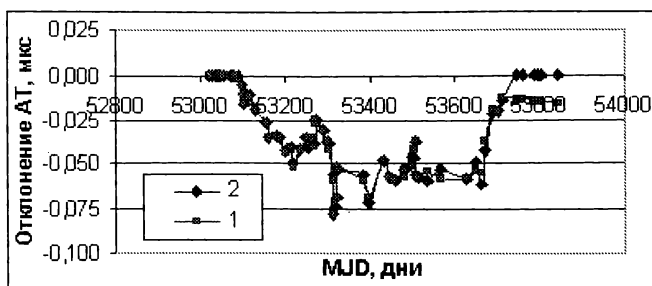
$$\Delta_{PT}(\Delta_{AT})_i = (\beta_i - \alpha_i)(P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2)_i. \quad (6.11)$$

Будем сравнивать отклонения интервалов пульсарного времени, вычисленные по разности линейных приближений (6.9) и (6.10) в соответствии с (6.11), и полученные независимо линейным приближением интервалов с учетом поправок шкалы GPS по цезиевому эталону. Тем самым найдем соответствие отклонений интервалов пульсарного времени расхождению атомных шкал, которое внесено поправками измерительной шкалы GPS по цезиевому эталону, и оценим точность сравнения атомных шкал по пульсарному времени.

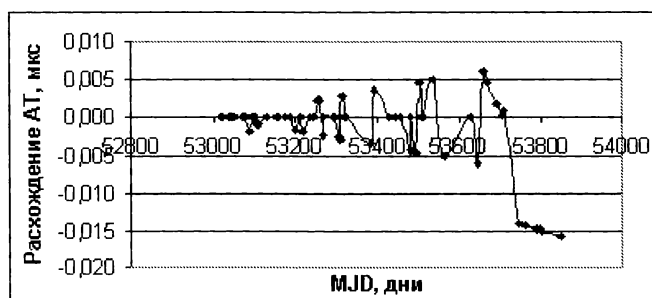
На рисунке 6.4 приведены результаты сравнения шкалы цезиевого эталона по интервалам пульсарного времени для двух рассмотренных способов определения отклонения интервалов. На рис. 6.4а показаны отклонения интервалов с учетом поправок шкалы GPS по цезиевому эталону по разности их линейных приближений с поправками шкалы GPS и без них (график 2), а также отклонение по линейному приближению интервалов, учитывающее только поправки шкалы GPS (график 1). На рис. 6.4б представлено расхождение отклонений интервалов для двух указанных выше способов.

Обнаруживается выраженное совпадение в отклонениях интервалов пульсарного времени, полученных двумя независимыми способами, расхождение между ними находится в диапазоне нескольких наносекунд относительно близкого к нулевому среднему значению. Среднее квадратическое отклонение вариаций разности составляет 4,6 нс в пределах двухлетнего промежутка наблюдений.

Отметим в заключение, что результаты сравнения атомных шкал и пульсарного времени, полученные по данным наблюдений пульсара J1640+2224, в целом согласуются с расчетными оценками, основанными



а) отклонения интервалов с учетом поправок по цезиевому эталону



б) расхождение поправок цезиевого эталона в отклонениях интервалов

Рис. 6.4. Сличение цезиевого эталона по пульсарному времени

на параметрической модели наблюдаемых интервалов. Сопоставлением интервалов пульсарного времени, измеренных с учетом поправок по сличениям атомных эталонов, достигается синхронизация атомных эталонов по пульсарной шкале времени в пределах всего промежутка наблюдений с наносекундной точностью, определяемой характеристикой пульсарной шкалы.

Глава 7

Параметрическая согласованность дисперсионного запаздывания радиоволн в наблюдаемом импульсном излучении пульсаров

Устойчивая воспроизводимость наблюдаемого периода вращения пульсаров, позволяющая с высокой точностью сравнивать пульсарные шкалы и атомные эталоны времени, подтверждается тем, что, во-первых, вариации наблюдаемого периода вращения пульсара близки к стационарным и, во-вторых, относительная величина вариаций в пределах любого промежутка наблюдений обычно не выходит за пределы диапазона порядка $\pm 10^{-15}$, характерных для атомных эталонов, правда, в пределах только ограниченных промежутков. Однако было отмечено, что по наблюдениям некоторых пульсаров признаки воспроизводимости периода могут не выполняться. Так, авторы работы [5] по наблюдениям короткопериодного пульсара B1937+21, открытого в 1982 году, в остаточных отклонениях МПИ обнаружили небольшие систематические тренды, которые не вписываются в принятую модель хронометрирования и не могут быть объяснены физическими свойствами пульсара. Эти тренды были отнесены на счет немоделируемого шума хронометрирования, который, по их данным, составляет несколько микросекунд в пределах рассматриваемого 8-летнего промежутка, что соответствует относительной нестабильности периода приблизительно 10^{-14} .

Вариации наблюдаемого периода и отклонения интервалов пульсарного времени, полученные линейной аппроксимацией (2.6) наблюдаемых МПИ пульсара B1937+21, примерно такие же, что и в указанной работе [5]. Они приведены на рисунке 7.1. Нетрудно заметить, что вариации периода и интервалов не являются немоделируемыми, напротив, их можно систематизировать, проанализировать вероятные причины тренда и сопоставить с другими физическими параметрами,

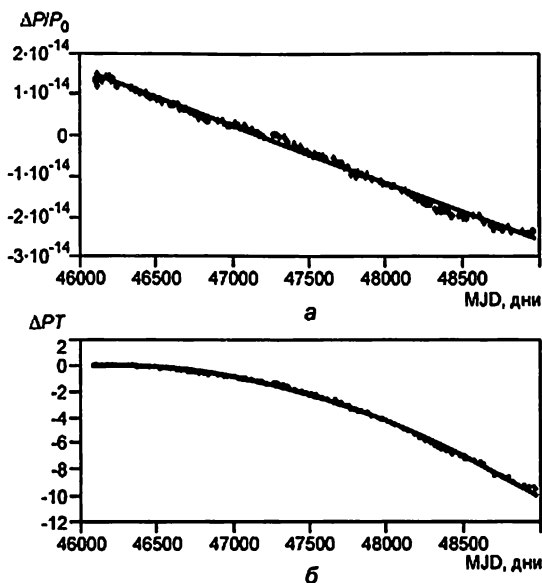


Рис. 7.1. Вариации наблюдаемого периода (а) и отклонения интервалов пульсарного времени (б) PSR B1937+21

которые влияют на результаты хронометрирования. Вариации наблюдаемого периода (график а) имеют выраженный линейный тренд в пределах приблизительно от $1,5 \cdot 10^{-14}$ до $-2,5 \cdot 10^{-14}$, который вызывает отклонения интервалов пульсарного времени около 9 мкс (график б), аппроксимируемые полиномом второго порядка.

Наблюдаемому монотонному изменению периода вращения пульсара можно найти две наиболее вероятные причины. Одна из них — изменение масштаба единицы измерительного атомного эталона в процессе наблюдений. В том случае, если такое изменение происходит, все численные величины наблюдаемых интервалов будут определяться с погрешностью, мультипликативно зависящей от изменения величины $(1 + \alpha)$ в пределах промежутка наблюдений. Либо, как утверждают авторы [5], действительно, в принятой модели хронометрирования моментов наблюдаемых событий, могли быть учтены не все физические факторы, что и стало причиной непредсказуемого тренда наблюдаемых интервалов.

Еще одна возможная причина выявленного тренда — реальное изменение периода вращения пульсара, проявляемое в виде монотонного ускорения вращения — вряд ли имеет физическое основание, которое противоречило бы результатам проведенных до сих пор наблюдений, подтверждающих положительный знак производной, что соответствует постепенному монотонному замедлению пульсара. Предварительно можно отметить, что наиболее реальная причина здесь — артефакты обработки результатов хронометрирования, которые привели к появлению непредсказуемого тренда наблюдаемого периода вращения пульсара B1937+21 по принятой в работе [5] модели. Действительно, одновременно с этим пульсаром на этом же радиотелескопе наблюдался и пульсар B1855+09, у которого подобного тренда не обнаруживается, а вариации периода и интервалов близки к стационарному виду. Авторы работы [7] при построении групповой шкалы по этим двум пульсарам исключили тренд в барицентрических остаточных отклонениях B1937+21 в пределах общего с PSR B1855+09 промежутка наблюдений, хотя у PSR B1937+21 тренд до и после этого промежутка отчетливо заметен на графике рис. 4.2.

По наблюдениям пульсара B1937+21 в той же работе [5] отмечено монотонное уменьшение меры дисперсии, абсолютная величина которого достигает приблизительно $0,008 \text{ пк}\cdot\text{см}^{-3}$ в пределах 8-летнего промежутка наблюдений, или около $0,001 \text{ пк}\cdot\text{см}^{-3}/\text{год}$. Поскольку барицентрические моменты определяются подгонкой нескольких параметров, нельзя с уверенностью утверждать, какие именно из них могли стать причиной тренда наблюдаемого периода. Мера дисперсии, которая определяет частотно-зависимую задержку распространения излучения пульсара в межзвездной среде, учитывается при обработке принимаемых сигналов пульсара на радиотелескопе и также входит в число параметров подгонки барицентрических моментов по остаточным отклонениям. Поэтому ее влияние и возможную связь с наблюдаемым эффектом следует проанализировать более внимательно.

Время прихода радиосигнала излучения пульсара, которое определяется групповой скоростью V_g распространения волны в межзвездной среде, различается в зависимости от ее частоты ω [22]:

$$V_g = \left[1 - \omega_p^2 / \omega^2 \right]^{1/2} c,$$

где $\omega_p = (4\pi ne^2/m_e)^{1/2}$ — плазменная частота среды. Различие времени прихода импульса Δt задается выражением:

$$\Delta t = \frac{2\pi e^2 n_e l (\omega_1^{-2} - \omega_2^{-2})}{m_e c},$$

из которого по наблюдениям определяется величина меры дисперсии:

$$DM = \int n_e dl.$$

Здесь e — заряд электрона, m_e — его масса, n_e — концентрация электронов.

Величина DM определяет дисперсионную задержку распространения радиоволн в межзвездной среде на частоте f :

$$t_D = \frac{DM \cdot f^{-2} e^2}{2\pi m_e c}.$$

Дисперсионная задержка явным образом зависит от концентрации электронов вдоль трассы распространения радиосигнала.

Поскольку распределение величины n_e в направлении луча зрения заранее неизвестно, то меру дисперсии обычно определяют по разности фаз импульса пульсара, наблюдаемого на двух существенно разнесенных частотах. Фазовое положение импульса находят по барицентрическим остаточным уклонениям на каждой частоте и затем вычисляют их разность. Отклонения меры дисперсии от некоторой принятой величины рассчитывают по следующему соотношению [5]:

$$\Delta DM = (2,41 \times 10^{-16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{пк} \cdot \text{с}) [(\varphi_2 - \varphi_1) / \nu] (f_2^{-2} - f_1^{-2})^{-1}, \quad (7.1)$$

где φ_1 и φ_2 — вычисленные вращательные фазы, полученные на радиочастотах f_1 и f_2 соответственно, ν — частота, $\nu = 1/P$, P — период вращения пульсара.

В упомянутой работе [5] меру дисперсии в направлении на пульсар B1937+21 находили по разности фаз на частотах $f_1 = 2380 \text{ MHz}$

и $f_2 = 1408$ MHz. При этом в остаточных отклонениях наблюдались небольшие систематические тренды, которые не могут быть объяснены принятой моделью хронометрирования. Наиболее вероятная интерпретация трендов, по мнению авторов, — это немоделируемый шум, причиной которого является сам пульсар. Оцениваемое смещение линии монотонного тренда меры дисперсии составляет около $\pm 0,002$ пк·см⁻³, что приблизительно соответствует ее изменению в пределах двух лет. В других работах [23,24] авторы по независимым наблюдениям PSR B1937+21 в пределах того же 8-летнего промежутка получили близкую к постоянной среднюю величину меры дисперсии, причем по их наблюдениям, разделенным несколькими годами, вариации меры дисперсии не выходит за пределы той же величины случайного смещения $\pm 0,002$ пк·см⁻³, указанной в работе [5].

Отметим кроме того, что линейный тренд меры дисперсии не согласуется с линейным изменением наблюдаемого периода пульсара на рисунке 7.1, потому что в этом случае произошло бы лишь некоторое смещение его численной величины, без нарушения согласованности периода и его производных. Эффект линейного изменения меры дисперсии аналогичен внесению изменения единицы шкалы времени на постоянную величину. Но, как было показано совместными с B1937+21 наблюдениями пульсара B1855+09, вариации его наблюдаемого периода вращения квазистационарны, и на их фоне никаких систематических трендов не обнаруживается. Однако, выраженная корреляция в характере изменений наблюдаемого периода вращения пульсара B1937+21 и похожего линейного тренда меры дисперсии, рассчитанной по остаточным отклонениям, позволяет предположить, что это может быть проявлением их взаимной зависимости. Но проверить такое предположение только по трендам наблюдаемого периода и вычисленной по остаточным отклонениям меры дисперсии невозможно, поскольку между остаточными отклонениями и наблюдаемыми параметрами вращения прямой связи нет.

Для того, чтобы связать меру дисперсии с наблюдаемыми параметрами вращения пульсара и проверить их соответствие с временем прихода импульсов радиоизлучения с учетом задержки в межзвездной среде, нужно учесть меру дисперсии в параметрической модели интервалов пульсарного времени для выяснения условий согласования

ее величины с наблюдаемыми параметрами вращения пульсара. В результате должны быть получены расчетные соотношения меры дисперсии и параметров вращения пульсара, определены признаки их взаимного соответствия и получены численные величины меры дисперсии, согласованные с наблюдаемыми вариациями периода вращения пульсара и отклонениями интервалов наблюдаемых пульсарных событий. Высокая точность параметрической модели, распространяемая в этом случае не только на параметры вращения и интервалы, но и на включенную в модель наряду с ними меру дисперсии, позволит найти ее вклад, обнаруживаемый в наблюдаемых параметрах вращения, и получить численные значения, согласованные с наблюдаемыми интервалами пульсарного времени на выбранных для наблюдений радиочастотах [27].

Рассмотрим эту задачу более детально. В соответствии с (7.1), разностная величина t задержки сигнала пульсара на частотах f_1 и f_2 определяется мерой дисперсии DM из соотношения:

$$DM = 2,41 \cdot 10^{-16} t \left(f_2^{-2} - f_1^{-2} \right)^{-1}, \text{ см}^{-3} \text{ пк}, \quad (7.2)$$

Определим в соответствии с (7.2) отклонение меры дисперсии ΔDM , которое соответствует наблюдаемому отклонению интервалов пульсарного времени ΔPT :

$$\Delta DM = 2,41 \cdot 10^{-16} \Delta PT \left(f_2^{-2} - f_1^{-2} \right)^{-1}, \text{ см}^{-3} \cdot \text{пк},$$

откуда следует:
$$\Delta PT = \frac{\Delta DM}{2,41 \cdot 10^{-16}} \left(f_2^{-2} - f_1^{-2} \right), \text{ с}. \quad (7.3)$$

Согласно параметрической модели интервалов пульсарного времени, наблюдаемые отклонения интервалов в соответствии с (2.8) определяются:

$$\Delta PT = (\Delta P / P) PT = \alpha PT, \quad (7.4)$$

где
$$\alpha = \Delta P / P. \quad (7.5)$$

Коэффициент α представляет собой относительную величину отклонений в соответствии с (7.5). Приняв во внимание имеющуюся линейную зависимость изменений коэффициента α во времени, связываемую здесь с линейным трендом меры дисперсии ΔDM , выразим

величину его отклонений $\Delta\alpha_{DM}$ через производную наблюдаемого периода α' :

$$\Delta\alpha_{DM} = \alpha' PT.$$

Определим отклонение интервалов пульсарного времени с учётом линейного тренда ΔDM в пределах промежутка наблюдений из выражения

$$\Delta PT_{DM} = \Delta\alpha_{DM} \cdot PT = \alpha' (PT)^2. \quad (7.6)$$

Приравнявая (7.3) и (7.6), получим соотношение, связывающее отклонение меры дисперсии с отклонением наблюдаемых интервалов, обусловленным изменением периода:

$$\Delta DM = 2,41 \cdot 10^{-16} (f_2^{-2} - f_1^{-2})^{-1} \alpha' (PT)^2. \quad (7.7)$$

По наблюдениям на частотах 1,4 ГГц и 2,4 ГГц находим отклонение меры дисперсии для текущего i -го наблюдения:

$$\Delta DM_{i,4} = 2,41 \cdot 10^{-16} (f_2^{-2} - f_1^{-2})^{-1} \alpha'_{i,4} (PT_{i,4})^2, \quad (7.8)$$

$$\Delta DM_{i2,4} = 2,41 \cdot 10^{-16} (f_2^{-2} - f_1^{-2})^{-1} \alpha'_{2,4} (PT_{i2,4})^2.$$

На тех же частотах по линейному тренду наблюдаемого периода, выявленному по параметрической модели, находим производные $\alpha'_{1,4}$ и $\alpha'_{2,4}$:

$$\alpha'_{1,4} = \alpha'_{2,4} = 1,65 \cdot 10^{-22}, \text{ с}^{-1}. \quad (7.9)$$

Приведем выражения (7.8) к виду:

$$\Delta DM_{i,4} = -k (PT_{i,4})^2 \quad (7.10)$$

$$\Delta DM_{i2,4} = -k (PT_{i2,4})^2,$$

где для обоих выражений введен постоянный множитель

$$k = \frac{2,41 \cdot 10^{-16} f_1^2 f_2^2 \alpha'}{f_1^2 - f_2^2}.$$

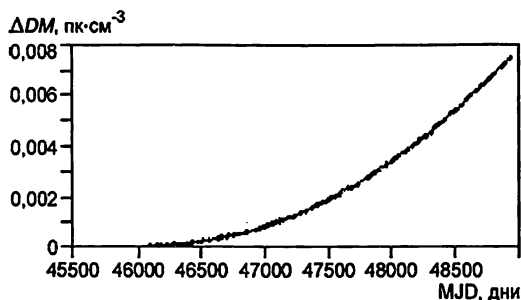


Рис. 7.2. Отклонение меры дисперсии по двухчастотным наблюдениям пульсара B1937+21

С учетом (7.9) находим значение постоянного множителя

$$k = 1,1814 \cdot 10^{-19}, \text{ см}^{-3} \cdot \text{ПК} \cdot \text{С}^{-2}.$$

На рисунке 7.2 приведено отклонение меры дисперсии, полученное на частотах 1,4 ГГц и 2,4 ГГц в соответствии с (7.10). Отклонение меры дисперсии, выраженное через производную наблюдаемого периода вращения, значение которой постоянно в пределах промежутка наблюдений, определяется квадратичной зависимостью от времени и практически совпадает по величине для наблюдений на обеих частотах. Максимальное значение разности вычисленных отклонений меры дисперсии на этих частотах не превышает $10^{-6} \text{ ПК} \cdot \text{СМ}^{-3}$, что на три порядка меньше ее отклонения в пределах годовичного промежутка. Абсолютное значение отклонений меры дисперсии находится в диапазоне $(0-0,0075) \text{ ПК} \cdot \text{СМ}^{-3}$ в 8-летнем промежутке наблюдений. Приняв во внимание то, что отклонение меры дисперсии получено на фоне ее монотонного уменьшения, абсолютная величина которого составляет около $0,008 \text{ ПК} \cdot \text{СМ}^{-3}$ в пределах 8-летнего промежутка, получаем скорректированную зависимость меры дисперсии в пределах промежутка наблюдений с учетом выявленного по двухчастотным наблюдениям квадратичного компонента.

На рисунке 7.3а показан линейный тренд меры дисперсии с наклоном $0,001 \text{ ПК} \cdot \text{СМ}^{-3}/\text{год}$ в 8-летнем промежутке, а также полученное по двухчастотным наблюдениям отклонение меры дисперсии (см. рис. 7.2). Здесь же приведена их сумма, которая соответствует величине меры дисперсии, согласованной с наблюдаемым периодом вращения пульсара

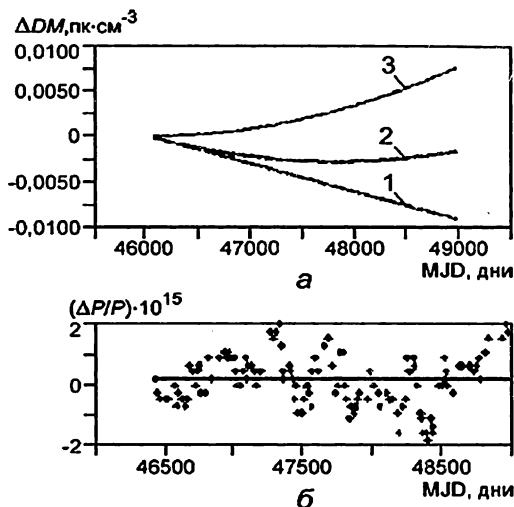


Рис. 7.3. Параметрическая коррекция меры дисперсии (а) и периода вращения (б) пульсара В1937+21: 1 — линейный тренд DM; 2 — тренд плюс поправка DM; 3 — поправка DM

В1937+21 по параметрической модели интервалов пульсарного времени.

Коррекция расчетного значения меры дисперсии на отклонение, определяемое по параметрической модели пульсарного времени, приводит вариации наблюдаемого периода к стационарному виду, при этом величина вариаций не выходит за пределы диапазона порядка $\pm 10^{-15}$ (см. рис. 7.3б), сопоставимого с достижимыми погрешностями измерительного атомного эталона. Тем самым скорректированная величина меры дисперсии приводится в соответствие с параметрами вращения пульсара, которые получены линейным приближением наблюдаемых интервалов пульсарного времени.

К такому же стационарному виду вариации наблюдаемого периода приводятся путем коррекции наблюдаемого периода непосредственно по параметрической модели. В этом случае интервалы пульсарного времени вычисляются по значениям наблюдаемого периода P_0^* и его производной $\dot{P}$, определяемых линейным приближением наблюдаемых интервалов с учетом линейного тренда наблюдаемого периода пульсара В1937+21:

$$PT_i = (1 + \alpha_i + \alpha' \cdot PT_i) (1 + 0,5 \dot{P}N) P_o^* N. \quad (7.11)$$

Выражение (7.11), кроме случайных вариаций α_i , учитывает также выявленный линейный тренд наблюдаемого периода вращения пульсара (рис. 7.1a). Его величина определяется следующим выражением:

$$\frac{\Delta P_i}{P} = \alpha' \cdot PT_i.$$

Значение корректирующего коэффициента $\alpha' = 1,65 \cdot 10^{-22} \text{ с}^{-1}$ здесь то же, что и при расчете отклонений меры дисперсии (7.9).

На рисунке 7.3б показан результат параметрической коррекции наблюдаемого периода вращения по его линейному тренду (рис 7.1a), выявленному непосредственно по наблюдаемым барицентрическим интервалам, без предварительного анализа и коррекции меры дисперсии. Результат подтверждает эквивалентность обоих методов коррекции — как непосредственно по отклонениям наблюдаемого периода (7.11), так и по соответствующим им отклонениям меры дисперсии (7.3).

Рассмотренная здесь методика позволила уточнить меру дисперсии по линейному отклонению наблюдаемого периода вращения α' пульсара В1937+21 в соответствии с выражением (7.7). В общем случае, когда величина наблюдаемого периода изменяется по более сложной, чем линейная, зависимости, мера дисперсии может быть уточнена непосредственно по отклонениям наблюдаемых интервалов пульсарного времени. С учетом соотношения (7.6) выражение (7.7) принимает вид:

$$\Delta DM = 2,41 \cdot 10^{-16} (f_2^{-2} - f_1^{-2})^{-1} \cdot \Delta PT, \quad (7.12)$$

или, что то же:

$$\Delta DM = K_{DM} \cdot \Delta PT, \quad (7.13)$$

где $K_{DM} = 2,41 \cdot 10^{-16} (f_2^{-2} - f_1^{-2})^{-1} = 715,998 \text{ , см}^{-3} \cdot \text{пк} \cdot \text{с}^{-1}$.

Отклонение меры дисперсии для текущего i -го наблюдения на каждой из двух частот определяется по наблюдаемым интервалам пульсарного времени:

$$\Delta DM_{i,4} = K_{DM} \cdot \Delta PT_{i,4}, \quad (7.14)$$

$$\Delta DM_{i2,4} = K_{DM} \cdot \Delta PT_{i2,4}.$$

На рисунке 7.4 показаны графики отклонений меры дисперсии, вычисленные по отклонениям наблюдаемых интервалов пульсарного времени, которые были определены по наблюдаемым вариациям периода вращения пульсаров, полученным по параметрической модели пульсарного времени. Отклонения меры дисперсии находятся в диапазоне от 0 до приблизительно $0,007 \text{ пк}\cdot\text{см}^{-3}$ в 8-летнем промежутке наблюдений на частотах 1,4 ГГц и 2,4 ГГц. Среднее квадратическое отклонение меры дисперсии от средних значений по двум частотам не превышает $10^{-4} \text{ пк}\cdot\text{см}^{-3}$, что приблизительно на два порядка меньше их абсолютных отклонений на каждой из частот, так что все три графика практически неразличимы.

Таким образом, по наблюдаемому на разнесенных радиочастотах импульсному излучению пульсара определяется численное значение меры дисперсии, которое приводит вариации наблюдаемого периода к стационарному виду в диапазоне значений порядка $\pm 10^{-15}$, сопоставимом с предельно достижимыми погрешностями измерительного атомного эталона. Тем самым при помощи параметрической модели достигнута согласованность времени распространения импульсного излучения радиоволн в наблюдаемых интервалах пульсарного времени в пределах частотного диапазона принимаемого радиоизлучения пульсара. В результате точность измерений времени прихода импуль-

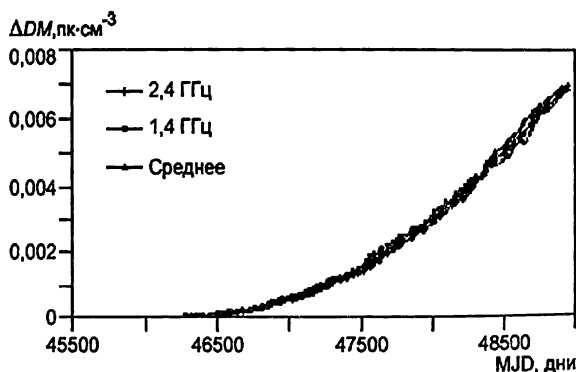


Рис. 7.4. Отклонение меры дисперсии по наблюдаемым интервалам PSR B1937+21

сов излучения, наблюдаемых параметров вращения и интервалов пульсарного времени не зависит от выбранного частотного диапазона радиоизлучения пульсара. А это означает, что согласованное значение меры дисперсии соответствует тождественным значениям наблюдаемого периода вращения и интервалов пульсарного времени в пределах частотного диапазона радиоизлучения пульсара с учетом дисперсионного запаздывания сигнала излучения по трассе распространения радиоволн.

Глава 8

Релятивизм наблюдаемого излучения пульсара

Физические процессы, наблюдаемые в разных координатных системах, имеют разные значения измеренных состояний (координаты, время). Время прихода импульсов излучения пульсара зависит от выбора системы отсчета, связываемой с положением наблюдателя. Эти различия объясняются, во-первых, расхождением координат вследствие взаимного перемещения наблюдателя в разных системах с учетом скорости перемещения и, во-вторых, неодновременностью наблюдаемых событий в разных точках пространства в любой наблюдательной системе вследствие конечной скорости распространения электромагнитного сигнала от наблюдаемого объекта. Для того, чтобы учесть эти различия в результатах измерений наблюдаемых объектов, нужно знать положение наблюдаемого объекта относительно наблюдателя и текущее положение наблюдателя в некоторой референтной системе отсчета, которая считается неподвижной.

В течение многих веков астрономы, изучавшие движение планет и Солнца, пользовались системой координат, связанной с Землей, которая считалась неподвижной и представлялась тогда центром мира. Видимые движения планет Птолемей (II век н. э.) в этой системе описал в виде эпициклов — ряда одновременных и совместных вращательных движений планет. Так, например, траектория движения Юпитера представлялась круговым движением этой планеты по окружности с центром, движущемуся в свою очередь по другой окружности, в центре которой находится Земля. Коперник (1473–1543) сумел понять устройство солнечной системы и дать существенно отличающееся ее описание, рассмотрев эти же движения планет в координатной системе, связанной с Солнцем. В результате уравнивания движения планет стали гораздо проще.

Время прихода наблюдаемых импульсов пульсара принято отсчитывать либо в топоцентрической системе, начало которой совпадает с фазовым центром радиотелескопа, либо в барицентрической системе, связанной с неподвижной точкой — центром масс Солнечной системы. Барицентрическая система выбрана в качестве инерциальной, три оси ее направлены на удаленные звезды. Определение инерциальной системы отсчета основано на законе инерции Галилея, согласно которому движение тела в отсутствие силы описывается линейными функциями времени. В классической механике Ньютона время не зависит от выбора системы отсчета.

Особенность наблюдений излучения пульсаров состоит в том, что принимающий сигналы пульсара радиотелескоп обычно располагается либо на поверхности Земли, либо на космическом аппарате, совершающем орбитальные движения вокруг Земли. И в том и в другом случае системы отсчета, в которых наблюдаются пульсары, не являются инерциальными, и к ним неприменим принцип относительности Галилея. Для определения времени наблюдаемых событий излучения пульсара используется уравнение вида

$$c(t_{obs} - t_B) = -(\vec{k} \cdot \vec{b}) + \frac{1}{2R} [\vec{k} \times \vec{b}]^2 + \Delta t_{rel} + \Delta t_{DM}, \quad (8.1)$$

где $\vec{k}$ — единичный барицентрический вектор в направлении на пульсар, $\vec{b}$ — радиус-вектор радиотелескопа, Δt_{rel} — поправка, обусловленная релятивистскими эффектами, Δt_{DM} — задержка распространения излучаемого сигнала в межзвездной среде, R — расстояние до пульсара [25]. Уравнением (8.1) выражена разность моментов пульсарных событий, наблюдаемых в движущейся ускоренно точке с координатами фазового центра радиотелескопа и в неподвижной точке солнечной системы — ее барицентре. Динамическая система отсчета задается эфемеридами — таблицами положений Солнца, Луны и больших планет. В настоящее время для расчета моментов наблюдаемых пульсарных событий обычно используются эфемериды DE200/LE200, DE403/LE403 и DE405/LE405, вычисленные Лабораторией реактивного движения (Jet Propulsion Laboratory, JPL) или функционально аналогичные и сопоставимые по точности эфемериды

ERM2004, ERM2008 и ERM20011, разработанные и поддерживаемые в ИПА РАН [26].

Уравнение (8.1) выражено через векторы, и, следовательно, оно не зависит от выбора трехмерной системы координат при определении моментов пульсарных событий, которые также могут быть выбраны произвольно. Выражение моментов в виде разности $(t_{obs} - t_B)$ исходно выделяет инерциальную барицентрическую систему отсчета как основную, а топоцентрическим системам, в которых проводятся астрометрические наблюдения, отводится вспомогательная, транзитная роль. Топоцентрические моменты наблюдаемых событий по эфемеридам пересчитываются в барицентрическую систему, в которой осуществляется обработка, параметрическая подгонка наблюдательных данных и интерпретация результатов измерения времени прихода импульсов по барицентрическим остаточным отклонениям. Следует отметить, что формат топоцентрических данных содержит отсчет времени прихода, выраженный в долях суток от их начала на дату наблюдений, а остаточные отклонения, как разность наблюдаемых и расчетных величин, в этом формате вообще не предусмотрены. Сложился даже стереотип, что пульсарное время является барицентрическим по определению. Это, конечно, не так, поскольку численные величины топоцентрических и барицентрических моментов однозначно связаны и взаимно конвертируемы с помощью эфемерид. Зная барицентрический момент события, наблюдаемого в движущейся системе телескопа с координатами (x, y, z) относительно барицентра, можно определить момент этого события в любой точке пространства с координатами (x', y', z') по уравнению движения этой точки.

И дело здесь не столько в особенностях или предпочтениях одной выбранной системы отсчета перед другими. Более глубокая причина состоит в том, что в уравнении (8.1) нет места переменным, которые выражают периодический характер излучения пульсара. Момент произвольно выбранного события в точке наблюдения определяется местоположением этой точки относительно барицентра на текущую эпоху, независимо и вне связи с другими событиями излучения, поэтому из уравнения выпадает свойство регулярной повторяемости событий, которое выражается наблюдаемыми параметрами вращения, без учета которых моменты наблюдаемых событий не могут быть уверенно ото-

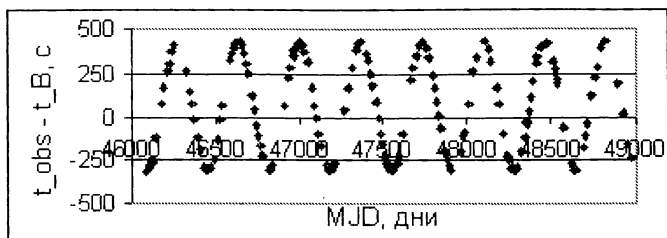


Рис. 8.1. Разность топоцентрических и барицентрических моментов PSR B1937+21

ждествлены с физическим процессом излучения пульсара, обладающим свойством периодичности. Для того и потребовался выбор барицентрической инерциальной системы с неподвижной точкой отсчета — центром масс солнечной системы, в которой моменты событий излучения, в какой бы координатной системе они ни наблюдались, исходно, приводятся к одинаковым барицентрическим значениям, которые могут быть выражены через параметры вращения пульсара, определяющие период излучения.

На рисунке 8.1 показана разность $(t_{obs} - t_B)$ моментов прихода наблюдаемых импульсов в топоцентрической системе и пересчитанных по эфемеридам в барицентр солнечной системы. Численная величина разности циклически изменяется в диапазоне нескольких сотен секунд, отображая векторные соотношения при орбитальном движении Земли относительно барицентра солнечной системы в соответствии с уравнением (8.1). Вклад компонентов Δt_{rel} и Δt_{DM} на этом графике неразличим ввиду несопоставимой малости по сравнению с векторными компонентами. Наблюдаемая разность времени прихода импульсов исключает простой перенос параметрической модели из одной координатной системы в другую, даже если обе они являются инерциальными в соответствии с принципом относительности Галилея. Действительно, даже при равномерном движении систем отсчета события, наблюдаемые в разных точках пространства, неодновременны из-за взаимного расхождения координат с учетом скорости и, соответственно, несовпадения времени прихода импульсов одних и тех же событий излучения.

Отсюда следует, что для переноса параметрической модели интервалов из одной инерциальной системы отсчета в другую нужно произвести такие преобразования координат и времени, при которых уравнения физических процессов оставались бы неизменными (форминвариантными) в движущейся системе отсчета, независимо от скорости. При этих условиях принцип относительности Галилея, сформулированный в XVII веке, А. Пуанкаре в начале XX века распространил, без изменения его физической сущности, на все физические явления [8].

В это же время (1904 г.) Г. Лоренц нашел отвечающие именно этим требованиям преобразования интервалов в 4-мерном координатном пространстве, такие что для каждого наблюдателя, в какой бы инерциальной системе он ни находился, отсчеты времени, выраженные в одних и тех же единицах, в одинаковых условиях оказываются одинаковыми. Преобразования координат и времени Лоренц определил следующим образом [8]:

$$\text{Прямые: } X' = \gamma(X - VT), \quad T' = \gamma\left(T - \frac{V}{c^2}X\right), \quad Y' = Y, \quad Z' = Z;$$

$$\text{Обратные: } X = \gamma(X' + VT'), \quad T = \gamma\left(T' + \frac{V}{c^2}X'\right), \quad Y = Y', \quad Z = Z'; \quad (8.2)$$

где $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}$; $\frac{1}{\gamma}T' = \tau$; T' — измененное местное время.

Пуанкаре, основываясь на принципе относительности для всех физических явлений и на преобразованиях Лоренца, показал, что преобразования (8.2) вместе со всеми пространственными вращениями образуют группу Лоренца и впервые ввел представление о четырехмерности ряда физических величин, преобразующихся как ct, x, y, z . Это означает, что переход от системы координат x^ν к системе координат x'^ν , а затем к системе координат x''^ν эквивалентен прямому переходу от системы координат x^ν к системе x''^ν . При этом физические явления можно описывать в системе x', y', z', t' точно таким же образом, как в системе x, y, z, t и что все это находится в точном соответст-

вии с принципом относительности, сформулированным им для всех физических явлений в инерциальных системах отсчета. На основе этих обобщений Пуанкаре ввел псевдоевклидову геометрию пространства-времени. Так возникло однородное и изотропное пространство-время, определяемое инвариантом

$$J = c^2 T^2 - X^2 - Y^2 - Z^2. \quad (8.3)$$

Из выражения (8.3) следует, что в любой инерциальной системе отсчета в галилеевых (декартовых) координатах величина J остается неизменной, тогда как проекции на оси изменяются. В дифференциальной форме инвариант (8.3) принимает вид интервала

$$(d\sigma)^2 = c^2 (dT)^2 - (dX)^2 - (dY)^2 - (dZ)^2. \quad (8.4)$$

Связь пространства и времени полностью определилась структурой 4-мерной псевдоевклидовой геометрии.

Как следует из структуры инварианта J , записанного в ортогональных координатах, всегда можно ввести единое время T для всех точек трехмерного пространства, например, в топоцентрической системе. В барицентрической координатной системе отсчета единое время будет уже другим. Наличие группы Лоренца автоматически обеспечивает синхронизацию часов в каждой инерциальной системе отсчета. Так в каждой инерциальной системе отсчета возникает свое физическое время — измененное местное время Лоренца.

Наличие группы Лоренца определило одинаковую форму описания физических явлений во всех инерциальных системах отсчета в полном соответствии с принципом относительности. Введенная Пуанкаре псевдоевклидова геометрия пространства-времени, определяемая инвариантом (8.3), составляет основу специальной теории относительности. Преобразования Лоренца являются неотъемлемой ее частью.

Из того, что время в любой инерциальной системе отсчета едино для всех точек пространства, вытекает свойство ортогональности пространства линиям времени, что позволяет рассматривать одномерную величину T и трёхмерную величину X как независимые времениподобные и пространственноподобные переменные соответственно, взаимосвязь которых полностью определяется четырехмерным инва-

риантом *J.* Впервые сформулированные Пуанкаре для всех физических явлений природы положения принципа относительности, включая понятие одновременности по световому сигналу в различных точках пространства, нашли свое адекватное воплощение на языке группы Лоренца, в частности, выраженное в форминвариантности уравнений электродинамики относительно группы Лоренца, которая отвечает требованиям как выполнения принципа относительности, так и введения своего измененного времени в каждой инерциальной системе отсчета. Поэтому никакого дальнейшего развития этих положений после работы Лоренца 1904 г. и введения их Пуанкаре в лоно теории, уже не потребовалось. Пуанкаре, используя достижение Лоренца, развивает свои идеи и таким путем завершает создание специальной теории относительности.

Обобщая принцип относительности Пуанкаре, А. А. Логунов (1987 г.) распространил его также и на неинерциальные системы отсчета, показав, что выражение для интервала $(d\sigma)^2$ (8.4) инвариантно относительно произвольных преобразований координат [28]. Он показал, что метрический тензор пространства и при таких преобразованиях сохраняет общий вид, так что преобразования Лоренца (8.2), которые связывают одну инерциальную систему с другой, являются частным случаем таких преобразований. А. А. Логунов дал более общую, исчерпывающую формулировку принципа относительности, которая распространяется уже не только на инерциальные системы координат, но и на неинерциальные в равной мере [8, с. 62]:

«Какую бы физическую систему отсчета мы ни избрали (инерциальную или неинерциальную), всегда можно указать бесконечную совокупность других систем отсчета, таких, в которых все физические явления протекают одинаково с исходной системой отсчета, так что мы не имеем и не можем иметь никаких экспериментальных возможностей различить, в какой именно системе отсчета из этой бесконечной совокупности мы находимся».

Преобразования координат, которые оставляют метрику форминвариантной, приводят к тому, что физические явления, происходящие в

таких системах координат при одинаковых условиях, не позволяют отличить наблюдателю одну систему координат от другой. Как следствие, снимается ограничение в выборе только инерциальной системы, например, барицентрической. Движущаяся ускоренно топоцентрическая система обладает теми же метрическими свойствами. Достигается прямое сопоставление отождествляемых с физическими свойствами наблюдаемых величин, которые при одинаковых условиях в любой координатной системе должны совпадать. В результате мы получаем возможность проверить метрическую эквивалентность предлагаемых математических моделей и тождественность наблюдаемых состояний физических явлений, опираясь на всю совокупность данных физического опыта.

Это обобщение, снимающее ограничение на выбор только инерциальной системы отсчета, несмотря на кажущуюся на первый взгляд парадоксальность, таковым не является. Действительно, если сила f в некоторой инерциальной галилеевой системе координат равна нулю, то она равна нулю и в любой другой инерциальной системе координат. Это означает, что если закон инерции выполняется в одной инерциальной системе, то он выполняется и в любой другой инерциальной системе. Однако вывод о силе справедлив не только для инерциальной системы, но и для любой ускоренной (неинерциальной) системы отсчета. *Сила не может возникнуть вследствие координатных преобразований.* Если движение по инерции в инерциальной системе координат происходит по прямой линии, то в неинерциальной системе свободное движение будет идти по геодезической линии, которая в этих координатах уже не будет линейной функцией времени.

Из этого обобщения следует, что все физические явления тождественны при одинаковых условиях, в какой бы системе отсчета, инерциальной и неинерциальной, они ни происходили. Все это есть прямое следствие неизменности физических уравнений при преобразованиях Лоренца и имеет прямое отношение к наблюдаемому нами физическому процессу излучения пульсаров и метрике пульсарного времени. Согласно уравнению (8.1), которое определяет моменты наблюдаемых событий излучения пульсара, условия синхронизация часов по наблюдаемому физическому событию (например, по наблю-

даемому импульсу излучения пульсара) в разноместных точках пространства зависят от пути прохождения светового сигнала, что находит отражение в векторных переменных $\vec{k}$, $\vec{b}$ и расстоянии до пульсара R , которые должны быть определены на момент каждого наблюдаемого события. Для согласования времени наблюдаемых событий излучения пульсара с метрическим инвариантом (8.3), в уравнение (8.1) введена релятивистская поправка в виде дополнительной аддитивной величины, которая должна быть найдена независимо от векторного компонента в уравнении.

В отличие от уравнения (8.1), которое определяет время выборочно наблюдаемых событий в численном выражении и не содержит признаков периодичности процесса излучения пульсаров, в уравнение вида $PT = P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2$ входят наблюдаемые параметры вращения $P_0^*, \dot{P}$, по которым определяются интервалы событий излучения для любого натурального числа N . Обычно принято считать, что это уравнение относится только к инерциальной барицентрической системе отсчета, равно как и указанные параметры вращения. Действительно, нельзя напрямую перенести барицентрические значения параметров в систему отсчета радиотелескопа, потому что наблюдаемый период излучения импульсов будет отличаться вследствие доплеровского эффекта, и, согласно принципу относительности, наблюдаемые события в инерциальной барицентрической системе отсчета не будут одновременными в топоцентрической системе, движущейся ускоренно относительно барицентра. Это мы и видим на рисунке 8.1: одни и те же события излучения пульсара в топоцентрической и барицентрической системах наблюдаются в разное время из-за орбитального движения и осевого вращения Земли.

Однако мы знаем, что уравнения физических процессов, а уравнения интервалов излучения пульсара исключением не являются, не могут зависеть от выбора системы отсчета. Для наблюдателя, какую бы систему отсчета он ни избрал, не может быть никакой разницы наблюдаемых свойств физического процесса, в том числе наблюдаемых интервалов излучения, периода вращения пульсара и его производных. Иными словами, требуется показать неизменность (форминвариантность) уравнений интервалов излучения пульсара, выражен-

ных через наблюдаемые параметры вращения, при переходе от инерциальной барицентрической системы к топоцентрической системе отсчета, движущейся ускоренно относительно барицентра. Распространение уравнений интервалов на любую систему отсчета, в точном соответствии с положениями специальной теории относительности — псевдоевклидовой геометрии 4-мерного пространства-времени, будет означать, что физические процессы, включая процесс периодического излучения пульсара, протекающие в этих системах при одинаковых условиях, — тождественны, а все естественные эталоны в любой системе отсчета — одинаковы.

Глава 9

Форминвариантность интервалов координатного пульсарного времени

Циклическое расхождение пульсарного времени t_{obs} и t_B в координатных системах обусловлено изменением местоположения наблюдателя при орбитальном движении Земли относительно неподвижного барицентра солнечной системы и суточным вращением Земли, вклад которого несопоставимо меньше. Координатная разность моментов в основном определяется геометрической составляющей, выраженной векторными компонентами уравнения (8.1) на эпоху наблюдения и практически соответствуют законам классической механики, по которым трехмерное пространство остается всегда одинаковым и неподвижным, а абсолютное, истинное и математическое время, по своей сущности, протекает равномерно. Действительно, вносимая в уравнение (8.1) релятивистская поправка Δt_{rel} , которая определяется величиной $\gamma = (1 - V^2/c^2)^{-1/2}$, учитывающей скорость движения, мала.

Принимая во внимание, что скорость орбитального движения Земли относительно барицентра Солнечной системы составляет около 30 км/с, вклад релятивистской поправки на численные величины моментов пульсарных событий, оцениваемый отношением V^2/c^2 , находится в пределах порядка 10^{-8} . Следовательно, физический процесс импульсного излучения энергии нейтронной звезды протекает в условиях, мало отличающихся от механической системы движущихся небесных тел, подчиняющейся законам классической механики. Релятивистский эффект, ввиду относительно небольших скоростей, проявляется слабо, и его влияние принято выражать аддитивной корректирующей поправкой векторной составляющей в уравнении моментов наблюдаемых событий. В этом смысле процесс периодического излучения пульсара существенно отличается, например, от волнового элек-

тродинамического излучения, когда V^2/c^2 приближается к единице, и условие инвариантности волнового уравнения выполняется только при совместном и согласованном изменении координат и времени на основе преобразований Лоренца (8.2).

В современной астрономии постепенно складывается понимание, что даже при сравнительно небольших скоростях, позволяющих сохранять вид пространственно-временных уравнений классической механики, уже недостаточно воспринимать релятивизм наблюдаемых астрономических явлений только в виде поправок ньютоновских моделей. Для достижения высокой точности и ясного понимания результатов наблюдений не обойтись без релятивистских обобщений различных астрономических понятий, так или иначе связанных с вращением, включая земную вращающуюся систему отсчета, вращение относительно удаленных звезд и т. д. Понятия, связанные с системой координат, а не с бесконечно малой окрестностью пробного наблюдателя, являются по сути своей ньютоновскими (евклидовыми) и теряют свой интуитивно ясный смысл в искривленном пространстве времени общей теории относительности. Поэтому, как было сформулировано еще два десятилетия назад, по существу вся концепция астрономических систем отсчета и наблюдений должна быть пересмотрена и адаптирована в рамках теории относительности [31].

Поэтому становится актуальной задача трансформации наблюдаемых состояний физического процесса излучения пульсара в четырехмерное пространство-время. Прежде всего потому, что из-за несовпадения времени прихода импульсов в движущуюся точку наблюдений и неподвижный барицентр Солнечной системы, исключена возможность измерения прямым сравнением их численных величин. Различаются и величины наблюдаемого периода, вносимые движением небесных тел и одновременно замедлением пульсара, причем эти различия непрерывно изменяются по сложному закону по мере движения и не могут быть точно сопоставлены по наблюдаемому времени прихода импульсов, так как текущие эпохи одного и того же события в разных координатных системах не совпадают. Объединением пространства и времени в единый континуум событий в соответствии с принципом относительности на основе псевдоевклидовой геометрии, которая отражает общие динамические свойства материи, преодолеваются про-

творения, обусловленные множеством частичных, неполных и подчас недостоверных представлений о физическом мире, достигается необходимая полнота и завершенность в познании физического явления.

Учитывая параметрическую несовместимость уравнения (8.1) с периодичностью процесса излучения пульсара, требуется выбрать такой вид уравнений и с такими переменными, сочетание которых обеспечивает тождественность наблюдаемого физического процесса излучения пульсара как в инерциальной, так и в движущейся ускоренно системе отсчета. Будем исходить из того, что уравнение (8.1), которое оперирует векторными переменными, не связано с выбором системы отсчета, а полученные из очевидных геометрических соотношений моменты наблюдаемых событий излучения пульсара определены на эпоху местного времени наблюдателя с учетом релятивистских поправок и, следовательно, они тождественно принадлежат как трехмерному пространству на эпоху наблюдения, так и четырехмерному пространству-времени в системе отсчета наблюдателя.

Будем находить связь между интервалами и наблюдаемыми параметрами вращения пульсара в координатных системах. За основу возьмем уравнение барицентрических интервалов пульсарного времени в неподвижной инерциальной системе отсчета

$$TB_i = (1 + \alpha_i) \left(P_0^* N_B + 0,5 P_0^* \dot{P} N_B^2 \right)_i. \quad (9.1)$$

Из того факта, что все физические явления, протекающие в произвольных системах отсчета, для наблюдателя, находящегося в любой из них, неразличимы, вытекает несколько основополагающих следствий применительно к наблюдению излучаемых периодических импульсов пульсара, а именно инвариантность, т. е. независимость и, следовательно, тождественность:

- единичного интервала времени, устанавливаемого измерительным атомным эталоном радиотелескопа, для всех систем отсчета;
- наблюдаемого периода вращения пульсара, отсчитываемого в единицах шкалы измерительного атомного эталона;
- наблюдаемых вариаций периода вращения пульсара и обусловленных ими отклонений интервалов пульсарного времени в пределах промежутков, ограниченных одними и теми же наблюдаемыми событиями.

Тогда, принимая во внимание эти особенности наблюдений периодического излучения пульсаров, по аналогии с (9.1), можно записать уравнение для интервалов пульсарного времени в движущейся относительно барицентра топоцентрической системе отсчета, начало которой совпадает с фазовым центром радиотелескопа:

$$TT_i = (1 + \alpha_i) \left(P_0^* N_T + 0,5 P_0^* \dot{P} N_T^2 \right)_i, \quad (9.2)$$

где N_T — порядковый номер излученного импульса пульсара в топоцентрической системе отсчета, отсчитываемый от начального события, того же, что и в барицентрической системе. Наблюдаемые вариации периода и интервалов пульсарного времени определяются, как и в выражении (9.1) для барицентрической системы, коэффициентом линейного приближения $\alpha_i = \Delta P_i / P_0^*$. Коэффициент α_i , который характеризует относительную погрешность параметрической аппроксимации интервалов, будучи величиной случайной и немоделируемой и на много порядков меньше единицы, при совпадающих параметрах вращения находится в одном и том же диапазоне численных значений в обеих координатных системах.

Как видим, правые части обоих уравнений содержат времени-подобные переменные в виде суммы линейного и квадратического компонентов степенного полинома, определяемого значением периода вращения, его производной и соответствующей степенью номера события N . Интервалы координатного времени TB_i и TT_i относятся ко всем точкам пространства в своей системе отсчета, что в силу ортогональности пространства линиям времени исключает в уравнениях (9.1) и (9.2) пространственно-подобные переменные. Согласованность уравнений в координатных системах отражается в значениях N_B и N_T , которые учитывают разницу местного времени наблюдаемых событий в этих системах.

Итак, имеем одинаковые уравнения интервалов в различных системах координат. Согласно принципу относительности для всех физических явлений, переход от системы координат x^ν к системе координат x''^ν , а затем к системе координат x'''^ν с помощью преобразований координат и времени Лоренца эквивалентен прямому переходу от

системы координат x^{ν} к системе $x^{\nu'}$. Пуанкаре показал, что для всеобщей инвариантности законов природы относительно преобразований Лоренца (8.2) необходимо, чтобы физические поля и другие динамические и кинематические характеристики образовывали бы совокупность величин, преобразующихся по группе Лоренца. Группа Лоренца — это совокупность элементов A, B, C , в которых определена операция умножения. Элементы могут быть любой природы. Произведение двух любых элементов группы есть элемент той же группы. Для группы умножение должно обладать следующими свойствами [8]:

1. Закон ассоциативности

$$(AB)C = A(BC).$$

2. В группе содержится единичный элемент E

$$AE = A.$$

3. Каждый элемент группы имеет обратный элемент

$$AB = E, B = A^{-1}.$$

Нетрудно заметить, что уравнения (9.1) и (9.2) обладают этими свойствами. Действительно, согласно соотношениям (1.1) и (1.2), времени-подобные переменные в уравнениях эквивалентно выражаются либо параметром P с производными во временной области, либо параметром ν с производными в частотной области. При этом $\nu = P^{-1}$. Входящий в правую часть уравнений множитель $(1 + \alpha_i)$ интерпретируется как единичный элемент E , определяемый линейным приближением интервалов, в котором α_i показывает учитываемое отклонение периода от номинального значения $E = 1$, что не меняет его сущность. Физический смысл модифицированного единичного элемента E при известном его истинном единичном значении позволяет обнаруживать по инвариантным уравнениям отклонения наблюдаемых величин, обусловленные внешними факторами, такими, например, как вариации физической единицы измерительной шкалы времени, по которой отсчитываются наблюдаемые интервалы. При этом мы не теряем истинного значения наблюдаемого периода P_0^* и интервалов излучения, соответствующих неискаженной единице времени — в данном случае секунды СИ.

Входящий в правую часть уравнений множитель $(1 + \alpha_i)$, определяемый линейным приближением интервалов, в котором α_i показывает относительную величину отклонения периода в нарастающем от начального события промежутке наблюдений, также принадлежит к совокупности элементов группы Лоренца. Эта группа, обладающая свойством эквивалентности при переходе от одной системы координат к другой, не нарушает, следовательно, инвариантности уравнений по отношению к координатным преобразованиям времени, поскольку произведение двух любых элементов группы есть элемент той же группы [8].

Будем определять отклонения наблюдаемых интервалов ΔTB_i и ΔTT_i в промежутке, ограниченном одними и теми же наблюдаемыми событиями — текущим и начальным, от которого отсчитываются интервалы в обеих координатных системах. Для этого воспользуемся общим соотношением (2.8) для определения вариаций наблюдаемых интервалов по коэффициенту линейного приближения α_i :

$$\Delta PT_i = \alpha_i \left(P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2 \right)_i. \quad (9.3)$$

Учитывая, что $0,5 \dot{P} N_i \ll 1$, получаем отклонения ΔTB_i и ΔTT_i в координатных системах:

$$\Delta TB_i = \alpha_i \bar{P}_{TB_i} N_{B_i}, \quad \Delta TT_i = \alpha_i \bar{P}_{TT_i} N_{T_i}, \quad (9.4)$$

где N_{B_i} и N_{T_i} — число усредненных периодов в пределах промежутков наблюдений TB_i и TT_i , отсчитываемого от начального до текущего события в шкалах местного координатного времени в барицентрической и топоцентрической системе, соответственно;

$\bar{P}_{TB_i}$, $\bar{P}_{TT_i}$ — средние значения периода в промежутках TB_i и TT_i , соответственно.

Значения N_{B_i} и N_{T_i} с учетом производной периода в уравнениях (9.1) и (9.2) выражаются следующим образом [29]:

$$N_{B_i} = TB_i / \bar{P}_{TB_i}; \quad N_{T_i} = TT_i / \bar{P}_{TT_i}. \quad (9.5)$$

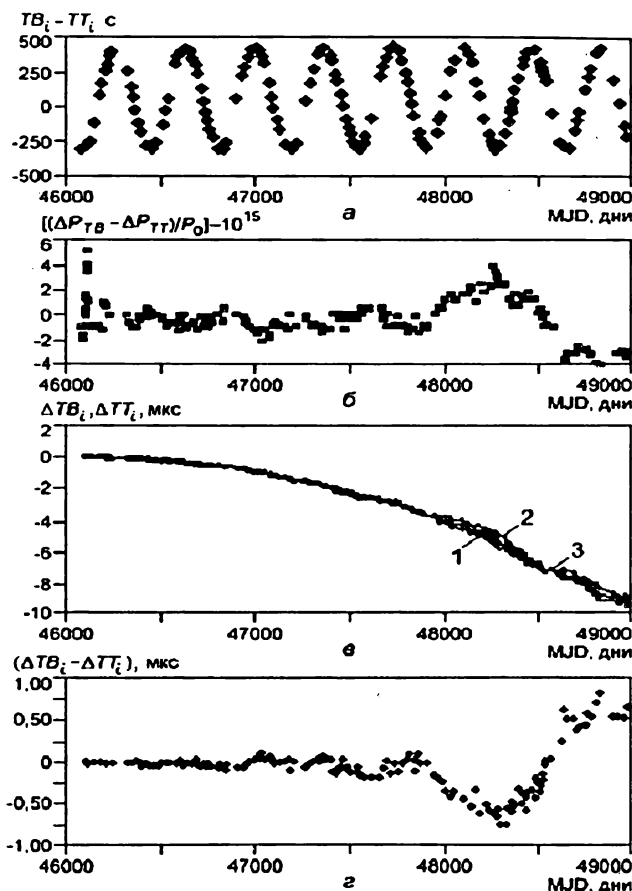


Рис. 9.1. Вариации периода вращения и отклонения интервалов в барицентрической и топоцентрической системах отсчета PSR B1937+21:
а — разность барицентрических и топоцентрических интервалов;
б — разностные вариации периода вращения пульсара;
в — отклонения пульсарного времени по этим интервалам:
1 — по TB_i , 2 — по TT_i , 3 — среднее;
г — разность отклонений интервалов координатного пульсарного времени

Среднее значение периода совпадает с его значением в середине промежутков:

$$\bar{P}_{TB_i} = P_0^* + 0,5\dot{P} \cdot TB_i; \quad \bar{P}_{TT_i} = P_0^* + 0,5\dot{P} \cdot TT_i. \quad (9.6)$$

Соотношения (9.5) и (9.6) связывают координатное пульсарное время, отсчитываемое от начального события, с числом излученных пульсарных событий. Разность координатного времени в топоцентрической и барицентрической системах (рис. 8.1), в результате приведения интервалов к инвариантному параметрическому виду (9.1) и (9.2), выражается несовпадающими численными значениями N_{B_i} и N_{T_i} в промежутках TB_i и TT_i , отсчитываемых в шкалах координатного времени.

На рисунке 9.1 приведены результаты сопоставления вариаций периода вращения и отклонений интервалов пульсарного времени в барицентрической и топоцентрической системах отсчета для миллисекундного пульсара B1937+21 по данным наблюдений в Аресибо [5]. На графике (а) показана разность интервалов координатного пульсарного времени, отсчитываемых от начального пульсарного события на дату наблюдения MJD 46053 (19.12.1984) в барицентрической и топоцентрической системах отсчета в промежутке около 8 лет, ограниченном датой MJD 48970 (14.12.1992). Наблюдаемая разность имеет циклический характер, обусловленный орбитальным движением Земли вокруг Солнца, как и на рис. 8.1, где показана разность барицентрических и топоцентрических моментов того же пульсара, отсчитываемых от начала текущих суток на дату наблюдений в соответствии с векторным соотношением (8.1) [25]. На графике (б) приведены разностные вариации периода вращения пульсара в барицентрической и топоцентрической системах отсчета. Численно в относительных единицах они представляют собой разность коэффициентов линейного приближения наблюдаемых интервалов в соответствии с (9.3) и (9.4) по параметрической модели (2.6).

На рис. 9.1в показаны отклонения интервалов пульсарного времени, определяемых наблюдаемыми параметрами вращения пульсара в барицентрической (по значениям TB_i) и топоцентрической (по значениям TT_i) системах отсчета, и их средняя величина. На графике (г) приведена разность отклонений интервалов пульсарного времени, вы-

численных по наблюдаемым вариациям периода вращения пульсара в этих системах.

Из приведенных на рисунке 9.1 результатов следует, что относительная величина разностных вариаций наблюдаемого в этих системах периода вращения пульсара (рис. 9.1б) находятся в диапазоне порядка 10^{-15} , что сопоставимо с предельно достижимыми характеристиками атомных эталонов. Разность отклонений интервалов координатного времени (рис. 9.1з), носят в основном случайный характер. Среднее квадратическое отклонение разности пульсарного времени по барицентрическим и топоцентрическим интервалам в пределах 8-летнего промежутка находится в пределах 0,3 мкс, что намного меньше отклонений интервалов в каждой координатной системе (см. рис. 9.1в). Как видно по их разности на рис. 9.1з, отклонения интервалов $\Delta T B_i$ и $\Delta T T_i$ в обеих системах отсчета достаточно близки и свидетельствуют, что уравнения (9.1) и (9.2) действительно приводят к совпадению с погрешностью менее 1 мкс наблюдаемых интервалов, различия которых в координатных системах достигают сотен секунд (рис. 9.1а).

Таким образом, получено экспериментальное подтверждение форминвариантности уравнений интервалов координатного пульсарного времени, которые определены по наблюдаемым параметрам вращения пульсара. Тем самым показана празомерность распространения параметрической модели интервалов пульсарного времени на любые системы отсчёта — инерциальную барицентрическую, и неинерциальные топоцентрические, движущиеся ускоренно относительно барицентра солнечной системы.

Глава 10

Тожественность наблюдаемых параметров вращения в координатных системах

Аналитическая модель интервалов пульсарного времени, выраженная одинаковыми в координатных системах уравнениями (9.1) и (9.2), подтверждает согласованность периода вращения пульсара и его производной, наблюдаемых в этих системах. Действительно, если сравнивать физические величины в координатных системах, то ни наблюдаемый период вращения (рис. 9.1б), ни интервалы пульсарного времени, определяемые по наблюдаемому периоду (рис. 9.1з), не обнаруживают признаков циклических расхождений, связанных с орбитальным движением Земли вокруг Солнца (рис. 9.1а). Это означает, что, в соответствии с принципом относительности, наблюдаемый физический процесс периодического излучения пульсара протекает одинаково в обеих системах, и невозможно различить, в какой именно из них мы находимся. Отсюда следует, что уравнения интервалов, записанные в виде (9.1) и (9.2), удовлетворяют преобразованиям координат и времени Лоренца (8.2), а это для однородного и изотропного пространства-времени соответствует условию постоянства интервала J (8.3) и, в частности, тождественности наблюдаемых интервалов пульсарного времени в декартовых координатах при переходе из одной системы в другую.

Величина наблюдаемого периода вращения, который определяет интервалы пульсарного времени в различных координатных системах, монотонно увеличивается по линейному закону в соответствии с производной: $P(t) = P_0 + \dot{P} \cdot t$. Преобразования Лоренца приводят параметры вращения к единому виду, так что, в соответствии с принципом относительности, невозможно отличить, в какой системе они измерены. Отсюда следует, что монотонное замедление вращения по произ-

водной в каждой системе также совпадает, за счет введения в движущейся координатной системе преобразованиями Лоренца измененного местного времени, которое учитывает координатную разницу времени прихода импульсов, с учетом скорости движения системы. Теперь остается связать параметры вращения в координатных системах с эпохой наблюдения, принимая во внимание, что для одного и того же наблюдаемого события в разных системах она не совпадает.

Физический процесс периодического излучения пульсара протекает в разных координатных системах одинаково при условии, что наблюдаемый период в каждой из них один и тот же по величине на совпадающие эпохи наблюдений, тогда как для одних и тех же событий координатное время разное. Только в этом случае выполняется принцип относительности, и действительно невозможно отличить, в какой системе находится наблюдатель. Но для этого нужно, чтобы расхождение периода вращения на эпоху наблюдений одних и тех же событий в каждой системе точно соответствовало разнице эпох наблюдения события в этих системах. Тогда при фиксированном во времени монотонном увеличении периода вращения координатное время T_B в неподвижной инерциальной системе и измененное координатное время T_T в движущейся топоцентрической системе будет выражаться разным числом событий N_B и N_T , которые соответствуют условию инвариантности интервалов в уравнениях (9.1) и (9.2).

На рисунке 10.1 схематично показана связь наблюдаемого периода вращения с измененным местным временем в различных координатных системах. В 4-мерном пространстве $сT$, x текущее время при преобразованиях Лоренца выражается в виде произведения периода вращения P на число событий излучения N . Измененное местное время учитывает орбитальное движение Земли относительно барицентра, поэтому значение P оказывается одинаковым как в неподвижной барицентрической системе, так и в движущейся ускоренно топоцентрической системе. Очевидно, что при одинаковом значении периода в координатных системах значения N будут различаться и соответствовать местному времени в данной системе. В результате координатных преобразований Лоренца интервалы наблюдаемых событий, отсчитываемые по шкале измененного местного времени, определяются параметрами вращения, одинаковыми в любой системе отсчета на совпадающие эпохи.

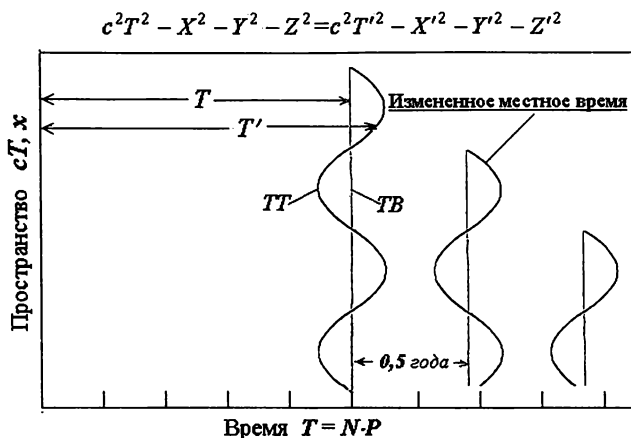


Рис. 10.1. Тожественность наблюдаемого периода вращения в разных координатных системах

Итак, топоцентрические и барицентрические интервалы пульсарного времени в правой части уравнений (9.1) и (9.2), выраженные по наблюдаемым параметрам вращения, сопоставляются с численными значениями интервалов TT и TB тех же событий излучения, рассчитанных по планетным эфемеридам. Современные эфемериды, ориентированные по углам в систему ICRF, основаны на релятивистских уравнениях движения небесных тел и распространения электромагнитных лучей и релятивистских шкалах времени. Численное интегрирование уравнений движения небесных тел выполнено в параметризованной пост-ньютоновской метрике Общей теории относительности ОТО в шкале барицентрического динамического времени TDB [26].

Поскольку и в Общей теории относительности (ОТО) с помощью эфемерид, и в Специальной теории относительности (СТО) с помощью преобразований Лоренца решается в общем виде задача наблюдения физического явления в одинаковых условиях для любого местоположения наблюдателя, то для одних и тех же наблюдаемых событий излучения пульсара мы должны получить одинаковые интервалы, вычисленные независимо как по эфемеридам в метрике ОТО, так и по уравнениям (9.1) и (9.2) в метрике СТО.

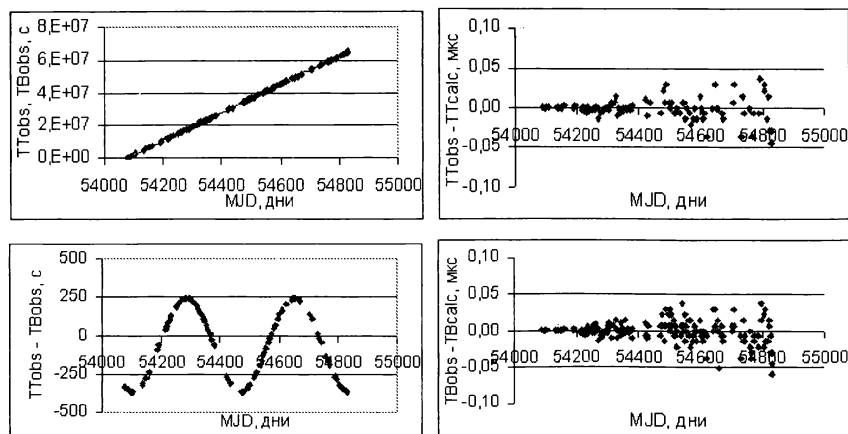
Особенность эфемерид, рассчитываемых численным интегрированием, состоит в том, что они, в отличие от инвариантных уравнений, в которых интервалы в явном виде определены параметрами враще-

ния, не имеют аналитического выражения времени наблюдаемых событий в пространственных системах отсчета, поэтому в наблюдениях приходится полагаться только на приводимую в справочниках оценочную точность эфемерид, не имея возможности проверить ее непосредственно по наблюдениям. Опыт астрономических наблюдений, в том числе и пульсаров, действительно подтверждает весьма высокую точность планетных эфемерид. Расхождение эфемеридной разности $TT - TDB$ на более чем столетнем интервале не превышает нескольких наносекунд при субнаносекундном разрешении [26]. То есть, можно считать, что погрешность эфемерид не оказывает значимого влияния на интервалы пульсарного времени, которые рассчитываются по инвариантным уравнениям (9.1) и (9.2) в метрике СТО. Попутно заметим, что численные решения эфемерид в метрике ОТО определяют время только в одной точке пространства, связываемой с местоположением наблюдателя, тогда как в метрике СТО пространство ортогонально линиям времени, которое является единым для любой точки, принадлежащей выбранной координатной системе.

Интерпретируя левые части уравнений (9.1) и (9.2) как наблюдаемые топоцентрические и барицентрические интервалы TT_{obs} и TB_{obs} (интервалы O), соответственно, а правые — как те же интервалы, рассчитанные по наблюдаемым параметрам вращения TT_{calc} и TB_{calc} (интервалы C), сопоставим их разности $TT_{obs} - TT_{calc}$ и $TB_{obs} - TB_{calc}$, с тем чтобы по величине расхождений ($O - C$) оценить степень приближения расчетных и наблюдаемых интервалов периодического излучения пульсара, выраженных независимо в метрике ОТО и СТО в топоцентрической и барицентрической системах. На рисунке 10.2 показаны полученные по эфемеридам интервалы TT_{obs} и TB_{obs} (график *a*, *вверху*) и их разности (график *a*, *внизу*) по двухлетним наблюдениям 2006–2008 гг. пульсара В0809+74 на радиотелескопе БСА ФИАН (Пушино) [13]. Монотонно возрастающие топоцентрические и барицентрические интервалы на верхнем графике практически совпадают между собой, так как их циклические вариации из-за орбитального движения Земли вокруг Солнца, приведенные внизу, на несколько порядков меньше их абсолютных величин. По этим интервалам в соответствии с уравнениями (9.1) и (9.2) были определены значения периода вращения $P_{TT}^* = 1,29224151775083$ с

на эпоху $\text{MJD}_{TT} 54080.0098$ в топоцентрической системе, $P_{TB}^* = 1,29224151775088\text{с}$ на эпоху $\text{MJD}_{TB} 54080.0137$ в барицентрической системе и производная периода $\dot{P} = 1,676 \cdot 10^{-16}$, которая совпадает с указанным в каталоге [17] значением. По этим значениям параметров вращения были рассчитаны интервалы TT_{calc} и TB_{calc} . На рис. 10.2б приведены разности $TT_{obs} - TT_{calc}$ и $TB_{obs} - TB_{calc}$, которые показывают расхождения интервалов, выраженных в метрике ОТО и метрике СТО, в обеих координатных системах.

Заметим, что разница указанных значений наблюдаемого периода P_{TT}^* и P_{TB}^* соответствует имеющемуся расхождению времени наблюдаемого события в координатных системах на начальную эпоху, отсчитываемую по шкалам местного времени. Для показанных на рисунке 10.2,а интервалов пульсара B0809+74 оно составляет $-332,96872\text{с}$, как это видно на нижнем графике. Такое соотношение эпох наблюдаемых событий и соответствующих им значений наблюдаемого периода, вытекающее из соотношений (9.5) и (9.6), подтверждает, что в координатных системах численные величины наблюдаемого периода вращения на



а) наблюдаемые интервалы, (вверху), их разность (внизу)

б) разность наблюдаемых и расчетных интервалов TT (вверху) и TB (внизу)

Рис. 10.2. Наблюдаемые топоцентрические (TT) и барицентрические (TB) интервалы пульсара B0809+74 (слева) и их разность с расчетными значениями (справа)

совпадающие эпохи одинаковы. Действительно, расхождения наблюдаемого периода P_{TT}^* и P_{TB}^* в координатных системах определяются исключительно разницей эпох MJD_{TT} и MJD_{TB} , выраженных в шкалах местного координатного времени, с учетом производной периода $\dot{P}$:

$$P_{TB}^* = P_{TT}^* + \dot{P}(MJD_{TB} - MJD_{TT}) \cdot 86400, \text{ с.} \quad (10.1)$$

В этом проявляется принцип относительности: физические процессы, наблюдаемые в топоцентрической и барицентрической координатных системах при одинаковых условиях, тождественны, а координатные системы равноправны. Это также необходимое условие выполнения фундаментального закона сохранения энергии вращения. В метрике СТО оно выполняется в результате преобразований Лоренца (8.2), которые определяют измененное местное время, для каждой координатной системы своё. Преобразования Лоренца учитывают перемещение и скорость наблюдателя в разных системах, неодновременность наблюдаемых событий в разных точках пространства вследствие конечной скорости распространения радиосигнала, приводя тем самым физические процессы в одинаковые условия наблюдения. Это, в частности, означает, что интервалы наблюдаемых событий, определяемые одинаковым периодом вращения, также одинаковы в обеих системах на совпадающие эпохи местного времени, а поскольку местное время различно, то оно в каждой системе соответствует разному числу наблюдаемых событий излучения N , отсчитываемых от общего начала.

Как следует из рис. 10.2б, расхождения интервалов, определяемых по эфемеридам и вычисленных по наблюдаемым параметрам вращения, носят случайный характер, имеют квазистационарный вид и находятся в одном диапазоне величин в обеих координатных системах. Стандартная статистическая оценка расхождения интервалов находится в пределах 20 нс в двухлетнем промежутке наблюдений. Эта величина сопоставима с суммарными погрешностями атомных эталонов времени и планетных эфемерид, она не связана с параметрами вращения пульсара. Ее можно интерпретировать как погрешность координатных преобразований интервалов при переходе из метрики ОТО в метрику СТО.

В таблице 10.1 приведены параметры вращения в топоцентрической и барицентрической системах для шести наблюдавшихся на радио-

Таблица 10.1

Параметры вращения пульсаров в координатных системах

PSR	P_{TT}^*, c	P_{TB}^*, c	$\dot{P}, c \cdot c^{-1}$
B0809 + 74	1,29224151775083 (54080.0098)	1,29224151775088 (54080.0137)	$1,676 \cdot 10^{-16}$
B1919 + 21	1,33730279821909 (54477.39095)	1,33730279821869 (54477.3875)	$1,34809 \cdot 10^{-15}$
B0834 + 06	1,27377145381349 (54103.96609)	1,27377145381682 (54103.97176)	$6,79918 \cdot 10^{-15}$
J1509 + 5531	0,739683736756101 (54104.23540)	0,739683736756481 (54104.23628)	$4,99821 \cdot 10^{-15}$
B2217 + 47	0,538470617227171 (54117.498697)	0,538470617226984 (54117.49791)	$2,76421 \cdot 10^{-15}$
B0329 + 54	0,714521051744271 (54104.750676)	0,714521051745039 (54104.75501)	$2,04959 \cdot 10^{-15}$

телескопе БСА ФИАН (Пушино) пульсаров. В скобках указаны значения эпохи наблюдений, отсчитываемые в шкалах местного времени, которые соответствуют указанному значению периода. Нетрудно убедиться, что значения периода в координатных системах связаны с эпохой наблюдений в этих системах и производной периода соотношением (10.1).

Таким образом, приведение интервалов пульсарного времени к виду инвариантных относительно координатных преобразований уравнений, в которых переменными являются наблюдаемые параметры вращения пульсара, показало тождественность исчисления пульсарного времени в любых пространственных системах отсчета, которые абсолютно равноправны. Метрические характеристики наблюдаемых интервалов пульсарного времени едины для всех систем отсчета, Они согласуются с инвариантом (8.3) и определяются исключительно наблюдаемыми параметрами вращения пульсара. Поэтому уравнения (9.1) и (9.2) исчерпывающим образом отражают метрические свойства физического процесса излучения пульсара и подтверждают эквивалентность метрики ОТО и метрики СТО, а интервалы пульсарного времени, которые определяются по измеренным величинам наблюдаемого периода вращения пульсара, образуют единый континуум событий в четырехмерном пространстве-времени. Тем самым открываются принципиально новые возможности изучения фундаментальных закономерностей уникального физического процесса периодического излучения пульсаров.

Глава 11

Обнаружение свойства когерентности периодического излучения пульсаров

Анализируя результаты линейной аппроксимации наблюдаемых интервалов импульсного излучения функцией параметров вращения пульсаров, можно сделать несколько важных обобщений.

Во-первых, интервалы импульсного излучения аналитически связаны с периодом вращения и его производными, численные значения которых являются наблюдаемыми величинами. Случайные, не укладывающиеся в ротационную модель, погрешности аппроксимации обусловлены внешними факторами, к параметрам вращения пульсара отношения не имеют и отождествляются независимо.

Во-вторых, для определения интервалов событий излучения на любую эпоху наблюдений достаточно знать период и его производные на некоторую фиксированную эпоху начального события излучения, относительно которого отсчитываются интервалы, распространяемые на любой промежуток наблюдений.

В-третьих, при координатных преобразованиях интервалов период и производные в любой координатной системе тождественны на совпадающие эпохи местного времени, и нет никакой разницы, какой координатной системе они принадлежат.

Интервалы пульсарного времени, отсчитываемые относительно начального наблюдаемого события излучения, определяются фиксированными значениями периода и его производных на эпоху наблюдения этого события в соответствии с разложением в степенной ряд Маклорена (3.4). Интервалы в (3.4), представляющие собой сумму трех компонентов пульсарного времени, первый из которых задан постоянным значением периода P_0^* , а второй и третий зависят от производных, для любого натурального значения N , выражаются через параметры вращения $P_0^*, \dot{P}, \ddot{P}$, фиксированные на начальную эпоху. Очевидно, что при

выборе начального события на другую эпоху значение периода уже будет другим, измененным с учетом производных в промежутке между этими двумя эпохами. Однако и новые значения параметров будут точно соответствовать степенному ряду Маклорена при любом расширении окрестности начального события в пределах, задаваемых времени-подобной переменной $t = P_0^* N$:

$$PT = P_0^* N + \frac{1}{2} P_0^* \dot{P} N^2 + \frac{1}{6} (P_0^{*2} \ddot{P} - 2P_0^* \dot{P}^2) N^3. \quad (11.1)$$

Следует иметь в виду, что значения N , определяемые выражением (11.1) в виде натурального ряда, в общем случае, могут не быть целочисленными. Неоднородности межзвездной среды приводят к немоделируемым и непредсказуемым вариациям времени прихода импульсов излучения, которые проявляются в виде случайных, не связанных с вращением пульсара, отклонений интервалов. Калибровочное преобразование (4.5) минимизирует их влияние, приводя наблюдаемые и рассчитанные по параметрам вращения интервалы к согласованному виду путем подгонки величины N , теперь уже как свободной переменной, не нарушая тождественность левой и правой части выражения (11.1) при любых действительных значениях N .

По фиксированным параметрам вращения $P_0^*, \dot{P}, \ddot{P}$ с помощью линейной аппроксимации наблюдаемых интервалов находятся действительные значения N_i , которые отличаются от целочисленных на величину ΔN_i :

$$\Delta N_i = \frac{\Delta \varphi(t)_i}{2\pi}, \quad (11.2)$$

Величина ΔN_i определяется по изменению $\Delta \varphi(t)_i$ фазы наблюдаемого импульса в пределах текущего периода вращения, а оно в свою очередь вычисляется в соответствии с соотношением $\Delta \varphi(t)_i = \frac{2\pi}{P} \Delta t_i$ по отклонению наблюдаемых интервалов $\Delta t_i = \Delta P T_i$.

Изменение фазы $\Delta \varphi(t)_i$ и соответствующее ему изменение ΔN_i учитывает случайное, обусловленное внешними факторами, смещение

наблюдаемого импульса излучения относительно начальной эпохи. Важно отметить, что эти изменения получены при неизменных параметрах вращения, которые заданы на начальную эпоху, и согласование фазы наблюдаемого импульса в результате калибровки, достигаемое исключительно за счет подгонки ΔN_i , не нарушает тождества (11.1). Согласованные в результате калибровки наблюдаемые интервалы определены параметрами вращения, которые соответствуют наблюдаемым интервалам, отсчитываемым от начального события в промежутке, заданном времени-подобной переменной $t = P_0^* N$ разложения в степенной ряд Маклорена относительно нулевого значения на начальную эпоху наблюдений.

Если начальную эпоху выбирать произвольно, то фиксированное значение периода P на эту эпоху связано с его производными и переменной t следующим образом:

$$P = P_0^* + \dot{P} \cdot t, \quad \dot{P} = \dot{P}_0 + \ddot{P} \cdot t. \quad (11.3)$$

Соотношения (11.3) определяют согласованные значения периода и производных, при которых левая и правая части уравнения вида (11.1) тождественны на любом промежутке наблюдений, независимо от выбора начальной эпохи наблюдения. Поскольку уравнение интервалов пульсарного времени (11.1) инвариантно относительно координатных преобразований, то его левая и правая части в любой координатной системе тождественны. Разница заключается только в том, что в каждой координатной системе будет свое местное время: в барицентрической $t_B = P_0^* N_B$, а в топоцентрической $t_T = P_0^* N_T$. В обеих системах на совпадающие эпохи местного времени наблюдаемые параметры вращения совпадают, и в любой из них все приведенные здесь соотношения, связывающие период вращения пульсара, интервалы и фазы наблюдаемых событий излучения, тождественны.

Отсюда следует, что значения периода вращения пульсара и его производных при выполнении соотношений (11.2) представляют собой уникальное, единственное решение уравнений интервалов вида (11.1), инвариантных в координатных системах. Только при таких и никаких иных значениях наблюдаемых параметров вращения, достигается сходимость степенных рядов Маклорена, аппроксимирующих интервалы

пульсарного времени, при неограниченной продолжительности наблюдений в любой координатной системе, независимо от выбора начальной эпохи.

Эти результаты, свидетельствующие о согласованности параметров вращения, интервалов пульсарного времени и фазы наблюдаемых событий, являются прямым подтверждением когерентности периодического излучения пульсара. Свойство когерентности означает, что события, наблюдаемые в любой координатной системе, синфазны с периодическим (во времени) и волновым (в пространстве) процессом излучения. Отсюда следует, что независимо от эпохи, выбранной для продолжения наблюдений после любой паузы, продолжительностью даже в несколько десятков лет, синфазность наблюдаемых событий сохраняется также и на эпоху текущих наблюдений.

Таким образом, события, наблюдаемые в любой координатной системе, привязаны к фазе периодического (во времени) и волнового (в пространстве) процесса излучения пульсара, которая определена согласованными параметрами вращения на любую эпоху прошлого, настоящего и будущего. Когерентность волны означает, что в различных точках волны осцилляции происходят синхронно, то есть разность фаз между двумя точками не зависит от времени. Синхронность периодического излучения пульсаров, как основной признак когерентности, сохраняется на неограниченном промежутке наблюдений в любой координатной системе отсчета по шкале местного времени.

Свойство когерентности обнаружено с помощью линейной аппроксимации интервалов наблюдаемых событий функцией параметров вращения, связывающей время прихода, интервалы и фазу наблюдаемых событий импульсного излучения с параметрами вращения нейтронных звёзд.

Формула обнаруженного свойства когерентности выражается следующим образом:

Установлено неизвестное ранее свойство временной и пространственной когерентности импульсного периодического излучения нейтронных звёзд посредством устойчивого воспроизведения периода вращения и фазы импульсного излучения, независимо от эпохи и места наблюдений, обусловленное коллапсом ядра сверхновой на стадии образования нейтронной звезды.

Структура формулы, кроме названия и указания на способ получения доказательств, содержит описание условий, при (посредством) которых наблюдается свойство, а также отражение причинно-следственной связи, обусловившей наблюдаемое свойство.

Все пункты формулы, кроме последнего, вытекают из уже изложенного здесь детального анализа, чего пока нельзя утверждать в отношении причинно-следственной связи обнаруженного свойства. Этот вопрос, восходящий к физическому процессу звездообразования, будет рассмотрен далее.

Глава 12

Магниторотационная устойчивость пульсаров

Вращающиеся нейтронные звезды с сильным магнитным полем, наблюдаемые с 1967 года, рассматриваются как радиоисточники с импульсным излучением (пульсары). Уже в первые годы после открытия были разработаны методы наблюдений пульсаров, определены основные свойства излучения. Период следования импульсов P для разных объектов находится в пределах (0,0014–8) секунд и с течением времени постепенно увеличивается, в соответствии с производной $\dot{P}$, что интерпретируется как торможение вследствие потерь энергии вращения нейтронной звезды. И действительно, самые большие запасы энергии связаны с её вращением ($E_{rot} = I\Omega^2 / 2 \sim 10^{45} - 10^{52}$ эрг при моменте инерции $I = 10^{45}$ г·см²), а наблюдаемая скорость потерь энергии вращения ($dE_{rot} / dt = I\Omega d\Omega / dt \sim 10^{31} - 10^{34}$ эрг/с) такова, что при магнитном поле порядка 10^{12} Гс её вполне достаточно для широкополосного излучения пульсаров, наблюдаемого в радио-, оптическом, рентгеновском и гамма-диапазонах, и поэтому естественно считать, что основным источником всех наблюдаемых проявлений активности радиопульсаров являются потери энергии вращения нейтронной звезды [22].

При массе порядка массы Солнца радиус нейтронной звезды равен всего 10–15 км, плотность её внутренних слоёв достигает значений порядка ядерных плотностей, до 10^{15} г/см³, и в этих условиях центральные области нейтронных звезд принято считать состоящими в основном из сверхтекучих нейтронов. По оценкам яркостной температуры излучения T_b (радио) $\sim 10^{26}$ К, T_b (оптика) $\sim 10^9$ К, T_b (х-лучи) ~ 10 К пульсара в Крабе сделан вывод, что оптическое и рентгеновское излучение пульсаров вполне может быть некогерентным, например, синхротронным излучением. Радиоизлучение, напротив, явно не может

быть некогерентным, поскольку ускорение большого числа электронов до энергий $E \sim 10^{16}$ эВ, представляется совершенно нереальным [35]. При некогерентном испускании для достижения таких температур излучающие частицы должны иметь энергию намного выше, чем энергия за счет ускорения электрическими полями пульсаров и неизмеримо выше, чем возможности любых известных механизмов излучения. К тому же максимум такого «теплого» излучения должен приходиться на сверхжесткий гамма-диапазон, а наблюдаемый максимум у большей части пульсаров находится в радиодиапазоне [22].

Количество и распределение пульсаров в Галактике хорошо согласуется с гипотезой, что нейтронные звезды образуются в результате взрывов сверхновых звезд, хотя в деталях процесс образования до конца неясен до сих пор. Сильное магнитное поле, порождающее излучение вращающейся нейтронной звезды, возникает при взрыве сверхновой с коллапсирующим ядром за счет экспоненциального роста компонентов магнитного поля при развивающейся магниторотационной неустойчивости. Сверхновые представляют собой последний этап в эволюции массивных звезд, сопровождающейся ядерным горением и образованием все более тяжелых элементов с растущей энергией связи. Эволюция заканчивается потерей устойчивости и коллапсом ядра, состоящего из элементов группы железа, когда в центре образуется устойчивая нейтронная звезда. Роль магниторотационного механизма состоит в том, что энергия, нужная для взрыва сверхновой, извлекается из вращения звезды при помощи магнитного поля. При коллапсе ядра замagnetиченной предсверхновой возникает дифференциальное вращение. В результате магниторотационного взрыва высвобождается порядка 10^{51} эрг энергии, чего вполне достаточно для объяснения взрыва сверхновых с коллапсирующим ядром. Из-за большой проводимости вещества в предсверхновой магнитное поле в результате коллапса оказывается в замороженном в вещество, и плазма в пределах светового цилиндра $R_L = c / \Omega$ вращается твердотельно вместе со звездой [33, 34].

Итак, за очень короткий по космогоническим масштабам промежуток при взрыве сверхновой и коллапсе ядра замagnetиченной предсверхновой поле сначала усиливается дифференциальным вращением за счет разных угловых скоростей, а затем это усиленное поле приводит к преобразованию энергии вращения в энергию взрыва. В резуль-

тате магнитное поле принимает значение порядка 10^{12} Гс, а звезда становится вращающейся твердотельно и сравнительно медленно. Миновав состояние экстремальной турбулентности при взрыве сверхновой и коллапсе ядра, нейтронная звезда переходит в состояние устойчивого вращения с постепенным и монотонным замедлением, которое мы и наблюдаем по импульсному периодическому излучению, которое, как было показано, обладает свойством временной и пространственной когерентности.

Таким образом, обнаруженное свойство когерентности импульсного излучения нейтронной звезды обусловлено мгновенной вспышкой энергии при взрыве сверхновой с коллапсирующим ядром замagnetиченной предсверхновой. Свойство когерентности излучения возникло одновременно с коллапсом ядра и переходом звезды-предшественницы сверхновой от магниторотационной неустойчивости на стадии взрыва в устойчивое состояние твердотельного вращения магнитного поля вместе с веществом нейтронной звезды.

Анализируя магниторотационную устойчивость пульсаров по согласованным параметрам вращения на протяжении продолжительных, до нескольких десятков лет, наблюдений, мы должны иметь в виду, что пульсар, кроме вращения, может совершать также и поступательное движение, и если это движение происходит вдоль луча зрения наблюдателя, то оно будет проявляться в виде изменения наблюдаемого периода излучения. В работе [34] авторы отмечают, что в магниторотационной модели существует естественный механизм ускорения во время образования нейтронной звезды при взрыве сверхновой. В результате коллапса звезды неизбежно возникает дифференциальное вращение и закручивание радиального дипольного компонента магнитного поля, что приводит к появлению антисимметричного компонента тороидального поля. Складываясь с исходным симметричным, он приводит к нарушению зеркальной симметрии магнитного поля и вызывает собственное движение пульсара с большими скоростями, иногда превышающими 1000 км/с. Однако заметим, что здесь речь идет об ускоренном движении под воздействием экстремальной энергетической турбулентности в очень коротком промежутке при взрыве сверхновой. После перехода из состояния турбулентности в устойчивое твердотельное вращение приобретенная при взрыве скорость, как и параметры вращения звезды, остаются стабильными в течение мил-

лионов лет, так что изменение скорости на гораздо меньшем масштабе, всего в несколько десятков лет, равно как и «красное» смещение излучения небесных тел, не приводит к значимым изменениям в наблюдаемой периодичности излучения.

Но совсем другое дело, если на фоне устойчивой периодичности проявляются выраженные нерегулярности излучения, такие, например, как у наблюдаемого пульсара B0531+21 [9], которые обычно принято интерпретировать как сбои периода вращения типа глитчей. Возникает вопрос: если действительно мы имеем дело с внезапными сбоями периода вращения, то каким образом тогда связать их с обнаруженным по наблюдениям на БСА ФИАН группы других пульсаров свойством когерентности излучения, которое свидетельствует о монотонном замедлении вращения, устойчивом воспроизведении периода вращения и фазы импульсного излучения, независимо от эпохи и места наблюдений, и отсутствии каких-либо сбоев периода за всё время наблюдений.

Нами по данным наблюдений были получены и исследованы параметры вращения пульсара B0531+21 в Крабовидной туманности размером в 11 световых лет (3,4 пк) в созвездии Тельца, находящейся на расстоянии около 6500 световых лет (2 кпк) от Земли, отождествленной с историческим взрывом сверхновой SN 1054, зарегистрированным всего около 10^3 лет назад. Наблюдения этого пульсара проводились на радиотелескопе БСА ФИАН в тех же условиях, что и группы других пульсаров. Линейным приближением численных значений интервалов наблюдаемых событий излучения к параметрическому виду в соответствии с аналитической моделью (2.6) был найден период вращения $P^* = 0,03363887785840$ с на эпоху MJD 55218.787512 и производная $\dot{P} = 4,2096 \cdot 10^{-13}$ с·с⁻¹. Сопоставление наблюдаемых параметров P^* и $\dot{P}$ с ретроспективными по каталогу [17]:

$$P_K = 0,0334033474094(2) \text{ с}, \quad \dot{P} = 4,209599(2) \cdot 10^{-13} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1},$$

которые указаны там на эпоху MJD_K 48743.0 (01.05.1992 г.) показало, что значения производной $\dot{P}$ в каталоге и по наблюдениям совпадают в пределах указанных в каталоге погрешностей, а наблюдаемый период вращения согласуется с каталогом, с учетом производной и разности эпох. По аналогии с пульсарами B0834+06, J1509+5531, B2217+47,

B0329+54 для пульсара B0531+21 была определена вторая производная $\ddot{P} = 1,57877 \cdot 10^{-23} \text{ с}^{-1}$.

Однако, в отличие от других пульсаров, у PSR B0531+21 найденные линейным приближением по аналитической модели период и производные, удовлетворяя условию согласованности (11.3) по критерию когерентности, тем не менее, значительно, в относительном выражении на несколько порядков, расходятся с реально наблюдаемым периодом. Соответствующие им отклонения интервалов находятся в миллисекундном диапазоне и на 5–6 порядков превышают верхний предел немоделируемых шумов, тогда как у других пульсаров они не выходят за пределы наносекундного диапазона.

Несмотря на такие аномальные отклонения наблюдаемого периода излучения PSR B0531+21, нет оснований считать, что они вызваны внезапными сбоями периода вращения. Действительно, мы видим, что период вращения, преобразованный с учетом замедления $\dot{P}$ из эпохи, указанной в каталоге, совпадает с наблюдаемым периодом спустя даже несколько десятков лет, отличие наблюдаемого периода от каталога определяется только разницей эпох. Если предположить, что здесь мы действительно наблюдаем глитчи — внезапные, произвольной интенсивности, знакопеременные сбои периода, то вряд ли можно ожидать, что в процессе релаксации пульсара после глитча, на который не исключено также наложение других, следующих за ним глитчей, параметры вращения всякий раз будут возвращаться в исходное состояние и предсказуемо воспроизводиться десятилетиями.

Попытка представить наблюдаемые отклонения периода, не укладывающиеся в степенной ряд аналитической модели (3.2), в виде дальнейшего расширения этого ряда привела бы только к хаотизации наблюдаемого периода. Действительно, в этом случае степенной ряд для достижения его сходимости пришлось бы дополнить компонентами разложения по производным более высоких порядков, которые, в отличие от первой и второй, были бы случайными, непредсказуемыми и, очевидно, к вращению пульсара отношения не имеющими.

Отсюда следует необходимость объяснения, чем же в таком случае вызваны аномальные отклонения наблюдаемого периода излучения, если внезапных сбоев периода вращения не происходит, и параметры вращения остаются стабильными на всей протяженности наблюдений.

Из проведенного анализа отклонений наблюдаемого периода излучения пульсара В0531+21 можно сделать следующий вывод. Если параметры P^* , $\dot{P}$, $\ddot{P}$, полученные аппроксимацией наблюдаемых интервалов по аналитической модели (3.2), стабильны и согласованы по критерию когерентности, а в наблюдаемых интервалах обнаруживаются случайные отклонения, то это означает, что параметры P^* , $\dot{P}$, $\ddot{P}$ представляют собой период излучения пульсара, который совпадает с периодом вращения, а отклонения интервалов, не связанные с параметрами вращения, представляют собой наблюдаемое доплеровское смещение периода излучения вследствие движения пульсара в направлении луча зрения.

Будем находить параметры этого движения. Для этого определим связь между наблюдаемым отклонением периода и доплеровским смещением и, соответственно, скоростью в лучевом направлении, а затем выразим скорость через параметр линейного приближения α аналитической модели интервалов. Параметр доплеровского смещения Z определяется:

$$Z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{emit}}{\lambda_{emit}} = \frac{P_{obs} - P_{emit}}{P_{emit}},$$

где $\lambda_{obs}, \lambda_{emit}; P_{obs}, P_{emit}$ — длина волны (периода) в точке наблюдения и испускания излучения, соответственно.

Доплеровское смещение длины волны источника, движущегося с лучевой скоростью V_r и полной скоростью V , определяется:

$$Z = \frac{1 + V_r / c}{\sqrt{1 - (V / c)^2}} - 1, \text{ где } c \text{ — скорость света.} \quad (12.1)$$

Приравнявая относительные величины Z (12.1) и отклонение наблюдаемого периода $\alpha = \Delta P^* / P^*$, учитывая $V/c \ll 1$, находим значение лучевой скорости V_r , которая соответствует относительному отклонению наблюдаемого периода:

$$V_r = \alpha \cdot c. \quad (12.2)$$

Дифференцированием правой части (12.2) получаем ускорение пульсара в лучевом направлении $\dot{V}_r$:

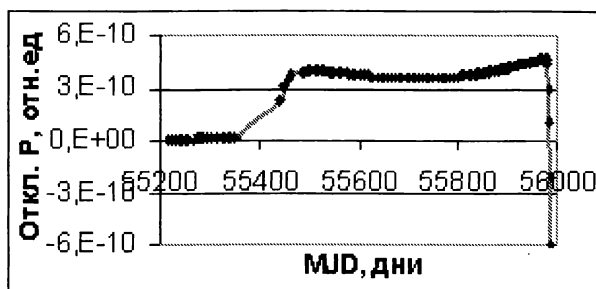
$$\dot{V}_r = c \cdot \frac{d\alpha}{dt}. \quad (12.3)$$

Таким образом, по аналитической модели определяются как параметры вращения пульсара, так и параметры его ускоренного движения под действием приложенных сил.

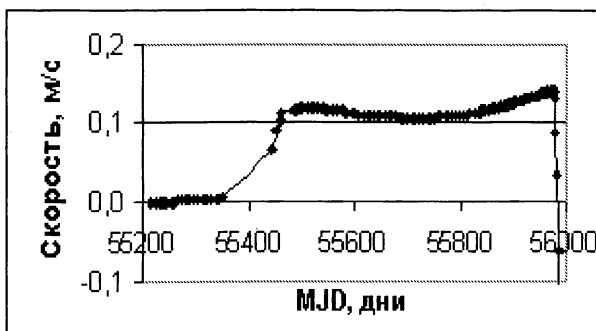
На графиках рисунка 12.1, б и в, приведены скорость и ускорение, вычисленные по соотношениям (12.2) и (12.3) в пределах двухлетнего промежутка наблюдений MJD (55218–55986). Изменения скорости в лучевом направлении повторяют отклонения наблюдаемого периода, также показанные на рис. 12.1а. В пределах двухлетнего промежутка период увеличивается, знак совпадает с «красным» смещением, пульсар движется от нас. Скорость, вначале составляющая всего (0,001–0,004) м/с, затем, в промежутке MJD (55350–55450), нарастает до приблизительно 0,1 м/с, оставаясь на уровне (0,1–0,14) м/с в течение более 500 дней вплоть до MJD 55977. В конце рассматриваемого двухлетнего промежутка, начиная с этой даты, в течение 9 последующих дней идет стремительное увеличение скорости в противоположном направлении и соответственно уменьшение наблюдаемого периода. Ускорение, показанное на графике рис. 12.1в, вычислялось по соотношению (12.3), только вместо производной коэффициента α было взято из наблюдений текущее отношение конечных разностей $(V_{ri} - V_{ri-1}) / (PT_i - PT_{i-1})$. Ускорение в двухлетнем промежутке нарастает от близких к нулевым значений до $3 \cdot 10^{-8} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$, и примерно через 100 дней снова приближается к нулевым значениям, оставаясь в таком состоянии вплоть до MJD 55977. Здесь наступает внезапный, резкий скачок ускорения с противоположным знаком и соответствующее изменение скорости в лучевом направлении.

Результаты наблюдений движения пульсара B0531+21 в лучевом направлении после MJD 55977 будут детально проанализированы в дальнейшем.

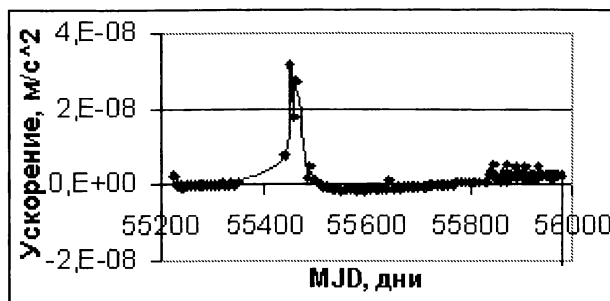
Мы видим, что внешние силы, действующие на пульсар B0531+21 в Крабовидной туманности, носят флуктуационный, случайный характер. Пока не касаясь возможного механизма возникновения и физической



а) отклонение периода



б) скорость



в) ускорение

Рис. 12.1. Определение лучевой скорости и ускорения по наблюдаемому периоду излучения PSR B0531+21 в промежутке MJD (55218–55986)

природы этих сил, отметим только, что, в отличие от сил торможения вращения, выраженных в виде стабильных производных периода, они непредсказуемы, как и порождаемое ими ускоренное движение пульсара.

Таким образом, с помощью линейного приближения наблюдаемых интервалов решается параллельно две задачи: а) определение наблюдаемого периода вращения пульсара и его производных, согласованных по критерию когерентности, и б) определение параметров собственного движения — скорости и ускорения пульсара в лучевом направлении под действием приложенных внешних сил. Монотонное замедление вращения при когерентном импульсном излучении позволяет по наблюдаемым отклонениям периода обнаруживать действующие на пульсар внешние силы, вызывающие ускоренное движение, но при этом не нарушающие магниторотационную устойчивость пульсара.

Глава 13

Согласованность показателя торможения и наблюдаемых параметров вращения пульсаров

Уже к середине 70-х годов стали понятными основные физические процессы, определяющие наблюдаемую активность пульсаров, прежде всего то, что регулярные импульсы радиоизлучения связаны с вращением нейтронных звезд. Далее, источник энергии радиопульсаров обусловлен энергией вращения, а механизм энерговыделения связан с их магнитным полем B_0 порядка 10^{12} Гс. Доля энергии радиоизлучения, исходящего из плазменного потока частиц внутри или вблизи светового цилиндра, не превышает, однако, 10^{-4} – 10^{-6} полных потерь вращательной энергии нейтронной звезды, и наблюдаемое постепенное замедление пульсара не может быть объяснено только его магнитодипольным излучением. Как следует из теоретических работ В. С. Бескина, А. В. Гуревича и Я. Н. Истомина, торможение нейтронной звезды вызывают электрические токи, образующие замкнутую токовую систему в магнитосфере пульсара [37]. Именно эти токи, замыкаясь на поверхности нейтронной звезды, приводят к появлению тормозящего момента сил и тем самым определяют замедление вращения радиопульсара. Оцениваемые по магнитодипольной формуле [38] энергетические потери

$$\frac{dE_{rot}}{dt} = I\Omega\dot{\Omega} \approx \frac{1}{6} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \sin^2 \chi \quad (13.1)$$

составляют для большинства пульсаров 10^{31} – 10^{34} эрг/с при моменте инерции $I = 10^{45}$ г·см², что соответствует наблюдаемой скорости замедления $\dot{P} \sim 10^{-15}$ с·с⁻¹. Здесь χ — угол наклона магнитного диполя к оси вращения, $\Omega = 2\pi / P$ — угловая скорость вращения. Изложенная теория объясняет основные свойства радиоизлучения, общую кар-

тину активности радиопульсаров. Однако пока нет единой точки зрения на вопрос о строении магнитосферы нейтронной звезды. Ясно лишь, что уже на небольших расстояниях от светового цилиндра частицы, покидающие магнитосферу, должны переносить значительную долю энергии по сравнению с полным потоком энергии, не ограничиваясь $10^{-4} - 10^{-6}$ полных потерь вращательной энергии нейтронной звезды. Ввиду отсутствия общепризнанной модели структуры циркулирующих в магнитосфере токов, в рамках этой модели остается неясным механизм торможения — замедления вращения нейтронной звезды, без понимания которого невозможно описать реальное строение магнитосферы пульсаров.

В качестве основного механизма торможения, начиная с работы Пачини [38], опубликованной еще до открытия пульсаров, рассматриваются магнитодипольные потери (13.1). В рамках этой модели основная часть энергии должна уноситься низкочастотной электромагнитной волной, и лишь малая доля энергии должна быть связана с пульсарным ветром. Но, как оказалось, токовые потери по своей величине практически не отличаются от магнитодипольных потерь, поэтому анализ статистического распределения пульсаров по этим показателям не позволяет сделать уверенный выбор между ними.

Во всех рассматривавшихся моделях торможения пульсара считалось, что изменение угловой скорости со временем имеет вид: $\dot{\Omega} = -K\Omega^n$. Для магнитодипольной модели $n = 3$. Показатель торможения n в настоящее время является единственным прямым тестом, связанным с механизмом торможения радиопульсаров:

$$n = \Omega \ddot{\Omega} / \dot{\Omega}^2, \quad (13.2)$$

для определения которого необходимо знать, наряду с угловой скоростью и её производной, также и вторую производную угловой скорости вращения. Но поскольку, с одной стороны, пока нет общепринятой модели торможения, то и величина n остается неопределенной. С другой стороны, измеренные значения второй производной сильно расходятся по разным источникам, и это только усугубляет противоречия в расчетах и наблюдениях и не снимает неопределенность оценок показателя торможения. Особенно существенные погрешности, как выяснилось, вносят большие вариации измерений второй производной,

в силу её наименее выраженного вклада в результат хронометрирования, который сопоставим или даже намного меньше немоделируемых шумов. Так, по данным многолетнего мониторинга 366 пульсаров на 76-метровом радиотелескопе Jodrell Bank [10], в вычисленных по барицентрическим остаточным отклонениям значениям второй производной большинства пульсаров проявляются такие нерегулярности, которые не могут быть объяснены магнитодипольным излучением или какими-то другими систематическими потерями энергии вращения, они обусловлены исключительно случайными, немоделируемыми шумами хронометрирования в остаточных отклонениях и наблюдательных данных. Показатель торможения n для анализируемых 366 пульсаров находится в диапазоне от -287986 до $+36246$ при среднем значении -1713 и медианном значении 22 . При этом 193 пульсара имеют положительную вторую производную частоты вращения, а остальные 173 — отрицательную.

Как показал анализ, такое аномальное рассеяние величины n действительно обусловлено случайными вариациями времени прихода наблюдаемых импульсов и остаточных отклонений, которые вносят искажения при определении второй производной. Случайные, немоделируемые вариации, которые достигают нескольких миллисекунд для секундных пульсаров и не имеют отношения к параметрам вращения, намного, нередко на несколько порядков, превышают кубический компонент полиномиального разложения времени прихода импульсов, обусловленный второй производной, что исключает ее надежное обнаружение в остаточных отклонениях и вычисление с приемлемой точностью. Эта задача уверенно решается с помощью аппроксимации наблюдаемых интервалов по степеням периода вращения P и производных $\dot{P}$, $\ddot{P}$ (3.2). Погрешность аппроксимации интервалов, как было показано, не превышает нескольких наносекунд в двухлетнем промежутке наблюдений. Такая точность относится ко всем компонентам степенного ряда, включая и кубический, который определяет вклад второй производной.

Из выражения (13.2) следует:

$$n = 2 - P\ddot{P} / \dot{P}^2, \quad (13.3)$$

где расчетными величинами показателя торможения являются период и его производные. Очевидно, что предполагаемое в дипольной моде-

ли значение $n = 3$ допускает не только положительный, но и отрицательный знак второй производной периода, учитывая соотношение (13.3), что противоречит условию монотонности замедления. Анализ граничных значений диапазона n , приведённый в работе [37], исходит из того, что в магнитодипольной модели должно выполняться условие $n > 3$. Для преодоления возникающих расхождений в существующих оценках показателя торможения предпринимаются в качестве компромисса различные корректировки, исправления модели, например, за счет привлечения факторов эволюции магнитного поля, или влияния звездного ветра, или наличия сверхтекучей нейтронной жидкости в ядре звезды под её твёрдой корой, не приводящие, впрочем, как резюмирует автор [37], к устойчивым и непротиворечивым результатам.

Следовательно, при очевидной неопределённости в вычислениях второй производной требуется прежде всего убедиться, что результаты измерений $\ddot{P}$ по наблюдениям достоверны и они согласуются с другими параметрами вращения по понятным физическим критериям. Как уже было показано, параметры P , $\dot{P}$, $\ddot{P}$, полученные аппроксимацией интервалов (3.2), согласованы по критерию когерентности, что означает фазовую привязку наблюдаемого события в пределах текущего периода излучения. Этот критерий важен прежде всего для оценки стабильности пульсарных шкал времени. Однако для рассматриваемой модели торможения, обусловленного потерями энергии вращения пульсара, только этого критерия уже недостаточно. Здесь требуется связать параметры вращения с показателем торможения, причем таким образом, чтобы по наблюдаемым параметрам вращения, включая $\ddot{P}$, можно было определить ограничение на диапазон численных значений n , имея в виду прежде всего аномальное рассеяние n в [10].

В таблице 13.1 приведены параметры вращения семи наблюдавшихся на радиотелескопе БСА пульсаров и вычисленные по ним в соответствии с соотношением (13.3) значения показателя торможения. Параметры P и $\dot{P}$ взяты из каталогов [14] и [17]. Если сравнивать их величины с полученными параметрической аппроксимацией интервалов, то значения $\dot{P}$ совпадают, а различия численных значений P определяются только из-за расхождением эпох наблюдений на БСА и указанных в каталогах для ретроспективных наблюдений, а также более низкой точностью, принятой в каталогах, однако и то и другое

Таблица 13.1

Параметры вращения $P, \dot{P}, \ddot{P}$ и показатель торможения n

PSR	P, c	$\dot{P}, c \cdot c^{-1}$	$\ddot{P}, c^{-1}$ (БСА)	n
1. B0809 + 74	1,29334132384 [17]	$1,676 \cdot 10^{-16}$ [17]	$< 10^{-30}$	-0,94
2. B1919 + 21	1,337301192269 [17]	$1,34809 \cdot 10^{-15}$ [17]	$3,99573 \cdot 10^{-30}$	-0,94
3. B0834 + 06	1,27376417152 [17]	$6,79918 \cdot 10^{-15}$ [17]	$1,07488 \cdot 10^{-28}$	-0,96
4. J1509 + 5531	0,739681922904 [14]	$4,99821 \cdot 10^{-15}$ [14]	$9,82117 \cdot 10^{-29}$	-0,91
5. B2217 + 47	0,538467394548 [17]	$2,76421 \cdot 10^{-15}$ [17]	$4,30247 \cdot 10^{-29}$	-1,03
6. B0329 + 54	0,71451866398 [17]	$2,04959 \cdot 10^{-15}$ [17]	$1,67089 \cdot 10^{-29}$	-0,84
7. B0531 + 21	0,0334033474094 [17]	$4,2096 \cdot 10^{-13}$ [17]	$1,57877 \cdot 10^{-23}$	-0,94

не оказывает значимого влияния на оценку n . Следует подчеркнуть, что значения второй производной, полученные аппроксимацией интервалов по наблюдениям на БСА ФИАН, в отличие от взятых из каталога [14] значений, не приводят к аномальному рассеянию показателя торможения n .

У пяти пульсаров B0834+06, J1509+5531, B2217+47, B0329+54 и B0531+21 значения второй производной которых были определены по результатам двухлетних наблюдений, находятся в диапазоне приблизительно от $10^{-23} c^{-1}$ до $10^{-29} c^{-1}$. Показатель торможения отрицателен и находится в пределах от -0,84 до -1,03. Его средняя величина по этим пульсарам составляет $n_{ср\text{едн}} = -0,94$, все значения группируются вблизи отрицательной единицы и укладываются в диапазон $n = -(0,9 \pm 0,2)$.

Обратим внимание, что в отличие от остальных пульсаров этой группы, у PSR B0531+21 значения $\dot{P}$, $\ddot{P}$ намного больше: первая производная — на два порядка, а вторая — на 5–6 порядков. Тем не менее, показатель торможения и у этого пульсара находится в том же диапазоне и не отличается от среднего значения по группе.

Особое место занимают пульсары B0809+74 и B1919+21. У пульсара B1919+21 вторая производная на порядок меньше, и ее уверенное детектирование оказалось возможным только после 7 лет наблюдений. А у пульсара B0809+74 обнаружить компонент второй производной по текущим наблюдениям пока не удалось. Поэтому, не располагая достаточной полнотой наблюдательных данных, можно указать для пульсара

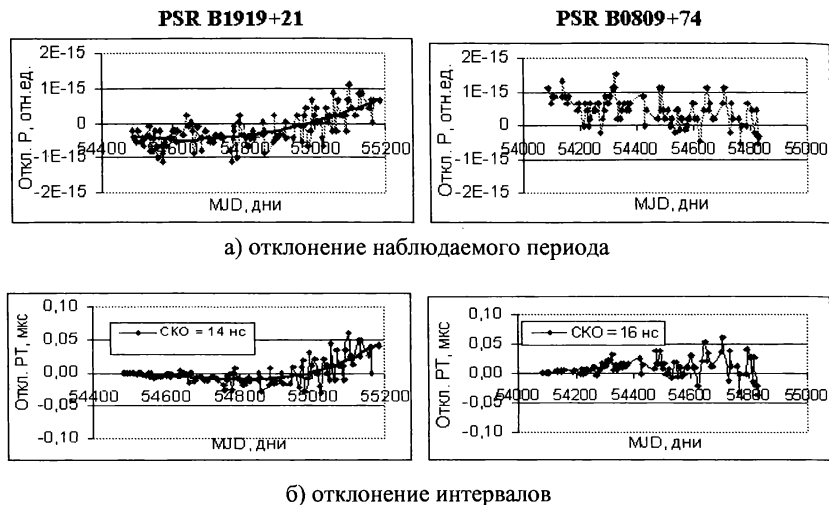


Рис. 13.1. Отклонение периода (а) и интервалов (б) пульсаров В1919+21 (слева) и В0809+74 (справа)

В0809+74 лишь верхний предел $\ddot{P} < 10^{-30} \text{ с}^{-1}$, согласующийся со средним значением показателя торможения $n_{\text{средн}} = -0,94$.

На рисунке 13.1 показаны отклонения периода и интервалов по двухлетним наблюдениям пульсаров В0809+74 и В1919+21. Действительно, на графиках PSR В1919+21 можно увидеть признаки присутствия квадратичного компонента полиномиального разложения в отклонениях наблюдаемого периода и кубического компонента в отклонениях интервалов, происхождение которых обусловлено именно второй производной. У пульсара В0809+74 таких признаков нет, отклонения периода и интервалов квазистационарны с приблизительно нулевым средним значением. У пульсара В1919+21 эти отклонения хотя и проявляются, но они весьма малы, составляют всего несколько десятков наносекунд и, будучи сопоставимыми с шумовыми вариациями наблюдаемых величин (стандартные оценки среднеквадратических отклонений интервалов у этих пульсаров 14 нс и 16 нс соответственно), не достигают уровня уверенного обнаружения, и тем более, недостаточны для точного определения по ним второй производной.

Уверенное детектирование компонента второй производной в отклонениях наблюдаемых интервалов (2.8) стало возможным только

позже, с приближением к 7-летней продолжительности наблюдений. А у пульсара B0809+74 обнаружить компонент второй производной по наблюдениям пока не удалось. Поэтому, не располагая более полными данными о величине второй производной, можно указать для пульсара B0809+74 лишь верхний предел $\ddot{P} < 10^{-30} \text{ с}^{-1}$, согласующийся со средним значением $n = -0,94$.

Отметим, что несмотря на значительные, в несколько порядков, расхождения производной $\dot{P}$ в диапазоне $(10^{-16} - 10^{-13}) \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$, и второй производной $\ddot{P}$ в диапазоне $(10^{-30} - 10^{-23}) \text{ с}^{-1}$, вариации показателя торможения пульсаров B1919+21, B0834+06, J1509+5531, B2217+47, B0329+54 и B0531+21 не превышают (10–15)% средней их величины. По этой группе пульсаров, таким образом, можно сделать вывод, что показатель торможения n является численным инвариантом отношения параметров вращения $P\ddot{P} / \dot{P}^2$, независимо от диапазона их значений. Следовательно, ориентируясь на эту величину показателя торможения, можно оценить значения второй производной и у тех пульсаров, вторая производная которых не достигает порога обнаружения в ограниченном промежутке наблюдений.

Приведением второй производной пульсаров B0809+74 и B1919+21 в соответствие с численным инвариантом показателя торможения мы получили согласованные параметры вращения P , $\dot{P}$, $\ddot{P}$ для наблюдавшихся пульсаров. На рисунке 13.2 приведены значения показателя торможения семи пульсаров, в соответствии с указанными в таблице их номерами.

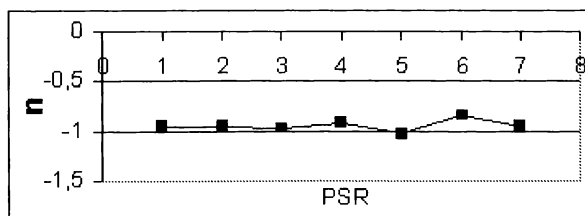


Рис. 13.2. Показатель торможения пульсаров по наблюдаемым значениям P , $\dot{P}$, $\ddot{P}$. Обозначения по оси X: 1 — B0809+74, 2 — B1919+21, 3 — B0834+06, 4 — J1509+5531, 5 — B2217+47, 6 — B0329+54, 7 — B0531+21

Численная инвариантность показателя торможения (13.3) является следствием когерентности импульсного излучения, в котором наблюдаемый период вращения пульсара и его производные на текущую эпоху наблюдений полностью определены по их значениям на некоторую фиксированную начальную эпоху, от которой отсчитывается текущая эпоха наблюдений. Действительно, в соответствии с разложением в степенной ряд Маклорена, параметры вращения, взятые на некоторую фиксированную эпоху наблюдений, распространяются на любую другую эпоху без ограничения окрестности выбранной начальной точки полиномиального разложения.

Численная инвариантность параметрического выражения $P\ddot{P} / \dot{P}^2$ выполняется только при определенном соотношении значений периода и его производных, удовлетворяющем условию сходимости разложения в степенной ряд, которым аппроксимируются наблюдаемые интервалы пульсарного времени. Такое соотношение параметров является единственным. В противном случае сходимость ряда нарушается из-за несогласованности степенных компонентов, что и будет неизбежно выявлено по отклонению наблюдаемых интервалов при расширении окрестности разложения. Отсюда же следует, что по наблюдаемым интервалам с помощью линейного приближения находится единственное для каждого пульсара сочетание параметров вращения, которое соответствует условию сходимости степенного ряда. Чем больше временная окрестность разложения, то есть продолжительность наблюдений, тем точнее определение наблюдаемых параметров вращения, из которых критически важным, определяющим предел точности аппроксимации, является $\dot{P}$.

Таким образом, численная инвариантность показателя торможения подтверждает тождественность наблюдаемых параметров вращения при неограниченным расширением временной окрестности, в пределах которой аппроксимируются интервалы в виде полиномиального разложения в степенной ряд Маклорена, и их эквивалентность при выборе любой эпохи в качестве начальной в пределах этой окрестности. Численная согласованность показателя торможения и наблюдаемых параметров вращения, независимо от выбора начальной эпохи наблюдений, является прямым следствием свойства когерентности периодического излучения пульсаров в пределах неограниченной продолжительности наблюдений.

Глава 14

Магнитоиндукционный механизм торможения пульсаров

Процесс постепенного замедления вращения пульсаров, происходящий за характерное время $T \sim 10^6 - 10^7$ лет, сопровождается такими потерями энергии, которые нельзя объяснить только излучением звезды, обусловленным движением заряженных частиц вдоль силовых линий в пределах светового цилиндра. В магнитосфере радиопульсара существуют области открытых силовых линий, пересекающих световой цилиндр, и плазма, находящаяся на открытых силовых линиях, может уходить на бесконечность. Ясно, что истекающая плазма за пределами светового цилиндра не может вращаться твердотельно вместе со звездой, как и находящаяся в околосредном пространстве плазма после взрыва сверхновой. В большинстве моделей, основанных на «вакуумном приближении», плазма вне звезды считается настолько разреженной, что ее влияние можно не учитывать. Предполагается, что при наличии у намагниченной вращающейся звезды плазменной атмосферы в присутствии электрического поля, вызывающего истечение и ускорение частиц, значительная часть теряемой звездой энергии передается истекающей плазме, которая содержит также частицы с очень высокими энергиями [35]. Такой результат, в принципе, может объяснить активность в оболочках сверхновых, в частности, у пульсара B0531+21 в Крабовидной туманности. Однако при этом отмечается, что в рамках вакуумной модели пока остается нерешенной центральная задача определения параметров плазмы и поля вблизи вращающейся нейтронной звезды, и сделать окончательные выводы относительно обоснованности и ограничений вакуумной модели не представляется возможным.

Как уже отмечалось [37], единственным прямым тестом, связанным с механизмом замедления радиопульсаров, является показатель

торможения $n = \Omega \ddot{\Omega} / \dot{\Omega}^2 = 2 - P \ddot{P} / \dot{P}^2$, для определения которого необходимо знать параметры вращения пульсара. Между тем, из-за низкой точности статистических оценок второй производной угловой скорости вращения $\ddot{\Omega}$ по барицентрическим остаточным уклонениям значения n , в зависимости от источников, оказываются существенно различными. Расхождения нередко достигают нескольких порядков величины, и до сих пор оставалось невыясненным, насколько показатель торможения n согласуется с магнитодипольной моделью. С помощью аналитической аппроксимации интервалов (2.6), переменными которой являются именно и исключительно параметры вращения пульсара, по наблюдениям группы пульсаров, включая пульсар В0531+21 в Крабовидной туманности, было установлено, что показатель торможения находится в диапазоне $n = -(0,9 \pm 0,2)$. Сопоставление наблюдаемых параметров вращения P , $\dot{P}$, $\ddot{P}$ с ретроспективными по каталогам подтвердило, что величина n у всех пульсаров группы не выходит из этого диапазона в пределах продолжительности наблюдений в несколько десятков лет после их открытия. Стало понятно, что наблюдаемые параметры вращения соответствуют монотонному замедлению, характерную для твердотельного вращения нейтронной звезды. Тем самым была снята неопределенность соотношения наблюдаемых изменений периода и замедления, обусловленного потерями энергии вращения. Согласованность параметров вращения по показателю торможения свидетельствует об отсутствии внезапных скачков периода вращения и «звездотрясений» нейтронной звезды и указывают на монотонность замедления, подтверждаемую стабильными наблюдаемыми параметрами вращения на доступных для анализа промежутках.

Если более внимательно посмотреть на величину и структуру энергопотерь пульсара В0531+21, можно отметить ряд существенных особенностей, свойственных только этому пульсару. Во-первых, потери энергии вращения на несколько порядков больше, чем у других пульсаров. Во-вторых, кроме вращения, отмечается поступательное движение пульсара, наблюдаемое в лучевом направлении, со скоростью, величина и знак которой имеют случайный характер. И, в-третьих, поступательное движение не влияет на параметры вращения и показатель торможения.

Теория, описывающая электродинамику тока и генерацию электронно-позитронной плазмы в магнитосфере пульсара, исходит из «вакуумного приближения», когда плазма вне звезды достаточно разрежена и не оказывает существенного влияния на излучение и замедление звезды. Между тем, результаты наблюдений пульсара в Крабе, у которого при отсутствии внезапных сбоев периода вращения и монотонном замедлении обнаруживается ускоренное поступательное движение, требуют дополнительного объяснения. Здесь очевидно проявление внешней силы, которая вызывает ускоренное движение пульсара, но не оказывает влияния на параметры вращения, и замедление вращения остается монотонным. Отсюда следует, что объяснить перемещение пульсара только излучением, обусловленным движением заряженных частиц вдоль замкнутых силовых линий в пределах светового цилиндра, невозможно, так как это движение частиц в токовой модели влияет только на замедление вращения, которое у пульсара B0531+21 остается неизменным. Можно предположить, что часть энергии, теряемой при торможении пульсара, переходит в энергию наблюдаемого ускоренного движения, которое вызвано силами, возникающими в области открытых силовых линий, природа которых определяется нестационарными физическими явлениями в околосветовой плазме вне светового цилиндра. Условия появления ненулевого результирующего вектора сил, приводящих к поступательному движению пульсара, по-видимому, связаны с аномально большими энергопотерями вращения, тогда как при обычном уровне энергии рассеяния неуровновешенность сил, воздействующих на ротатор в лучевых направлениях, находится ниже порога обнаружения по параметрической аппроксимации наблюдаемых интервалов.

В магнитодипольной модели Пачини [38] основная часть энергии вращения уносится электромагнитной волной в низкочастотном диапазоне от нескольких герц до нескольких килогерц. Такая волна не может распространяться в межзвездной плазме, ее действие, следовательно, ограничивается только окрестностями звезды, в пределах пространства взрыва сверхновой. Понятно, что в этом пространстве должен существовать механизм преобразования энергии вращения в электромагнитные волны высоких энергий, порождаемые торможением пульсара. Но в модели Пачини, также исходящей из предположения вакуумной среды, подобное преобразование энергии не обсуждается, говорится

только о его необходимости. Следует однако отметить, что физические условия реализации такого механизма существуют за пределами светового цилиндра, где электронно-позитронная плазма переходит из состояния твердотельного вращения с пульсаром в свободное, не связанное со звездой состояние, определяемое внешними условиями за пределами магнитосферы.

Открытые силовые линии, выходящие из светового цилиндра, пронизывают окрестности нейтронной звезды, и изменение магнитной индукции B порождает вихревое электрическое поле E . В соответствии с законом индукции Фарадея, применительно к вакууму, изменение потока магнитной индукции, проходящего через незамкнутую поверхность s , взятое с обратным знаком, пропорционально циркуляции электрического поля на замкнутом контуре l , который является границей поверхности s :

$$\oint_l \vec{E} dl = -\frac{1}{c} \int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} ds.$$

В пространстве, заполненном электронно-позитронной плазмой, возникают замкнутые индукционные вихревые токи. Согласно правилу Ленца, индукционный ток всегда направлен так, что создаваемое им магнитное поле затрудняет или тормозит вызывающее индукцию движение, которое в результате постепенно замедляется. Таким образом, вихревые токи в плазме, индуцированные магнитным полем за пределами светового цилиндра, порождают низкочастотную электромагнитную волну, которая уносит основную часть энергии вращения, теряемую в результате торможения пульсара. Эта энергия, не распространяемая за пределы околос звездного пространства, рассеивается индуцированными токами в обладающей конечной проводимостью плазме, вызывая, наряду с дополнительной ионизацией, нагревом, также ускорение и изменение плотности плазмы, проявляемые в виде звездного ветра в неоднородной и возмущенной среде.

Тормозящее магнитное поле, возбуждаемое циркулирующими вихревыми токами в гетерогенной среде околос звездной плазмы, подвержено при изменении пространственной фазы в пределах периода вращения случайным низкочастотным флуктуациям, которые через открытые силовые линии передаются в магнитосферу пульсара. Неурав-

новешенные в радиальных направлениях магнитотормозящие силы вызывают ускоренное движение вдоль результирующего по направлению, усредненного по времени вектора этих сил, которое мы наблюдаем в лучевом направлении у пульсара в Крабовидной туманности. В то же время у других рассмотренных здесь пульсаров оно не обнаруживается. Причины здесь в том, что пульсар B0531+21 отличается аномально большими потерями энергии вращения. При периоде $P = 0,033$ с, соответствующем его возрасту 10^3 лет, производная $\dot{P} = 4,2096 \cdot 10^{-13} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$ на 2–3 порядка больше, чем, например, у гораздо более «старых» пульсаров, чей возраст приближается к 10^6 лет. Соответственно и потери энергии $dE_{\text{rot}} / dt = -4\pi^2 I \dot{P} / P^3 = 10^{38} \text{ эрг/с}$ на 4–5 порядков больше, чем в среднем у других пульсаров. Поэтому при огромной мощности потерь в возбужденной турбулентной среде случайные низкочастотные флуктуации индуцированного магнитного поля тоже оказываются больше на несколько порядков. У других пульсаров и тормозящее магнитное поле, и его флуктуации намного меньше, поэтому они не создают заметных ускоряющих воздействий.

На рисунке 14.1 для сравнения приведены усредненные профили радиоизлучения пульсаров B2217+47 и B0531+21, которые показывают,

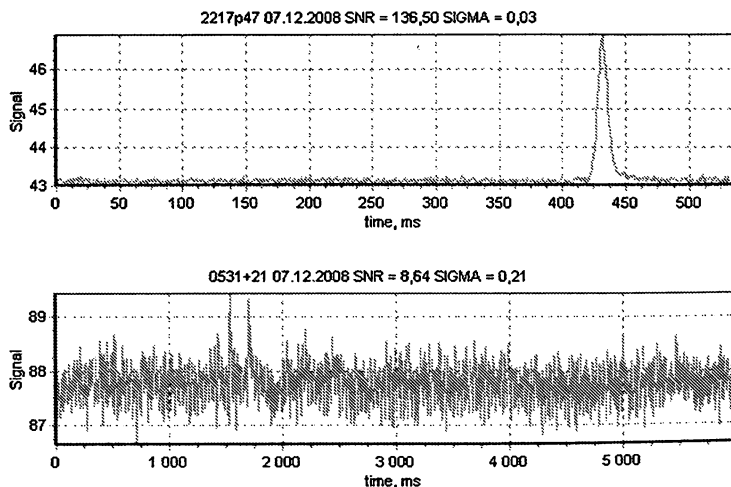


Рис. 14.1. Профили сигналов принимаемого радиоизлучения пульсаров B2217+47 (вверху) и B0531+21 (внизу)

что у пульсара в Крабе шумы намного больше, отношение сигнал/шум менее 10, тогда как у другого пульсара эта величина превышает 100. Не исключено, что такой высокий шумовой фон у пульсара B0531+21 обусловлен мощным влиянием индуцированных вихревых токов на пути прохождения радиоизлучения.

У пульсара B0531+21 с аномально большим замедлением характерное время торможения $P / 2\dot{P} = 3,9 \cdot 10^{10}$ с составляет всего несколько тысяч, а не миллионов лет, как для всех остальных, приведенных в таблице 13.1 пульсаров. Вторая производная $\ddot{P} = 1,57877 \cdot 10^{-23} \text{ с}^{-1}$, согласованная с другими параметрами вращения P , $\dot{P}$, подтверждает ротационную устойчивость пульсара в пределах всего промежутка наблюдений, что соответствует закону сохранения с учетом потерь энергии вращения при монотонном замедлении и условиях, определяемых соотношениями (4.1), а также позволяет найти кинематические и динамические характеристики пульсара под воздействием неуравновешенных сил в лучевом направлении, возникающих вне светового цилиндра.

Следует отметить, что даже при таких как в Крабовидной туманности аномальных возмущениях неоднородной и турбулентной среды,

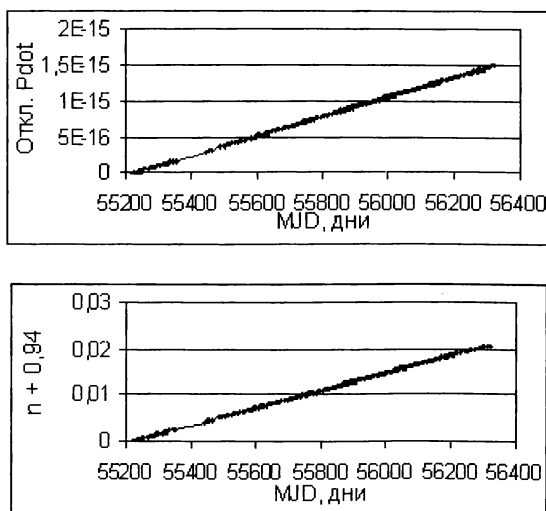


Рис. 14.2. Отклонения производной периода (вверху) и показателя торможения (внизу) пульсара B0531+21

вызванных индуцированной электромагнитной волной за счет энергии торможения и, несомненно, сопровождаемых усилением звездного ветра в окрестности пульсара, тем не менее никаких значимых изменений параметров вращения пульсаров не происходит, даже если пульсар в этой возбужденной и турбулентной среде под воздействием внешних сил получает ускорение. На рисунке 14.2 показаны отклонения производной периода $\dot{P}$ с учетом второй производной $\ddot{P} = 1,57877 \cdot 10^{-23} \text{ с}^{-1}$ в соответствии с (4.1), а также отклонение показателя торможения от значения на начальную эпоху, вычисленного в соответствии с (13.3). Из рис. 14.2 следует, что замедление у пульсара B0531+21, как и у других наблюдаемых пульсаров, монотонное. Здесь линейный тренд показателя торможения в пределах около 0,02 отражает небольшое постепенное увеличение $\dot{P}$ в трехлетнем промежутке наблюдений.

Как было показано, случайные погрешности в определении второй производной периода, вызванные немоделируемыми шумами хронометрирования, вносят основной вклад в искажения при определении показателя торможения. В некоторых работах, например [40], где исследовались внезапные скачки частоты вращения пульсара в Крабовидной туманности, для того чтобы уменьшить влияние случайного шумового фактора, вторая производная была зафиксирована таким образом, чтобы показатель торможения принимал заранее определенное начальное значение, в данном случае $n = 2,51$, которое встречалось и в ряде других работ. В процессе наблюдений все измеренные отклонения второй производной брались от этого значения, а связанные отклонения показателя торможения относились на счет ветра частиц (particle wind) в окрестности пульсара, сила которого рассчитывалась по отклонению показателя торможения от начального значения в пределах приблизительно $2,35 < n < 2,6$. Понятно, что принятая мера, хотя и привела к некоторому уменьшению диапазона вариаций n , но она, как видим, не сняла неопределенность результата, которая была изначально внесена погрешностью вычисления второй производной по остаточным отклонениям на фоне немоделируемых шумов хронометрирования.

Представляет интерес, используя выявленные закономерности процесса замедления, основанные на устойчивых соотношениях па-

раметров вращения, которые получены для наблюдаемых секундных пульсаров (табл. 13.1), распространить их и на короткопериодические, миллисекундные пульсары. Поскольку производная $\dot{P}$ у миллисекундных пульсаров на несколько порядков меньше, чем у секундных, то, учитывая численную инвариантность показателя торможения, следует ожидать, что и вторая производная будет на несколько порядков меньше, а это по существу исключает возможность ее обнаружения в наблюдениях, даже с помощью параметрического приближения интервалов.

Воспользуемся тем, что период P и производная $\dot{P}$ миллисекундных пульсаров, в частности, B1937+21, B1855+09, J1640+2224 и ряда других, с достаточной точностью известны по каталогам и публикациям. Параметрическая аппроксимация наблюдаемых интервалов (2.6) не обнаруживает значимых компонентов степенного ряда, относящихся к второй производной ввиду их малости. Сходимость степенного ряда Маклорена с наносекундной точностью достигается уже только по этим двум параметрам, без кубического компонента второй производной. Следуя численному инварианту показателя торможения $n_{\text{средн}} = -0,94$, по известным параметрам P , $\dot{P}$, были определены значения второй производную $\ddot{P}$ для миллисекундных пульсаров, в число которых, кроме перечисленных выше, вошли также PSR J2145–0750, J0613–0200, J1713+0747, J1643–1224.

В таблице 14.1 приведены параметры вращения этих пульсаров, согласованные по показателю торможения $n = -0,94$. Значения параметров P , $\dot{P}$ взяты из каталога [14] и фундаментального исследования [5], содержащего наиболее полные данные о пульсарах B1937+21 и B1855+09. Значения второй производной $\ddot{P}$, рассчитанные по соотношению (13.3), по крайней мере на 7–8 порядков меньше, чем у секундных пульсаров, приведенных в таблице 13.1. Расчетные величины $\ddot{P}$, находящиеся в диапазоне $10^{-35} - 10^{-38} \text{ с}^{-1}$, действительно не могут внести значимый вклад в наблюдаемые интервалы, который можно было бы обнаружить современными наблюдательными средствами на фоне инструментальных шумов. Поэтому полученные значения $\ddot{P}$, согласованные с наблюдаемыми параметрами P , $\dot{P}$ по показателю торможения здесь следует рассматривать как верхний предел второй производной миллисекундных пульсаров.

Таблица 14.1

Параметры вращения $P, \dot{P}, \ddot{P}$ миллисекундных пульсаров

PSR	P, c	$\dot{P}, c \cdot c^{-1}$	$\ddot{P}, c^{-1}$ (верхний предел)
B1937 + 21	0,001557806468819794 [5]	$1,051193 \cdot 10^{-16}$ [5]	$2,08469 \cdot 10^{-35}$
B1855 + 09	0,00536210045404154 [5]	$1,78363 \cdot 10^{-20}$ [5]	$1,74506 \cdot 10^{-37}$
J1640 + 2224	0,00316331581791380 [14]	$2,8276 \cdot 10^{-21}$ [14]	$7,42848 \cdot 10^{-39}$
J2145 – 0750	0,01605242391433660 [14]	$2,97848 \cdot 10^{-20}$ [14]	$1,6248 \cdot 10^{-37}$
J0613 – 0200	0,00306184408653189 [14]	$9,5913 \cdot 10^{-21}$ [14]	$8,8357 \cdot 10^{-38}$
J1713 + 0747	0,004570136525082782 [14]	$8,5289 \cdot 10^{-21}$ [14]	$8,6796 \cdot 10^{-38}$
J1643 – 1224	0,00462164151699818 [14]	$1,84628 \cdot 10^{-20}$ [14]	$2,1685 \cdot 10^{-37}$

Формат приведенных в таблице 14.1 численных величин $\ddot{P}$, рассчитанных по среднему значению показателя торможения, сохранен таким же, как в таблице 13.1 для измеренных значений $\dot{P}$ секундных пульсаров, соответствующих наносекундной точности и субнаносекундному разрешению интервалов.

Как было отмечено в работе [22], две рассмотренные группы пульсаров — миллисекундные (период $P < 0,1$ с и его производная порядка $10^{-19} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$) и секундные (период $P > 0,1$ с и производная порядка $10^{-15} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$) относятся к двум независимым (непересекающимся) популяциям. Невозможен переход в результате постепенного замедления короткопериодных миллисекундных пульсаров в кластер секундных пульсаров, так как для такого перехода потребовалось бы более 10^{11} лет, что больше возраста Вселенной. Тем не менее такое разделение пульсаров существует и нуждается в объяснении причин, которые в процессе эволюции нейтронных звёзд привели к устойчивому различию параметров вращения.

Разделение пульсаров на две популяции, на наш взгляд, можно объяснить наличием магнитоиндукционного механизма торможения через уходящие за пределы светового цилиндра открытые силовые линии вращающегося магнитного поля нейтронной звезды. За очень короткий по космогоническим масштабам промежуток при вспышке

сверхновой и коллапсе ядра замагниченной предсверхновой поле сначала усиливается дифференциальным вращением за счет разных угловых скоростей, что приводит к преобразованию энергии вращения в энергию взрыва. Миновав состояние экстремальной турбулентности при вспышке сверхновой и коллапсе ядра, нейтронная звезда переходит в состояние устойчивого твердотельного вращения, а магнитное поле сверхновой звезды принимает своё значение около 10^{12} Гс. В этот момент устанавливаются параметры вращения по состоянию тормозящих сил, которые в значительной степени определяются вихревыми токами, индуцированными в электронно-позитронной околосредной плазме.

Силы магнитоиндукционного торможения при уже установившемся и «вмороженном» магнитном поле нейтронной звезды величинной порядка 10^{12} Гс в свою очередь зависят от плотности околосредной плазмы. Есть основание предположить, что принадлежность пульсара к той или иной популяции, то есть период вращения и его производные, как раз и определяется состоянием околосредной плазмы в момент вспышки сверхновой. Коллапс ядра в среде плотной плазмы приводит к появлению секундных пульсаров. Возникновение короткопериодных, миллисекундных пульсаров происходит в разреженной околосредной среде, более приближенной к вакуумной модели.

Таким образом, установив с помощью аналитической модели интервалов согласованные значения наблюдаемых параметров вращения, мы сняли неопределенность оценок показателя торможения пульсаров и показали, что его величина, которая характеризует монотонное замедление пульсара, стабильна на вековом масштабе. Наблюдаемый тренд определяется текущим изменением периода вращения с учетом его производных, не нарушающим когерентность импульсного излучения пульсара. Взаимодействие через открытые силовые линии магнитного поля пульсара и вихревых индукционных токов в окрестностях звезды указывает на разделение энергопотерь торможения между магнитосферой пульсара в пределах светового цилиндра и околосредной плазменной средой вне светового цилиндра. Монотонное замедление позволяет по наблюдаемым параметрам излучения обнаруживать действующие на пульсар внешние силы, вызывающие ускоренное движение, но не нарушающие магниторотационную устойчивость пульсара.

Глава 15

Нейтронная звезда — единый природный эталон времени-пространства

Данные текущих и ретроспективных, с 1967 года, наблюдений показали беспрецедентную стабильность импульсного периодического излучения нейтронных звезд. Их уникальность, не имеющая аналогов в физическом мире, состоит в том, что, будучи природным источником радиоизлучения в наблюдаемом диапазоне частот от 16,7 МГц до 80 ГГц [22], пульсар обладает свойством когерентности импульсного периодического излучения. Пульсар, в отличие, например, от квантовых генераторов частоты, взятых за основу атомных шкал времени, представляет собой механический ротатор, обладающий запасом энергии $10^{45} - 10^{52}$ эрг, который, обладая моментом инерции 10^{45} г·см², при постепенном и монотонном замедлении вращения поддерживает фазовую детерминированность интервалов импульсного излучения с наносекундной точностью в течение $10^6 - 10^7$ лет. Процесс излучения пульсара можно наблюдать в любой точке галактического пространства.

Наблюдаемый в некоторой точке пространства физический процесс представляет собой последовательность событий, каждое из которых относится к определенной эпохе. Момент события определяется его положением во времени. Время, истекшее между моментами двух событий, есть интервал, отсчитываемый от момента первого события. Непрерывная последовательность интервалов времени определенной длительности, отсчитываемая от начального момента, есть шкала времени для измерения моментов (интервалов) наблюдаемых физических процессов [41].

Все физические процессы, включая процесс периодического излучения пульсара, протекают в четырехмерном пространстве-времени, мероопределением которого, согласно Пуанкаре и Минковскому, явля-

ется псевдоевклидова геометрия. Пространство и время образуют единый четырехмерный континуум событий, интервалы которых обладают свойством инвариантности в координатных системах, а координатное время ортогонально и едино для всех точек пространства и в каждой системе отсчета оно своё. Такое четырехмерное пространство-время является однородным и изотропным. Это означает, что **физические процессы**, протекающие в этих системах при одинаковых условиях, **тождественны**. Именно поэтому все **естественные эталоны** во всех координатных системах отсчета **одинаковы** [8].

Сформулированный постулат носит фундаментальный характер, он является условием выполнения закона сохранения энергии. Как выбор координатной системы отсчета не может влиять на энергию наблюдаемого объекта, так и естественные эталоны не могут допускать разные показания величин, измеряемых в принятых единицах в одинаковых условиях.

Благодаря беспрецедентной ротационной устойчивости пульсара, стабильность интервалов наблюдаемых событий когерентного периодического излучения пульсара на несколько порядков превосходит стабильность атомных осцилляторов и не зависит ни от номинального значения периода вращения пульсара, ни от выбора координатной системы отсчета, ни от продолжительности наблюдений. Следовательно, интервалы наблюдаемых событий излучения пульсара обладают свойством шкал времени, истёкшего от любой начальной эпохи в прошлом до текущей эпохи наблюдаемого события, отсчитываемого в единицах времени, принятых в Международной системе единиц — атомных секундах СИ.

Уравнение интервалов (6.1), численные значения которых выражены через наблюдаемые параметры вращения P_0^* , $\dot{P}$, наряду с основным, когерентным компонентом интервалов $\left(P_0^*N + 0,5P_0^*\dot{P}N^2\right)_i$, содержит множитель $(1 + \alpha_i)$, который выражает вариации наблюдаемого периода: $\Delta P_i = \alpha_i P_0^*$ и, соответственно, определяемые ими расхождения $\Delta PT_i = \alpha_i \left(P_0^*N + 0,5P_0^*\dot{P}N^2\right)_i$ наблюдаемых интервалов с когерентным компонентом в пределах промежутка наблюдений. Физически коэффициент α_i показывает вклад случайных внешних факторов, кото-

рые не имеют отношения к фиксированным на выбранную начальную эпоху параметрам P_0^* , $\dot{P}$ когерентного излучения пульсара.

Очевидно, что нулевые значения коэффициента α_i в уравнении (6.1) являются условием, при котором интервалы наблюдаемых событий точно соответствуют параметрам вращения пульсара, а единица времени, воспроизводимая шкалой времени, по которой отсчитываются наблюдаемые интервалы, представляет собой константу — секунду СИ Международной системы единиц. Следовательно, преобразованием численных значений наблюдаемых интервалов к аналитическому виду (6.1), где они выражены через наблюдаемые параметры вращения пульсара, мы связываем эпоху наблюдаемого события с фазой импульса когерентного излучения пульсара. Тогда в результате калибровочных преобразований текущая эпоха любого наблюдаемого события выражается только когерентным компонентом интервалов, отсчитываемых от начальной эпохи в единицах времени — секундах СИ. При этом интервалы наблюдаемых событий, независимо от случайных вариаций времени прихода импульсов излучения, определены параметрами вращения пульсара на начальную эпоху наблюдений, а время наблюдаемого события точно соответствует фазе когерентного излучения пульсара на текущую эпоху этого события.

Если же, в общем случае, единица времени, воспроизводимая измерительной атомной шкалой, по которой отсчитываются интервалы наблюдаемых событий излучения пульсара, отличается от принятой секунды СИ, то ее отклонения обнаруживаются в виде изменений коэффициента α_i в промежутке наблюдений. По изменениям коэффициента α_i определяется расхождение воспроизводимой единицы времени с ее номинальной величиной в процессе наблюдений. Компонент $\alpha_i \left(P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2 \right)_i$ интервалов в уравнении (6.1), несущий в себе расхождение шкал атомного и пульсарного времени, используется для синхронизации шкал атомного времени путем прямого их сравнения с наблюдаемыми интервалами пульсарного времени [19], что более детально было рассмотрено в главе 6.

Инвариантность уравнений интервалов пульсарного времени (9.1) и (9.2), записанных по аналогии с (6.1) в разных координатных системах — инерциальной барицентрической и ускоренно движущейся

относительно барицентра топоцентрической, — означает тождественность физического процесса когерентного периодического излучения пульсара, протекающего в четырехмерном однородном и изотропном пространстве-времени, при переходе из одной декартовой координатной системы в другую. Метроопределение процесса излучения и физические эталоны времени едины для всех координатных систем, а интервалы пульсарного времени определяются параметрами вращения, которые одинаковы в любых пространственных системах на совпадающие эпохи, отсчитываемые по локальным шкалам местного координатного времени. По разнице местного времени наблюдаемых событий в топоцентрической и барицентрической координатных системах с учетом электродинамической постоянной c определяется взаимное местоположение начала отсчета координатных систем в пространстве в виде $c(TT_i - TB_i)$.

Координатное пульсарное время, которое рассчитывается по планетным эфемеридам, естественным образом совместимо с Международной небесной системой отсчета ISRS, оси которой фиксированы по отношению к удаленным внегалактическим радиоисточникам — квазарам. Практической реализацией ISRS является Каталог с координатами опорных радиоисточников, представляющий Международную опорную небесную систему отсчета ISRF, относительно которой ориентированы планетные эфемериды. Углы ориентации $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$ эфемерид относительно ISRF, измеряемые с погрешностью не более $\pm 0,05$ mas, по абсолютной величине не выходят за пределы приблизительно 0,11 mas в интервале 1989–2010 гг. [26]. При такой точности ориентации планетных эфемерид достигается субнаносекундное разрешение интервалов координатного пульсарного времени TT и TB , полученных из уравнений (9.1) и (9.2), которые представляют собой аналитические выражения численных значений наблюдаемых интервалов как функции наблюдаемых параметров вращения пульсара. Расхождение наблюдаемых и вычисленных интервалов $TT_{obs} - TT_{calc}$ и $TB_{obs} - TB_{calc}$ в координатных системах, основной вклад в которое вносят погрешности атомной шкалы времени и планетных эфемерид, которые не связаны с вращением пульсара и, следовательно, не оказывают значимого влияния на точность и стабильность пульсарных шкал.

Итак,

согласованность наблюдаемых интервалов пульсарного времени и параметров вращения пульсара, подтверждающая синфазность наблюдаемых событий с периодическим (во времени) и волновым (в пространстве) излучением пульсаров, означает эквивалентность координатных пульсарных шкал времени TB и TT , которые являются физической реализацией шкал барицентрического динамического времени TDB и земного времени TT , выраженных численными планетными эфемеридами солнечной системы.

Относительная погрешность координатных пульсарных шкал времени, определяемых по наблюдаемым параметрам вращения пульсара, не превышает 10^{-18} – 10^{-19} в пределах 40-летней исторической продолжительности наблюдений [42], что на несколько порядков превосходит характеристики существующих физических эталонов, основанных на квантовых генераторах.

Параметрические пульсарные шкалы времени в декартовых координатных системах, ориентированных по координатным осям в Международной опорной небесной системе ICRF-ICRS, представляют собой единый астрономический эталон 4-мерного времени-пространства, реализованный наблюдаемым периодическим излучением галактических радиоточников — пульсаров и координатами внегалактических радиоточников — квазаров.

Благодаря свойству когерентности периодического излучения, пульсарные шкалы воспроизводятся в виде аналитического выражения интервалов, определяемых исключительно параметрами вращения пульсара, и никаких других исходных величин больше не требуется. Только эти параметры — период вращения и его производные, которые характеризуют физическое свойство стабильности импульсного излучения, — входят в качестве функциональных переменных в уравнения интервалов (9.1) и (9.2). И только эти параметры могут быть получены непосредственно из наблюдений, тогда как любые другие величины известны лишь предположительно, с точностью, которая недостаточна, чтобы считать их достоверными. В результате параметрической

аппроксимации интервалов по уравнениям (9.1) (9.2) выделяются их случайные вариации в виде численных величин коэффициента α_i , которые обусловлены внешними факторами, не связанными с параметрами вращения пульсара, такими, например, как погрешности единичного интервала — секунды СИ атомных шкал времени, и они требуют дополнительного анализа. Влияние внешних факторов выделяется в явном виде по уравнениям интервалов, равно как и независимые от них высокостабильные аналитические пульсарные шкалы времени, выраженные одинаковыми параметрами вращения, тождественными в координатных системах.

Следует отметить возможность функционального расширения области приложений пульсарных шкал за счет новых интерпретаций параметрической аппроксимации уравнений (9.1) и (9.2), которые при определенных условиях могут отображать физические состояния наблюдаемых явлений. В заключительных главах будет проиллюстрировано приложение координатных шкал пульсарного времени в навигационных измерениях. Рассмотрены также примеры решения задачи синтеза равномерных пульсарных шкал всемирного (универсального) времени UTC по результатам выборочных измерений параметров вращения Земли.

Глава 16

Метрический инвариант координатного пульсарного времени в навигационных измерениях

С запуском первого искусственного спутника Земли 4 октября 1957 г. возникло новое направление в технике, связанное с созданием космических аппаратов (КА). Уже 12 февраля 1961 г. в сторону Венеры отправилась первая советская автоматическая межпланетная станция (АМС) «Венера-1», открывшая новую эру межпланетных полетов. Запуски автоматических, а в перспективе и пилотируемых межпланетных аппаратов определило задачи навигационного обеспечения в практическом плане, с учетом современных требований и на основе перспективных метрологических средств в области координатно-временных измерений. Координатно-временные измерения предназначены для определения вектора состояния космических аппаратов, который включает пространственные координаты местоположения аппарата в модельном многомерном пространстве, составляющие вектора скорости и поправку бортовых часов [43].

По координатам местоположения и составляющим вектора скорости КА на некотором временном интервале определяется орбита КА, как на этапе подготовки, так и в ходе реального полета. На первом этапе требуется выбрать траекторию, наилучшим образом удовлетворяющую поставленной задаче, на втором этапе определение орбиты характеризует фактическое состояние КА в полете [44].

Пульсары, уже на протяжении многих лет после их открытия, анонсируемые как высокостабильные реперы периодического излучения в галактическом пространстве, естественно, не могли не привлечь к себе внимание создателей навигационных систем. В недавней работе ведущих зарубежных исследователей [45] на основе современных представлений рассматривается возможность использования наблюде-

ний пульсаров для определения параметров орбиты космического аппарата в пределах солнечной системы. По оценкам авторов, при полете КА от Земли в Марсу погрешность определения координат местоположения КА оценивается в пределах около 20 км, погрешность определения скорости — около 0,1 м/с. Оценки получены по архивным данным наблюдений четырех миллисекундных пульсаров на радиотелескопе Parkes (Австралия). Координаты местоположения КА предполагается рассчитывать в соответствии с векторными соотношениями в барицентрической системе координат по остаточным отклонениям времени прихода наблюдаемых импульсов.

Известные ограничения, присущие статистическим оценкам временных характеристик по остаточным отклонениям, не позволяют приблизиться к достижимой точности измерений пространственных координат, определяемой стабильными значениями периода излучения пульсаров. Случайные погрешности определения времени прихода импульсов на борту, судя по приводимой авторами погрешностью определения координат по остаточным отклонениям миллисекундных пульсаров, составляют порядка 10 мкс, что приблизительно на 3 порядка уступает точности измерений времени по интервалам когерентного излучения.

Приведенный в [44] анализ баллистических координатно-временных соотношений показывает, что для обеспечения точности определения координат КА в пределах нескольких десятков метров погрешность бортовых часов не должна превышать нескольких наносекунд в пределах интервала в несколько часов. Для формирования системных шкал времени в наземных комплексах навигационных систем используют групповые атомные стандарты с целью обеспечения высокой равномерности. В силу специфических ограничений стабильность шкалы времени бортовых часов значительно уступает шкалам времени наземных комплексов. По этой причине бортовые часы требуют регулярных и более частых, обычно не реже ежедневных, сверток с более стабильными наземными стандартами, для чего в системах навигации используют передачу сигналов точного времени для синхронизации бортовых часов. В этом смысле пульсары обладают неоспоримым преимуществом. Определяемые с наносекундной точностью интервалы когерентного излучения пульсаров, не уступающие характеристикам наземных шкал времени, обеспечивают единство измерений

координат и времени на борту КА с требуемой точностью, тогда как вычисленные по барицентрическим остаточным уклонениям компоненты состояния КА на несколько порядков уступают в точности.

Остановимся на главных особенностях предложенного подхода к определению вектора состояния КА, основанного на метрических свойствах интервалов событий излучения пульсаров, наблюдаемых в различных координатных системах [46]. Это прежде всего инвариантность интервалов, которая применительно к навигационной задаче означает, что в любой координатной системе местоположение наблюдателя, вычисленное по эфемеридам движущихся в гравитационном поле космических тел, совпадает с центром координатной системы, если наблюдаемые параметры вращения и определяемые ими интервалы одинаковы на совпадающие эпохи расчетного эфемеридного времени и отсчитываемого по бортовым часам местного координатного времени. Отсюда следует, что по отклонению наблюдаемых интервалов от расчетного значения можно определить расхождение расчетного и истинного местоположения наблюдателя в данной координатной системе и, связав начало координат с центром масс космического аппарата, построить вектор его состояния применительно к навигационной задаче.

Расчетные значения координат местоположения и составляющие вектора скорости КА на орбите находятся из уравнения его движения, которое, по аналогии с динамическими эфемеридами планет и Луны, учитывает влияющие на его траекторию гравитационные силы небесных тел. Конечно, расчетная точность по уравнению движения КА намного ниже, чем у прецизионных эфемерид планет и Луны, регулярно и тщательно выверяемых независимыми методами. Поэтому привязка измеряемого вектора состояния КА к стабильным параметрам вращения пульсаров и инвариантным интервалам пульсарного времени обеспечивает высокую точность определения расхождений между истинными и расчетными компонентами вектора состояния КА, какими бы ни были заданы расчетные компоненты траектории по эфемериде КА.

На рис. 16.1 приведена схема определения вектора состояния космического аппарата на траектории полета. Составляющие вектора выражены в проекциях на оси декартовой системы координат КА. В группе из трех наблюдаемых пульсаров каждый из них связан с пространственным положением одной из координатных осей x , y , z .

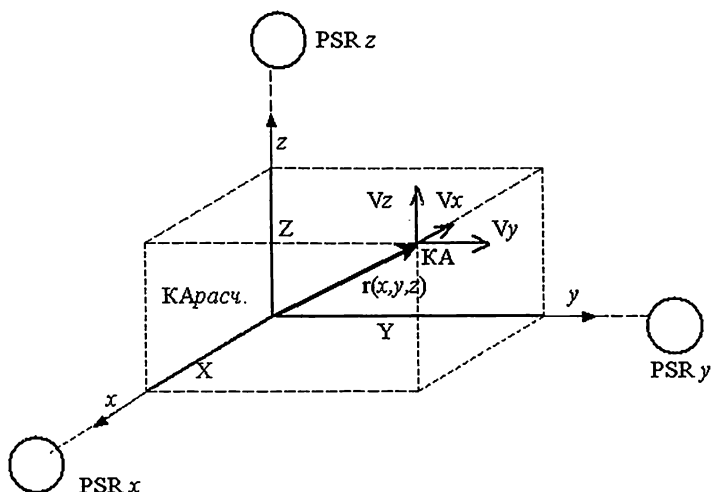


Рис. 16.1. Схема определения вектора состояния космического аппарата

Система координат КА выбирается таким образом, чтобы ее начало находилось в центре масс КА, а пространственные оси были не вращающимися относительно пространственных осей барицентрической системы отсчета. Направление осей выбирают таким образом, чтобы углы отклонения осей от направлений на наблюдаемые пульсары были минимальными или, в предельном случае, их направления совпадали. При таком выборе координатной системы вычисленный по наблюдениям пульсаров радиус-вектор КА, который определяет его текущее отклонение от расчетной точки на траектории, указывает истинное местоположение КА относительно этой точки. На рис. 16.1 начало координат совпадает с расчетной точкой космического аппарата $КА_{расч.}$, которая определена по эфемериде КА. Радиус-вектор $r(x, y, z)$ определяет истинное местоположение космического аппарата относительно расчетной точки. Он вычисляется на эпоху i -го наблюдения пульсарного события по трем проекциям X_i , Y_i , Z_i на соответствующие координатные оси x , y , z :

$$r_i(x, y, z) = \sqrt{X_i^2 + Y_i^2 + Z_i^2}. \quad (16.1)$$

Численные величины проекций радиус-вектора $r(x, y, z)$ определяются по отклонениям интервалов пульсарного времени, вычислен-

ным в соответствии с соотношением (16.1) по отклонениям периода вращения пульсаров PSR_x , PSR_y , PSR_z , наблюдаемых на телескопе КА и расположенных по направлениям координатных осей x , y , z соответственно:

$$X_i = c \cdot \Delta PT_{Xi}; \quad Y_i = c \cdot \Delta PT_{Yi}; \quad Z_i = c \cdot \Delta PT_{Zi}. \quad (16.2)$$

Отклонения интервалов между двумя произвольно выбранными наблюдаемыми событиями в проекциях на координатные оси в выражении (16.2) вычисляются по соотношениям (2.9) и (2.10). Численная величина вектора скорости КА в координатной системе с центром в расчетной точке космического аппарата на текущую эпоху наблюдений будем определять через ее проекции на координатные оси:

$$V_i = \sqrt{V_{Xi}^2 + V_{Yi}^2 + V_{Zi}^2}. \quad (16.3)$$

Численные величины проекций вектора скорости находятся по разности проекций радиус-вектора $r(x, y, z)$ на границах промежутка между i -м и j -м наблюдениями, отнесенной к продолжительности этого промежутка:

$$V_{Xi} = \frac{X_i - X_j}{TA_i - TA_j}; \quad V_{Yi} = \frac{Y_i - Y_j}{TA_i - TA_j}; \quad V_{Zi} = \frac{Z_i - Z_j}{TA_i - TA_j}. \quad (16.4)$$

В общем случае, если направление осей x, y, z не совпадает с направлением на наблюдаемые пульсары, и угловое расхождение направлений составляет θ_x , θ_y , θ_z соответственно, то при вычислении радиус-вектора $r(x, y, z)$ его проекции на оси координат в соответствии с (16.1) должны быть выражены в виде:

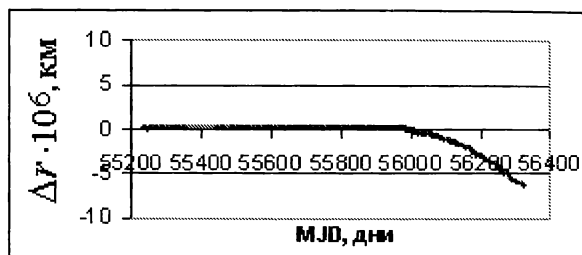
$$X_i = X'_i \cos \theta_x; \quad Y_i = Y'_i \cos \theta_y; \quad Z_i = Z'_i \cos \theta_z.$$

Таким образом, по наблюдениям пульсаров на бортовом телескопе космического аппарата определяются компоненты вектора текущего состояния КА на эпоху наблюдений. С помощью вычисленного радиус-вектора $r(x, y, z)$ непосредственно получаем координаты истинного местоположения КА на траектории полета относительно расчетной точки и составляющие вектора скорости. Тем самым по на-

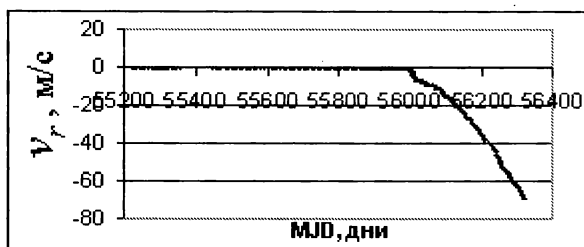
блюдениям пульсаров решается навигационная задача приведения компонентов вектора состояния КА к расчетным значениям с оцениваемой точностью.

В качестве объекта навигационных измерений будем рассматривать пульсар B0531+21 в Крабовидной туманности как модель космического аппарата, движущегося в галактическом пространстве. По наблюдениям на радиотелескопе БСА ФИАН, у этого пульсара, кроме вращения, обнаружено ускоренное поступательное движение, которое, как предполагается, вызвано неуравновешенными в радиальных направлениях тормозящими силами магнитного поля, возбуждаемого циркулирующими вихревыми токами в гетерогенной среде околозвездной плазмы. Характеристики поступательного движения — скорость, ускорение и перемещение в лучевом направлении в промежутке наблюдений MJD (55218–55986) показаны на рис. 12.1. В дальнейшем, начиная с 20 февраля 2012 г. (MJD 55977), скорость, изменив направление, резко увеличилась, при этом постепенно нарастая. Будем определять вектор состояния такой модели КА — пространственные координаты местоположения и составляющие вектора скорости центра масс пульсара в системе отсчета, связанной с наблюдателем. В отсутствие перемещений в лучевом направлении наблюдатель фиксирует параметры вращения, априори известные и одинаковые в любой выбранной координатной системе на совпадающие эпохи. При наличии поступательного движения пульсара по наблюдениям на радиотелескопе БСА ФИАН мы получаем измеренный вектор состояния пульсара B0531+21, совершенно аналогично, как если бы центр масс реального КА, на котором установлен бортовой телескоп, перемещался относительно расчетного местоположения своего центра масс. Пульсар в этой модели КА остается неподвижным, а его движение в лучевом направлении переносится в точку наблюдения — фазовый центр радиотелескопа, с помощью которого измеряются компоненты вектора состояния КА, роль которого выполняет радиотелескоп.

Здесь важно отметить, что в отличие от реального КА, «бортовые часы» пульсара B0531+21 не требуют внешнего контроля и внесения поправок, так как в любой системе наблюдений точность шкал пульсарного времени, определяемая стабильными на вековом масштабе параметрами излучения P^* , $\dot{P}$, $\ddot{P}$, не выходят за пределы нескольких наносекунд в двухлетнем промежутке.



а) перемещение



б) скорость

Рис. 16.2. Измерение перемещения и скорости пульсара B0531+21 в лучевом направлении

Скорость движения пульсара в лучевом направлении $V_r = \alpha \cdot c$ вычисляется по доплеровскому смещению Z , значение которого определяется соотношением (12.1) по относительному отклонению наблюдаемого периода $\alpha = \Delta P^* / P^*$. Перемещение пульсара в лучевом направлении определяется соотношением $\Delta r = c \cdot \Delta P T$. Значение $\Delta P T$ рассчитывается по формуле (3.3) с учетом отклонения наблюдаемого периода. Таким образом, по аналитической модели интервалов когерентного излучения (3.2) определяются как параметры вращения пульсара, так и параметры его движения — скорость и перемещение в лучевом направлении под действием приложенных внешних сил.

На рисунке 16.2 приведены результаты измерения перемещения и скорости пульсара B0531+21 в пределах промежутка MJD (55218–56321). Если в пределах начального промежутка MJD (55218–55986), показанного на рис. 12.1, скорость не превышала 0,2 м/с, а перемещение в лучевом направлении составило приблизительно 10 км на двухлетнем промежутке, то в дальнейшем, в промежутке MJD (55977–56321),

скорость резко увеличилась и за год достигла более 60 м/с, а отклонение пульсара от первоначального положения за год составило почти 6,5 млн км. Разрешающая способность измерений скорости составляет около 0,001 м/с. Погрешность перемещения в лучевом направлении определения находится в пределах 10 м.

Следовательно, по интервалам наблюдаемых событий излучения пульсаров, определяемым априори известными, тождественными в координатных системах параметрами вращения с наносекундной точностью и стабильностью 10^{-18} – 10^{-19} в пределах всей 40-летней истории наблюдений, измеряется вектор состояния — координаты местоположения космического аппарата относительно расчетной точки на траектории и составляющие вектора скорости. Оцениваемая погрешность координатных измерений местоположения КА составляет не более 10 м, а составляющих вектора скорости — в пределах 10^{-2} – 10^{-3} м/с.

Таким образом,

синфазные в 4-мерном времени-пространстве интервалы когерентного излучения нейтронных звезд воплощают единство координатно-временных и навигационных измерений состояния движущихся в галактическом пространстве небесных тел и космических аппаратов, свободное от функциональных ограничений традиционных локальных измерительных средств.

Глава 17

Синтез пульсарных шкал всемирного (универсального) времени

Всемирное время $UT1$ является одним из измеряемых параметров вращения Земли (ПВЗ), характеризует текущую фазу суточного вращения Земли с учетом нелинейного нарастания из-за неравномерности вращения Земли и определяется как разность $UT1 - UTC$ между текущей и нарастающей фазами вращения Земли, где UTC — Международная шкала координированного времени, единицей измерения которой служит секунда СИ, определяемая по Международной шкале атомного времени TAI [47]. Численное значение $UT1$ относится к фиксированному моменту на дату измерения ПВЗ.

Всемирное время $UT1$ реализуется в виде поправок шкалы UTC , которые вычисляются с определенной регулярностью и представляются в виде численного ряда нарастающих с учетом замедления вращения Земли значений. В требованиях к качеству КВНО, в части, относящейся к всемирному времени, приведены следующие значения:

- Точность определения — не хуже 10 мкс
- Частота определения — не реже 3 раз в сутки.

Если сравнивать реальные характеристики точности $UT1$, то они в настоящее время заметно уступают требованиям. Проведенный в упомянутой работе [47] анализ показал, что в зависимости от используемых методов и средств измерения, источников измерительных данных погрешности определения $UT1$ различаются кратно, иногда на порядок. Невысокой оказывается и точность прогнозирования. Даже на относительно коротких интервалах 1–4 недели среднеквадратическая ошибка составляет 11–60 мс, что сравнимо или даже превышает собственные изменения $UT1$ в этих интервалах.

Основным требованием повышения точности определения и прогнозирования ПВЗ становится получение их надежных значений на

интервале до года. С этим требованием тесно связано повышение оперативности определения ПВЗ — сокращение промежутка между измерением и готовностью данных для прогнозирования. Развитие современных автоматизированных средств обработки позволило государственной службе времени и частоты перейти от еженедельной цикличности сбора данных и измерений к ежесуточной комплексной обработке всех видов измерений [47].

Между тем, неочевидно, в какой мере повышение точности и оперативности выборочных измерений ПВЗ может улучшить результирующую точность определения и качество прогнозирования всемирного времени $UT1$ из-за немоделируемых краткосрочных вариаций в случайных выборках при указанных измерениях.

Нерешенной проблемой в измерении и представлении всемирного времени остается отсутствие равномерной шкалы, которая, не ограничиваясь выборочными поправками, определяла бы $UT1$ в виде регулярной последовательности интервалов, передающих неравномерность вращения Земли в реальном масштабе замедления вращения Земли. Выход сейчас находится в скачкообразной корректировке равномерной шкалы UTC по мере накопления фазовой разности (leap second), с целью поддержания разности $UT1 - UTC$ в принятых границах, которые сейчас определены в пределах 1 секунды. Однако такая процедура, выполняемая обычно не чаще чем 1 раз в год, не учитывает в шкале UTC накапливаемых расхождений $UT1$ в промежутках между корректировками.

В качестве цели нами рассматривалась возможность формирования равномерных шкал всемирного времени в виде последовательности интервалов, определяемых наблюдаемыми параметрами вращения пульсара и измеренными параметрами вращения Земли. Особое внимание было уделено определению функциональной связи пульсарного и всемирного времени, численной согласованности ПВЗ с наблюдаемыми интервалами пульсарного времени, оценке достижимой точности определения и прогнозирования $UT1$ по этим интервалам.

Всемирное (солнечное) время, основанное на явлении суточного вращения Земли, принадлежит исторически сложившимся в астрономии системам звездного времени. Звездное время и всемирное время являются равнозначными системами измерения времени, они связаны друг с другом точными соотношениями. Соответствующие меры вр-

мени находят применение в астрономических наблюдениях точных положений звезд, Солнца, Луны и других тел солнечной системы, при астрономических навигационных определениях, изучении изменений и угловой скорости суточного вращения Земли и направления ее оси в пространстве.

Несколько позже в астрономии сложилась система эфемеридного времени, определяемая независимой переменной дифференциальных уравнений, на которых основаны гравитационные теории движения тел солнечной системы в рамках ньютоновой динамики. Мера эфемеридного времени определена движением Земли по гелиоцентрической орбите.

В современную астрономию, естественно, пришла система атомного времени, основанная на процессе электромагнитных колебаний, связанных с излучением или поглощением при квантовых переходах в атомах и молекулах.

Системы эфемеридного и атомного времени взаимно независимы. Они находят применение в тех случаях, когда основную роль играет равномерность шкал времени, то есть в небесной механике, эфемеридной астрономии, а также при решении задач, связанных с наблюдениями космических аппаратов и их обработкой. Атомное время используется во всех случаях, когда требуется высокая относительная точность при измерении коротких промежутков времени.

В своей фундаментальной работе [48] В. К. Абалакин, один из создателей основ отечественной эфемеридной астрономии, возвращаясь к ее истории, отмечает, что идея создания отечественных эфемерид была высказана проф. П. М. Горшковым на Первом Всероссийском астрономическом съезде, созванном в Петрограде в апреле 1917 г. Осуществление его предложения «об издании в России Русского астрономического календаря по типу лучших заграничных календарей» состоялось уже весной 1919 г. Перед Государственным вычислительным институтом, созданным в том же 1919 г. талантливым ученым-астрономом и геофизиком Б. В. Нумеровым, была поставлена сложная и ответственная задача по вычислению и изданию в кратчайший срок основных астрономических эфемерид. Первый том «Русского астрономического ежегодника на 1922 год» вышел в свет в декабре 1921 г. *Начиная с «Астрономического ежегодника на 1925 год» в соответствии с международными соглашениями в качестве аргумента эфемерид было принято всемирное время, UT.* В декабре 1952 г., в развитие этого

направления были определены дальнейшие работы по составлению астрономических эфемерид в соответствии с решениями Парижской конференции по астрономическим постоянным 1950 г., а также VII и VIII Генеральных ассамблей МАС. Все эти решения были воплощены в «Астрономическом Ежегоднике на 1960 год», изданном под руководством Д. К. Куликова и В. Ф. Проскурина. *Начиная с этого выпуска «Ежегодника», основным аргументом фундаментальных эфемерид стало эфемеридное время ET.*

Именно астрономические ежегодники в каждый момент времени фиксируют пространственно-временную систему отсчета, лежащую в основе астрономии и всех естественных наук, соприкасающихся через ее посредство с измерениями пространства и времени.

Пульсарные шкалы времени, определяемые фиксированными параметрами вращения, являются равномерными по своей сути. Постепенное замедление вращения пульсаров не нарушает равномерности, так как измеренные в секундах СИ интервалы наблюдаемых событий совпадают с эфемеридным временем на эпоху наблюдений, рассчитанным по параметрам вращения. Численное совпадение достигается за счет привязки интервалов наблюдаемых событий к фазе когерентного излучения пульсара в результате калибровочного преобразования (4.5), которое учитывает случайные вариации интервалов из-за неоднородности среды распространения излучения. Остаточные вариации α_i интервалов в результате калибровки, выраженные компонентом $(1 + \alpha_i)$ аналитической модели интервалов пульсарного времени (2.6), сводятся в основном к нестабильности единицы времени атомной шкалы и неточности расчета эфемерид. Эти вариации в явном виде находятся параметрической аппроксимацией наблюдаемых интервалов и, как учитываемые внешние факторы, не оказывают влияния на стабильность равномерных пульсарных шкал, определяемых по фиксированным значениям периода вращения пульсара и его производных.

Подход к решению задачи формирования равномерных пульсарных шкал всемирного времени основан на функциональном расширении компонента $(1 + \alpha_i)$ аналитической модели интервалов (2.6) за счет присоединения текущих результатов измерений фазы суточного вращения Земли [49]. Точность пульсарных шкал, синхронизирован-

ных с шкалой UTC , заведомо на несколько порядков выше, чем достижимая точность всемирного времени, и если в уравнение интервалов пульсарного времени дополнительно ввести численную зависимость их от измеренных параметров вращения Земли, то мы получим шкалу всемирного времени $UT1$, равномерность которой задана периодичностью вращения пульсара, а интервалы отражают фазу суточного вращения Земли.

Поскольку изменения угловой скорости вращения Земли могут быть выражены в разной форме по измерениям не единственного, а нескольких функционально равнозначных ПВЗ, то появляется возможность получить метрически тождественные, но не форминвариантные пульсарные шкалы $UT1$, и путем их сравнения оценивать расхождения в определении всемирного времени по альтернативным ПВЗ или различным источникам, обнаруживать погрешности измерения ПВЗ.

Неравномерность вращения Земли определяется уравнениями, которые связывают всемирное время UT с угловой скоростью вращения Земли Ω и продолжительностью суток LOD (Length of Day) [50]. Угловая скорость выражается как

$$\Omega(t) = \Omega_0 + \delta\Omega(t),$$

где Ω_0 — средняя угловая скорость вращения, $\delta\Omega(t)$ — отклонение средней угловой скорости, вызванное неравномерностью вращения Земли.

Отклонение времени UT вследствие отклонения угловой скорости вращения Земли будет

$$\delta UT(t) = \Omega_0^{-1} \int_{t_0}^t \delta\Omega(\tau) d\tau. \quad (17.1)$$

Продифференцировав (17.1), получим

$$d\delta UT(t)/dt = \delta\Omega(t)/\Omega_0.$$

Продолжительность суток LOD определяется с учетом неравномерности вращения Земли. Поскольку $\delta\Omega(t)/\Omega_0 \ll 1$, имеем

$$LOD(t) = 2\pi/\Omega(t) \approx 2\pi(1 - \delta\Omega(t)/\Omega_0)/\Omega_0$$

и ее изменение

$$\delta LOD(t) = LOD(t) - LOD_0 \approx -LOD_0 \delta \Omega(t) / \Omega_0, \quad (17.2)$$

где $LOD_0 = 2\pi / \Omega_0 = 86\,400$ секунд по шкале атомного времени.

Из (17.2) следует

$$\delta LOD(t) / LOD_0 = -\delta \Omega(t) / \Omega_0. \quad (17.3)$$

По аналогии с (17.1) и с учетом (17.3) имеем

$$\delta UT(t) = -LOD_0^{-1} \int_{t_0}^t \delta LOD(\tau) d\tau = \Omega_0^{-1} \int_{t_0}^t \delta \Omega(\tau) d\tau. \quad (17.4)$$

Таким образом, можно отметить, что, во-первых, всемирное время связано с продолжительностью суток и угловой скоростью вращения Земли одной и той же функциональной зависимостью (17.4) и, во-вторых, накопленное в пределах некоторого интервала его изменение вследствие неравномерности вращения Земли вычисляется интегрированием измеренных отклонений продолжительности суток или угловой скорости в пределах этого интервала. Все три рассматриваемых ПВЗ можно равноправно использовать для определения неравномерности вращения Земли, в качестве характеристики которого принято всемирное время среднего гринвичского меридиана $UT1$, обусловленного средним положением ее полюса.

Однако из этих трех рассматриваемых параметров, определяющих неравномерность вращения Земли, только $UT1$ может быть непосредственно сопоставлен со шкалой времени UTC , по которой отсчитываются разностные поправки $UT1$. Параметры LOD , Ω нельзя непосредственно сравнивать со шкалами времени: угловая скорость Ω имеет другую размерность, а продолжительность суток LOD хоть и выражается в секундах атомной шкалы, но определяет фиксированный интервал в пределах одного периода вращения Земли вне привязки к текущим отсчетам шкалы UTC . Поэтому, чтобы не только $UT1$, но и другие функционально равнозначные ПВЗ можно было сравнивать со шкалами времени, эти параметры, равно как и шкалы, необходимо привести к взаимно согласованному виду, отвечающему требованиям и условиям такого сравнения.

Для того, чтобы получить уравнение интервалов пульсарного времени с учетом неравномерности вращения Земли, достаточно в уравнение $PT_i = (1 + \alpha_i) \left(P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2 \right)_i$, которое определяет интервалы пульсарного времени, исходя из постоянной продолжительности суток 86 400 с, дополнительно, по аналогии с компонентом $(1 + \alpha_i)$, ввести численные изменения продолжительности суток, измеренные на согласованные даты в пределах промежутка наблюдений. В результате такой модификации равномерная шкала пульсарного времени трансформируется в равномерную шкалу всемирного времени, в которой неравномерность вращения Земли выражена изменениями интервалов пульсарного времени в соответствии с измеренными изменениями продолжительности суток.

Уравнение модифицированных интервалов пульсарного времени, принимая во внимание (17.4), имеет вид

$$PT_{\text{mod}_i} = \left(1 + \sum_i \Delta LOD_i / 86400n \right) PT_i, \quad (17.5)$$

где $\sum_i \Delta LOD_i$ — накопленное отклонение продолжительности суток в течение n суток наблюдений.

Выражение (17.5) определяет пульсарную шкалу всемирного времени $UT1(LOD)_i$ по интервалам пульсарного времени и измеренной продолжительности суток. С учетом уравнения интервалов PT_i получаем

$$UT1(LOD)_i = (1 + \delta_{LOD_i}) (1 + \alpha_i) \left(P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2 \right)_i,$$

где $\delta_{LOD_i} = (UT1(LOD)_i - PT_i)$ — относительная разность всемирного и пульсарного времени по интервалам пульсарного времени и LOD .

Отсюда следует, что интервалы пульсарного времени аппроксимируются двумя независимыми кусочно-линейными функциями, одна из которых определяется отклонением наблюдаемого периода вращения пульсара α_i , а другая — отклонением продолжительности суток δ_{LOD_i}

в промежутке между наблюдениями пульсара. Принимая во внимание, что $\alpha_i \ll \delta_{LOD_i}$, имеем

$$UT1(LOD)_i = (1 + \delta_{LOD_i}) (P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2). \quad (17.6)$$

Поскольку интервалы пульсарного времени определены для всех излученных импульсов пульсара в пределах промежутка наблюдений, то и модифицированные интервалы воспроизводят шкалу всемирного времени также по всем N излученным событиям в этом промежутке:

$$UT1(LOD)_N = (1 + \delta_{LOD_i}) (P_0 N + 0,5 P_0 \dot{P} N^2). \quad (17.7)$$

Итак, введением в уравнение PT_i компонента изменения продолжительности суток $(1 + \delta_{LOD_i})$ достигается трансформация интервалов пульсарного времени в шкалу всемирного времени с равномерной выборкой интервалов, длительность которых модифицирована пропорционально измеренному отклонению продолжительности суток на эпоху наблюдений пульсара. Важно отметить, что при этом неравномерность вращения Земли, вносимая численными значениями множителя $(1 + \delta_{LOD_i})$, не нарушает равномерность выборки интервалов, задаваемую стабильными параметрами вращения пульсара P_0^* , $\dot{P}$, а всемирное время отсчитывается по модифицированным интервалам пульсарного времени.

Далее сопоставим шкалу пульсарного времени с другим ПВЗ — величиной $dUT1$, вычисленной в виде поправок относительно равномерной атомной шкалы UTC . Учитывая в соответствии с (17.4) равнозначность параметров LOD , $UT1$ при определении неравномерности вращения Земли, отметим, что для определения шкалы всемирного времени по поправкам $dUT1$ достаточно к интервалам пульсарного времени в уравнении PT_i добавить синхронизированные по дате наблюдений пульсара указанные поправки с последующим преобразованием результирующих интервалов к параметрическому виду, аналогичному (17.7), но с учетом $dUT1$. Тогда уравнение интервалов пульсарного времени, модифицированных с учетом численной поправки $dUT1 = (UT1 - UTC)$, будет

$$PT_{\text{mod}_i} = PT_i + dUT1 = (1 + \alpha_i) \left(P_0^* N + 0,5 P_0^* \dot{P} N^2 \right)_i + (UT1 - UTC)_i. \quad (17.8)$$

После преобразования численной поправки $dUT1$ в (17.8) к параметрическому виду и принимая во внимание, что $\alpha_i \ll \delta_{UT_i}$, имеем

$$UT1(dUT1)_N = (1 + \delta_{UT_i}) \left(P_0 N + 0,5 P_0 \dot{P} N^2 \right), \quad (17.9)$$

где $\delta_{UT_i} = (UT1 - PT_i) / PT_i$ — относительная разность всемирного и пульсарного времени по интервалам пульсарного времени и $UT1$.

Теперь проведем сравнение характеристик шкал всемирного времени, полученных при регулярных измерениях LOD и $UT1 - UTC$, которые взяты из ежегодных Бюллетеней ВНИИФТРИ [51]. На рис. 17.1а показана разность шкал всемирного времени $UT1(LOD)$ и $UT1(dUT1)$, полученных по численным данным LOD и $UT1$ в соответствии с уравнениями (17.6) и (17.9), и шкалы пульсарного времени PT по данным хронометрирования пульсара J1640+2224 в том же промежутке. При вычислении $UT1(LOD)$ по (17.6) продолжительность суток LOD находили как среднюю в i -м промежутке, ограниченном i -й и $(i+1)$ -й датами наблюдения пульсара.

При сопоставлении значений $UT1 - PT$ с указанными в [51] поправками $UT1 - UTC$ отмечается их численное совпадение. Поправки $UT1$, определяемые с точностью до 5-го или 6-го знака, как минимум на 3 порядка уступают в точности параметрической шкале пульсарного времени, равно как и шкале UTC . Поэтому субмикросекундные погрешности параметрической шкалы пульсарного времени, сравнимые с погрешностями атомных шкал, не вносят различимых изменений в значение $UT1$, вариации которого находятся в миллисекундном диапазоне и на несколько порядков превышают погрешности пульсарной шкалы. Представленные на рис. 17.1а значения разности $UT1 - PT$ на даты наблюдения пульсара совпадают с миллисекундной точностью с данными $UT1 - UTC$ [51].

Сопоставление интервалов всемирного времени $UT1(dUT1)$ и $UT1(LOD)$ с интервалами пульсарного времени PT на рис. 17.1а показывает, что после некоторого промежутка близкого совпадения наступает скачкообразное расхождение, которое в дальнейшем сохраняется на всей протяженности. Это видно на графиках рис. 17.1б,в разности

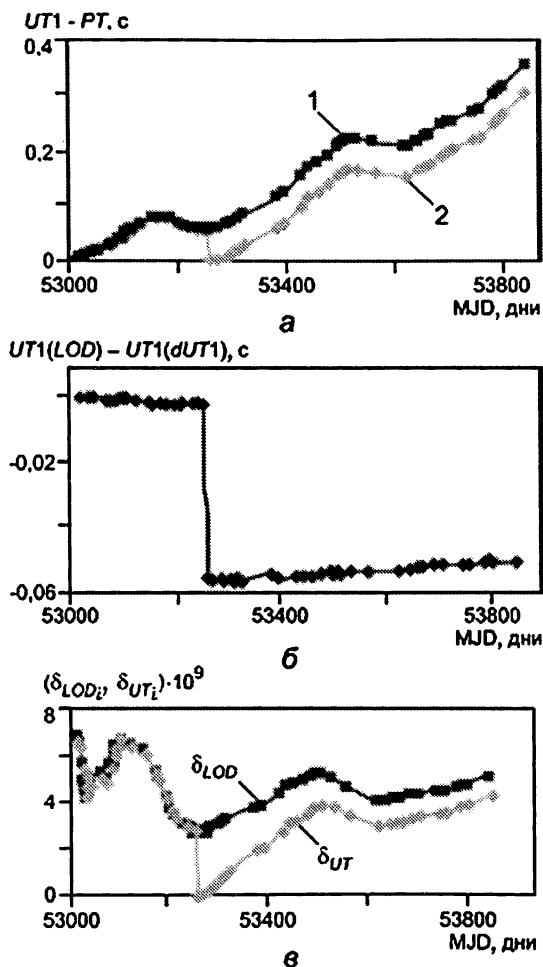


Рис. 17.1. Сопоставление шкал всемирного и пульсарного времени: разности всемирного и пульсарного времени (а), пульсарных шкал всемирного времени (б); коэффициенты δ_{LOD} и δ_{UT} (в); $UT1(LOD) - PT$ — график 1; $UT1(dUT1) - PT$ — график 2

абсолютных величин всемирного времени $UT1(LOD) - UT1(dUT1)$ и коэффициентов δ_{LOD} , δ_{UT} , определяющих отклонение шкал всемирного времени относительно шкалы пульсарного времени. Учитывая функциональную эквивалентность $UT1(dUT1)$ и $UT1(LOD)$ и отсутст-

вие каких-либо резких отклонений $UT1(dUT1)$, можно предположить, что причиной обнаруженного расхождения является не внезапное изменение скорости вращения Земли, а спонтанное смещение расчетных значений LOD , которое распространяется и на все последующие отсчеты. В пользу этого предположения свидетельствует аномальное изменение расчетных LOD в промежутке 5–13 сентября 2004 г., когда обычное монотонное изменение этой величины было прервано резким уменьшением LOD приблизительно на 60 мс, чего не отмечалось более 100 лет [47].

Приняв выявленный по пульсарной шкале всемирного времени скачок LOD за артефакт расчета, можно учесть его внесением соответствующей корректирующей поправки на установленную величину в расчетные значения LOD , начиная с даты в указанном промежутке. В этом случае достигается согласованность шкал $UT1(LOD)$ с $UT1(dUT1)$ с максимальной погрешностью около 3 мс — того же порядка, что и вариации $UT1$.

На рис. 17.2 проиллюстрирована тождественность шкал всемирного времени по равнозначным параметрам LOD и $UT1$ после их численного согласования по шкале пульсарного времени. В результате корректировки расчетных значений LOD с учетом выявленного аномального скачка LOD (0,057 с) обе шкалы всемирного времени $UT1(LOD)$ и $UT1(dUT1)$, оказываются взаимно синхронизированными (рис. 17.2а), и интервалы всемирного времени, отсчитываемые по шкале пульсарного времени, совпадают с точностью до остаточных случайных вариаций, которые определены в пределах промежутка наблюдений (рис. 17.2б).

На рис. 17.2в приведена разность коэффициентов $\delta_{LOD_i} - \delta_{UT_i}$ для обеих шкал всемирного времени в рассматриваемом промежутке. Откуда следует, что корректировкой аномальных отклонений исходных данных LOD достигается синхронизация согласованных шкал $UT1(LOD)$ и $UT1(dUT1)$, и их расхождение не превышает 3 мс по абсолютной величине во всем двухлетнем промежутке, что не выходит за пределы диапазона собственных случайных вариаций $UT1(dUT1)$ в этом промежутке.

Основным свойством пульсарных шкал всемирного времени $UT1(LOD)$ и $UT1(dUT1)$, описываемых уравнениями (17.7) и (17.9),

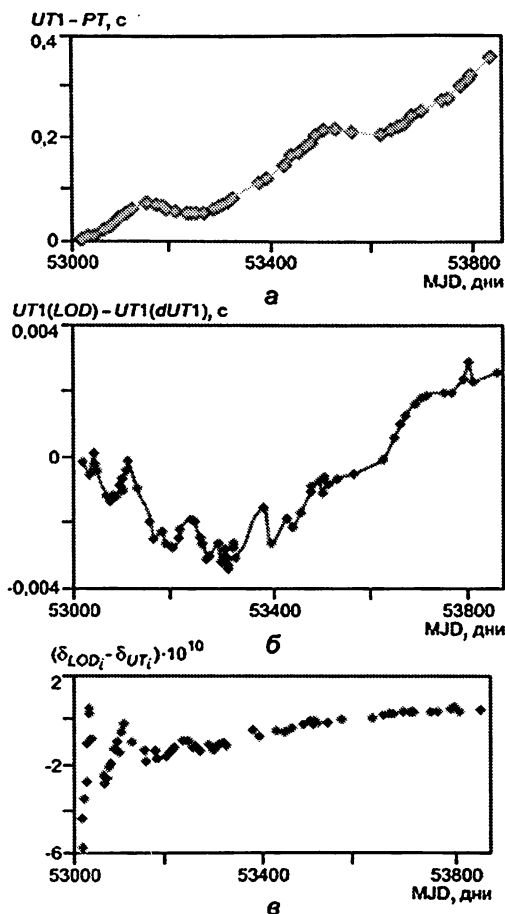


Рис. 17.2. Тожественность пульсарных шкал всемирного времени: синхронизация (а) и остаточная разность (б) пульсарных шкал $UT1(LOD)$ и $UT1(dUT1)$; разность коэффициентов δ_{LOD_i} и δ_{UT_i} (в)

соответственно, является их численная тождественность, несмотря на различие исходных ПВЗ и методов определения шкал в соотношениях (17.6) и (17.9). Так, шкала $UT1(LOD)$ определяется численным решением прямой задачи в соответствии с выражением (17.7) по измеренным отклонениям продолжительности суток на 0 часов по Гринвичу на каждую дату наблюдений. При определении пульсарной шкалы

$UT1(dUT1)$ (17.9) по случайным выборкам измеренных величин $UT1(dUT1) - UTC$ решается обратная задача в численном виде в соответствии с (17.8). В результате получаем уравнение (17.9) для шкалы $UT1(dUT1)$, решение которого тождественно решению (17.7) для $UT1(LOD)$. Это подтверждается совпадением шкал с точностью до погрешностей измерений численных значений коэффициентов δ_{LOD_i} и δ_{UT_i} , полученных по альтернативным ПВЗ, которые в соответствии с (17.4) эквивалентны как исходные данные для определения пульсарных шкал всемирного времени.

Рассматривая возможности прогнозирования всемирного времени применительно к пульсарным шкалам $UT1$, необходимо отметить, что изменения ПВЗ представляют собой нестационарный случайный процесс, параметры которого не могут быть надежно учтены моделью. Поэтому точность прогноза $UT1$ на несколько порядков уступает точности прогноза шкал атомного и пульсарного времени, в основном, из-за нерегулярных краткосрочных вариаций ПВЗ. Анализ различных методов прогнозирования ПВЗ показывает, что точность прогнозирования практически не зависит от выбранного метода, и результаты близки к полученным простейшей линейной экстраполяцией [47].

На примере пульсарных шкал $UT1(LOD)$ и $UT1(dUT1)$ показана их эквивалентность при определении всемирного времени среднего гринвичского меридиана $UT1$ по двум равнозначным ПВЗ в тождестве (17.4). Что же касается третьего ПВЗ — угловой скорости вращения Земли $\Omega(t)$, то заметим, что, как следует из этого тождества, по аналогии с LOD , для определения неравномерности вращения Земли по угловой скорости необходимо знать текущее значение отклонения $\delta\Omega(t)$ в пределах всего промежутка анализа. Между тем, в Бюллетене [51] публикуются данные определения скорости вращения Земли с пятидневной периодичностью измерений, по которым получить интегральные отклонения угловой скорости, согласованные с датами наблюдений пульсара, не представляется возможным. Следовательно, условием распространения тождества (17.4) в том числе и на ПВЗ $\Omega(t)$ для определения $UT1$ является расчет текущей фазы суточного вращения Земли по измерениям $\Omega(t)$ на эпохи наблюдения пульсара в пределах всего промежутка анализа ПВЗ.

Таким образом, по наблюдаемым параметрам вращения пульсаров и измеренным параметрам вращения Земли синтезированы с субмикросекундной точностью пульсарные шкалы всемирного (универсального) времени, тождественные для группы альтернативных ПВЗ: UT 1, LOD и $\Omega(t)$. По равномерной шкале пульсарного времени выявляются, а по равнозначным альтернативным ПВЗ, полученным из разных источников, минимизируются погрешности всемирного времени, обусловленные случайными вариациями ПВЗ, которые на несколько порядков превышают собственные вариации пульсарной шкалы. Тем самым на интервалах когерентного излучения пульсара реализуется единая шкала всемирного (универсального) времени, согласованная в реальном масштабе времени с шкалой всемирного координированного времени UTC .

Глава 18

Заключение: некоторые общие физические выводы

Исключительным свойством компактных, массивных быстро вращающихся намагниченных нейтронных звезд является когерентность импульсного периодического излучения. В различных точках пространства волны осцилляции синхронны, то есть разность фаз между двумя точками не зависит от времени. Синхронность периодического излучения сохраняется на неограниченном промежутке наблюдений в любой координатной системе отсчета по шкале местного времени, определяемого в соответствии с преобразованиями Лоренца. Наблюдается устойчивое воспроизведение периода вращения и фазы импульсного излучения, независимо от эпохи и места наблюдений.

Когерентность импульсного излучения нейтронной звезды определена физическими условиями, при которых период вращения P и производные $\dot{P}$, $\ddot{P}$ соответствуют аппроксимации времени прихода импульсов излучения сходящимся степенным рядом в окрестности фиксированной начальной эпохи, выраженным наблюдаемыми параметрами вращения на эту эпоху. Параметры P , $\dot{P}$, $\ddot{P}$ тождественны в любой координатной системе на совпадающие эпохи местного времени, прогнозируемы в пределах неограниченной продолжительности и согласуются с интервалами наблюдаемых событий излучения.

Численные значения показателя торможения $n = 2 - P\ddot{P} / \dot{P}^2$, характеризующего постепенное замедление нейтронной звезды, по наблюдениям секундных ($P > 0,1$ с) пульсаров B1919+21, B0834+06, J1509+5531, B2217+47, B0329+54 и B0531+21 находятся в пределах $n = -(0,9 \pm 0,2)$ и группируются вблизи отрицательной единицы при среднем значении $n_{среди} = -0,94$. Несмотря на выраженное, в несколько

порядков величины, рассеяние значений производной $\dot{P} = (10^{-13} - 10^{-16}) \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$ и второй производной $\ddot{P} = (10^{-23} - 10^{-29}) \text{ с}^{-1}$, показатель торможения укладывается в очень узкий диапазон в пределах всего (10–15)% от средней величины. Численная инвариантность показателя торможения является следствием когерентности импульсного излучения, в котором наблюдаемый период вращения пульсара и его производные на текущую эпоху наблюдений полностью определены по их значениям на некоторую фиксированную начальную эпоху. Отсюда же следует, что аппроксимацией интервалов наблюдаемыми параметрами вращения находится единственное для каждого пульсара сочетание периода вращения и его производных, которое соответствует условию сходимости степенного ряда, тождественного в координатных системах.

Процесс постепенного замедления вращения пульсаров, происходящий за характерное время $T \sim 10^6 - 10^7$ лет, сопровождается такими потерями энергии вращения $dE_{\text{rot}} / dt = I\Omega d\Omega / dt \sim 10^{31} - 10^{34} \text{ эрг/с}$, которые нельзя объяснить только излучением звезды, обусловленным движением заряженных частиц вдоль замкнутых силовых линий в магнитосфере, ограниченной пределами светового цилиндра. Пространство в области открытых силовых линий, вдоль которых плазма может уходить на бесконечность, в принятом «вакуумном приближении» считается настолько разреженным, что влияние плазмы вне звезды на энергопотери не учитывается. Однако наблюдаемое ускоренное движение пульсара B0531+21 в Крабовидной туманности показывает, что часть вращательной энергии, теряемой при торможении пульсара, переходит в энергию наблюдаемого ускоренного движения, вызванного внешними силами, природа которых определяется нестационарными физическими явлениями в околозвездной плазме вне светового цилиндра. Циклическое изменение магнитной индукции B порождает вихревое электрическое поле E , и в соответствии с законом индукции Фарадея, применительно к вакууму, изменение потока магнитной индукции, проходящего через незамкнутую поверхность s , пропорционально циркуляции электрического поля на замкнутом контуре l , который является границей поверхности s :

$$\oint_l \vec{E} dl = -\frac{1}{c} \int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} ds.$$

В пространстве, заполненном электронно-позитронной плазмой, возникают замкнутые индукционные вихревые токи. Тормозящее магнитное поле, возбуждаемое циркулирующими вихревыми токами, через открытые силовые линии передается в магнитосферу пульсара. Неуравновешенные в радиальных направлениях магнитотормозящие силы вызывают ускоренное движение вдоль результирующего по направлению, усредненного по времени вектора этих сил. В то же время у других рассмотренных здесь пульсаров оно не обнаруживается. Причины здесь в том, что пульсар B0531+21 отличается аномально большими потерями энергии вращения. При периоде $P = 0,033$ с, соответствующем его возрасту 10^3 лет, производная $\dot{P} = 4,2096 \cdot 10^{-13} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$ на 2–3 порядка больше, чем, например, у гораздо более «старых» пульсаров, чей возраст приближается к 10^6 лет. Соответственно и потери энергии $dE_{\text{rot}} / dt = -4\pi^2 I \dot{P} / P^3 = 10^{38} \text{ эрг/с}$ на 4–5 порядков больше, чем, в среднем, у других пульсаров. Поэтому при огромной мощности потерь в возбужденной турбулентной среде случайные низкочастотные флуктуации индуцированного магнитного поля тоже оказываются больше на несколько порядков, их в явном виде можно наблюдать. В отличие от сил торможения вращения, выраженных в виде стабильных производных периода $\dot{P}$, $\ddot{P}$, флуктуационные воздействия непредсказуемы, как и порождаемое ими ускоренное движение пульсара. Здесь важно отметить, что ускоренное движение определяется не излучением звезды, обусловленным движением заряженных частиц вдоль замкнутых силовых линий в магнитосфере, а магнитоиндукционными явлениями рассеяния энергии вращения и возбуждаемыми ими внешними силами в околосветовой плазме вне светового цилиндра.

Численная инвариантность показателя торможения $n = -(0,9 \pm 0,2)$ позволяет сравнить параметры вращения секундных пульсаров P , $\dot{P}$, $\ddot{P}$, которые надежно определяются по наблюдениям, и миллисекундных пульсаров, для которых значения второй производной в каталогах обычно не приводятся. И понятно почему: рассчитанные по соотношению $n = 2 - P\ddot{P} / \dot{P}^2$ при $n_{\text{средн}} = -0,94$, значения $\ddot{P}$ на 7–8 порядков по величине меньше, чем у секундных пульсаров, и их вклад в наблюдае-

мые интервалы настолько мал, что физически его нельзя обнаружить современными наблюдательными средствами на фоне шумов хронометрирования. Как показано в работе [22], секундные пульсары не могут быть продуктом эволюции миллисекундных пульсаров в процессе постепенного замедления вращения, так как для такого перехода потребовалось бы более 10^{11} лет, что превышает возраст Вселенной. Следовательно, пульсары уже исходно, при своем возникновении, разделены по двум непересекающимся группам, или популяциям, и в таком состоянии, постепенно замедляясь, они пребывают отведенные им $10^6 - 10^7$ лет. Почему это именно так, проясняет механизм магнитоиндукционного торможения нейтронной звезды. Минувая при взрыве сверхновой и коллапсе ядра состояние экстремальной турбулентности, нейтронная звезда переходит в состояние устойчивого твердотельного вращения, а ее магнитное поле принимает значение порядка 10^{12} Гс. Силы магнитоиндукционного торможения, определяемые вихревыми токами, зависят от плотности околосредней плазмы. Есть основание предположить, что принадлежность пульсара к той или иной популяции, то есть период вращения и его производные, как раз и определяются плотностью, то есть проводимостью для вихревых токов, околосредней плазмы к моменту перехода в состояние устойчивого твердотельного вращения при взрыве сверхновой. Коллапс ядра в среде плотной плазмы приводит к появлению секундных пульсаров. Возникновение короткопериодных, миллисекундных пульсаров происходит в более разреженной, характерной для вакуумного приближения, среде.

Инвариантность уравнений интервалов физического процесса излучения пульсаров, выраженных наблюдаемыми параметрами вращения P , $\dot{P}$, $\ddot{P}$ в координатных системах отсчета, подтверждает единство четырехмерного континуума событий излучения, означающее ортогональность и единое время для всех точек пространства в каждой системе отсчета. В таком четырехмерном пространстве-времени, являющемся однородным и изотропным, подтверждается эквивалентность метрики Общей теории относительности, в которой с помощью планетных эфемерид определены численные значения топоцентрических и барицентрических интервалов, и метрики Специальной теории относительности, в которой эти же интервалы вы-

ражены инвариантными уравнениями, распространяемыми на все точки ускоренной топоцентрической и инерциальной барицентрической координатных систем. В этом проявляется принцип относительности: **физические процессы**, наблюдаемые в топоцентрической и барицентрической координатных системах, **тождественны**, и при таких условиях выполняется фундаментальный закон сохранения энергии вращения, поскольку численные значения периода вращения на одинаковые эпохи координатного времени совпадают. Именно поэтому все **естественные эталоны** во всех координатных системах отсчета **одинаковы**. Как выбор координатной системы отсчета не может влиять на период и энергию вращения нейтронной звезды, так и естественные эталоны времени не могут допускать разные показания интервалов наблюдаемых событий излучения пульсара, отсчитываемых в принятых единицах.

Из того, что физический процесс периодического излучения пульсаров для наблюдателя в любой координатной системе протекает одинаково, а интервалы наблюдаемых событий выражаются одними и теми же значениями периода вращения на совпадающие эпохи координатного времени, следует, что единичный интервал естественного эталона времени, по которому отсчитываются интервалы, распространяется на любую координатную систему отсчета. Синхронность интервалов когерентного излучения, отсчитываемых по естественному эталону времени на неограниченной продолжительности наблюдений в любой координатной системе, свидетельствует об эквивалентности шкал пульсарного времени, определяемых согласованными параметрами вращения, и шкалы естественного эталона времени. Таким образом,

согласованность наблюдаемых параметров вращения и интервалов пульсарного времени, подтверждающая синфазность наблюдаемых событий излучения пульсаров с периодическим (во времени) и волновым (в пространстве) излучением пульсаров, означает эквивалентность пульсарных шкал времени в декартовых координатных системах, совокупность которых является единым природным эталоном 4-мерного времени-пространства.

Численные значения эталонных интервалов, выраженные в секундах СИ Международной системы единиц по наблюдаемым параметрам

вращения пульсаров с наносекундной точностью и субнаносекундным разрешением, тождественны в координатных системах на совпадающие эпохи местного времени. Относительная погрешность координатных пульсарных шкал времени, определяемых по параметрам вращения пульсара, не превышает 10^{-18} – 10^{-19} в пределах 40-летней исторической протяженности наблюдений пульсаров, что на несколько порядков превосходит характеристики существующих физических эталонов.

Пульсар, таким образом, действительно является единым и непревзойденным естественным эталоном четырехмерного времени-пространства.

Список литературы

1. *Audoin C., Guinot B.* Les fondements de la mesure du temps. Masson, Paris, 1998. Перевод — М.: Техносфера, 2002. 399 с.
2. *Смит Ф. Г.* Пульсары. Пер. с англ. под ред. проф. А.Д.Кузьмина. М.: «МИР», 1979. 267 с.
3. *Ильин В. Г., Илясов Ю. П., Иванова Ю. Д., Кузьмин А. Д., Оксентюк А. Р., Палий Г. Н., Шабанова Т. В., Шитов Ю. П.* Способ создания и хранения временных интервалов // Авторское свидетельство СССР № 995062, приоритет от 17.09.1979.
4. *Дорошенко О. В., Копейкин С. М.* Алгоритм высокоточного фазового анализа наблюдений одиночных пульсаров // *Астрономический журнал*. 1990. Т. **67**, № 5. С. 986–996.
5. *Kaspi V. M., Taylor J. H. and Ryba M. F.* High-precision Timing of Millisecond Pulsars. III. Long-term Monitoring of PSRs B1885+09 and B1937+21 // *The Astrophysical Journal*. 1994. Vol. **428**. P. 713–728.
6. *Guinot B., Petit G.* Atomic Time and the Rotation of Pulsars // *Astron.Astrophys.* 1991. Vol. **248**. P. 292–296.
7. *Petit G., Tavella P.* Pulsars and Time Scales // *Astron.Astrophys.* 1996. Vol. **308**. P. 290–298.
8. *Лозунов А. А.* Анри Пуанкаре и теория относительности. М.: «Наука», 2004. 256 с.
9. Данные мониторинга пульсара B0531+21 по наблюдениям Jodrell Bank. URL: <http://www.jb.man.ac.uk/~pulsar/crab/all.gro> (дата обращения: 27.06.2014).
10. *Hobbs G., Lyne A. G. and Kramer M.* An analysis of the timing irregularities for 366 pulsars // *Monthly Notices Roy.Astronom.Soc.* 2010. Vol. **402**. P. 1027–1048.
11. *Авраменко А. Е.* Параметрический синтез пульсарного времени // *Измерительная техника* — 2006. № 6. С. 39–44.
12. *Avramenko A. E.* The Observed Rotation Period as an Identifier of the Pulsar Time Properties // *Pulsars: Theory, Categories and Applications*. Nova Publishers. 2010. NY, P. 61–72.
13. *Авраменко А. Е., Лосовский Б. Я.* Согласованность наблюдаемых параметров вращения пульсаров на вековом масштабе // *Труды Всероссийской астрометрической конференции «Пулково-2012»*. Известия Главной астрономической обсерватории в Пулкове, № 220. Санкт-Петербург, 2013. С. 13–18.
14. *Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A. and Hobbs M.* (2005). «The ATNF Pulsar Catalogue». *Astron. J.*, **129**, 1993.
15. Государственная служба времени, частоты и определения параметров вращения Земли. Под ред. П. А. Красовского. Менделеево: ВНИИФТРИ, 2007. 162 с.
16. *Илясов Ю. П., Кузьмин А. Д., Шабанова Т. В., Шитов Ю. П.* Пульсарная шкала времени // *Труды Физического Института им. П. Н. Лебедева*. 1989. Т. **199**. С. 149–159.

17. *Taylor J. H., Manchester R. N. and Lyne A. G.* Catalog of 558 Pulsars // *The Astrophys J. Suppl. Ser.* 1993. Vol. **88**. P. 529–568.
18. *Days M. M., Taylor J. H. et al.* High-precision timing observations of the millisecond pulsar PSR 1937+21 // *Nature*. 1985. Vol. **315**. P. 547–550.
19. *Авраменко А. Е., Блинов И. Ю., Гончаров А. С., Дрига И. А.* Сравнение атомных шкал по пульсарному времени // *Измерительная техника*. 2011. № 3. С. 43–47.
20. *Потапов В. А., Илясов Ю. П., Орешко В. В., Родин А. Е.* Результаты хронометрирования двойного миллисекундного пульсара J1640+2224 на радиотелескопе РТ-64 в Калязине // *Письма в АЖ*. 2003. Т. 29. № 4. С. 282–287.
21. *Авраменко А. Е.* Параметрическая стабильность пульсарного времени // *Измерительная техника*. 2008. № 7. С. 32–37.
22. *Малов И. Ф.* Радиопульсары. М.: «Наука», 2004. 191 с.
23. *Cordes J. M., Wolszczan A. et al.* *Astrophys. J.* 1990. Vol. **349**. P. 245.
24. *Backer D. C., Hama S. et al.* *Astrophys. J.* 1993. Vol. **404**. P. 636.
25. *Murray C. A.* *Vectorial astrometry*. Bristol: Adam Hiller LTD, 1983.
26. *Путьева Е. В.* Фундаментальные эфемериды планет и Луны (ЕРМ) Института прикладной астрономии РАН: динамическая модель, параметры, точность // *Труды Института прикладной астрономии РАН*. 2012. Т. **23**. № 149. С. 149–157.
27. *Авраменко А. Е.* Параметрическая согласованность меры дисперсии в наблюдаемых интервалах пульсарного времени // *Измерительная техника*. 2010. № 5. С. 43–48.
28. *Лозунов А. А.* Лекции по теории относительности и гравитации. Современный анализ проблемы. М.: «Наука», 1987. 175 с.
29. *Авраменко А. Е.* Форминвариантность метрики координатного пульсарного времени // *Измерительная техника*. 2009. № 5. С. 40–45.
30. *Клионер С. А.* Релятивистские эффекты в пространственной ориентации астрономических систем отсчета // Тезисы докладов XXVI радиоастрономической конференции. С.-Петербург: Изд-во ИПА РАН, 1995. С. 294–295.
31. *Klioner S. A., Capitaine N., Folkner W. M., Guinot B., Huang T.-Y., Kopeikin S. M., Pitjeva E. V., Seidelmann P. K. and Soffel M. H.* Units of relativistic time scales and associated quantities // *Proc. IAU Symp.* 261.—2009. P. 79–84.
32. *Авраменко А. Е.* Релятивистские модели в астрометрических наблюдениях периодического излучения пульсаров // *Physical Interpretation of Relativity Theory: Proceedings of International Meeting*. Moscow, 1–4 July 2013. Moscow.: BMSTU, 2013. P. 397–409.
33. *Моисеенко С. Г., Бисноватый-Коган Г. С.* Магниторотационные сверхновые и магниторотационная неустойчивость // Труды 13-й Международной астрономической школы-конференции, 19–25 августа 2013 г., Одесса, Украина, 2013. с. 26.
34. *Арделян Н. В., Бисноватый-Коган Г. С., Моисеенко С. Г.* Механизмы взрыва сверхновых: магниторотационная модель // *УФН*. 1997. Т. **167**. № 10. С. 1128–1131.
35. *Гинзбург В. Л.* Пульсары (Теоретические представления) // *УФН*. 1971. Т. **103**. № 3. С. 393–429.

36. *Rea N., Esposito P. et al.* A strongly magnetized pulsar within grasp of the Milky Way's supermassive Black Hole. <http://arxiv.org/pdf/1307.6331v4.pdf>. Sept. 9, 2013 (дата обращения: 27.06.2014).
37. *Бескин В. С.* Радиопульсары // УФН. 1999. Т. **169**. № 11. 1997. С. 1169–1198.
38. *Pacini F.* Nature. Lond. 1967. Vol. **216**. P. 567.
39. *Lyne A. G., Graham-Smith F.* Pulsar Astronomy. Cambridge Astrophys. Ser., Cambridge University Press, 2006. P. 59–62.
40. *Wang J., Wang N., Tong H., Yuan J.* Recent glitches detected in the Crab pulsar // Astrophys and Space Science. 2012. Vol. **340**. P. 307.
41. Измерения времени и частоты. Термины и определения. ГОСТ 8.567–99. Межгосударственный стандарт. Минск, 1999.
42. *Авраменко А. Е.* Эталонная мера времени-пространства на основе периодического излучения пульсаров // Измерительная техника. 2013. № 2. С. 18–24.
43. Эталоны для координатно-временных измерений. Основные положения. Способы выражения погрешностей. ГОСТ Р 8.739- 2011. М.: Стандартинформ, 2013.
44. *Иванов Н. М., Лысенко Л. Н.* Баллистика и навигация космических аппаратов. М.: ДРОФА, 2004. С.135–175, 236–263.
45. *Deng X. P., Hobbs G. et al.* Interplanetary spacecraft navigation using pulsars. <http://arxiv.org/pdf/1307.5375.pdf> — Jul. 20 2013 (дата обращения: 27.06.2014).
46. *Авраменко А. Е.* Способ навигации космического аппарата по небесным источникам периодического излучения // Патент России № 2453813. 2011. Бюл. № 17.
47. *Кауфман М. Б.* Точные методы измерений параметров вращения Земли в интересах навигационно-временных определений // Точные измерения для высоких технологий. Менделеево.: ВНИИФТРИ, 2008. С. 80–118.
48. *Абалакин В. К.* Основы эфемеридной астрономии. М.: «Наука», 1979. 448 с.
49. *Авраменко А. Е.* Синтез пульсарных шкал всемирного времени // Измерительная техника. 2012. № 3. С. 26–31.
50. *Жаров В. Е.* Сферическая астрономия. Фрязино.: «Век 2», 2006. 480 с.
51. Всемирное время и координаты полюса // Бюллетень Е. Менделеево.: ВНИИФТРИ. 2004–2006.
52. *Сардашвили Г. А.* Дмитрий Иваненко — суперзвезда советской физики. Ненаписанные мемуары. М.: Книжный дом «Либроком»/URSS, 2010. 320 с.
53. Вестник метролога. Научно-информационный журнал. Мытищи, 2006. № 4. С. 4.

Список обозначений и сокращений

ПШВ	—	пульсарная шкала времени
КВНО	—	координатно-временное навигационное обеспечение
МПИ	—	момент прихода импульса
МНК	—	метод наименьших квадратов
ОУ	—	остаточные уклонения МПИ
СКО	—	среднеквадратическое отклонение
ПВЗ	—	параметры вращения Земли
КА	—	космический аппарат
АМС	—	автоматическая межпланетная станция
TAI	—	Международная шкала атомного времени
UTC	—	Международная шкала координированного времени
UT1	—	всемирное время среднего гринвичского меридиана
ICRS	—	Международная небесная система отсчёта
ICRF	—	Каталог внегалактических радиоисточников, реализация ICRS
LOD	—	продолжительность суток (Length of Day)
$\Omega, \dot{\Omega}, \ddot{\Omega}$	—	угловая скорость вращения и её производные
$\nu, \dot{\nu}, \ddot{\nu}$	—	частота вращения пульсара и её производные
$P, \dot{P}, \ddot{P}$	—	период вращения пульсара и его производные
$d\omega/dt$	—	производная угловой скорости вращения Земли
АТ	—	атомное время
BIPM	—	Международное бюро мер и весов
EAL	—	свободная (неуправляемая) атомная шкала
РТ	—	пульсарное время
ОТО	—	общая теория относительности
СТО	—	специальная теория относительности
ТТ	—	топоцентрическое пульсарное время
ТВ	—	барицентрическое пульсарное время
TDB	—	барицентрическое динамическое время
MJD	—	модифицированная юлианская дата
DM	—	мера дисперсии
пк	—	парсек



Стивен Вайнберг • Космология

Фундаментальный труд

нобелевского лауреата,
автора книг «Гравитация и космология» и «Квантовая теория поля»

Стивена Вайнберга



Эта монументальная монография обобщает результаты прогресса, достигнутого за последние два десятилетия в современной космологии. Она является уникальной по охвату материала, манере его изложения и тщательности математической проработки. Цель книги — дать замкнутое описание космологии, а также идеи и формулы, которые используются и проверяются в современных космологических наблюдениях. Впервые в рамках одной книги собран столь всеобъемлющий материал по современному состоянию теории.

В книге не просто сообщаются результаты, полученные численными расчетами, но делается упор на аналитическое описание космологических явлений, позволяющее проникнуть в их суть. В «Космологии» детально описываются многие самые смелые современные идеи, которые редко встречаются в обзорах по космологии и для изучения которых надо погружаться в специальные статьи. В монографии также представлены актуальные измерения космологических параметров, для того чтобы дать читателю представление об успехах наблюдательной науки.

П. Г. Куликовский • Справочник любителя астрономии



Трудно представить себе русского астронома, который не пользовался бы «Справочником любителя астрономии» Куликовского.

Эта книга, успешно выдержавшая несколько переизданий, заняла место на рабочем столе почти каждого астронома — как любителя, так и профессионала. Обширный справочный материал каждого нового издания полностью обновляется с учетом новейших данных, что делает «Справочник» одной из самых полезных практических книг по астрономии. В нем излагаются задачи и методы современной астрономии, дается описание небесных объектов — звезд, планет, комет и др. Описываются методы астрономических наблюдений, доступных скромным средствам любителей.

КТО ОН, РЕДАКТОР — АРХИТЕКТОР КНИГИ?

Тот, кто совершает путь «От замысла — к книге»:

- ▶ Осмысляет, наглядно представляет, оформляет результаты авторского научного труда.
- ▶ Обсуждает и определяет вместе с автором окончательную информационно-дидактическую структуру произведения.
- ▶ Транслирует видение автора издательскому коллективу и воплощает его в книге.

Приветствуются:

- ▶ опыт редактирования книг;
- ▶ знания по всем разделам своей специальности, позволяющие свободно ориентироваться в различных областях этой науки;
- ▶ внутренняя потребность в непрерывном освоении новых тем; неумная тяга к знаниям;
- ▶ умение видеть проблемы, связанные с особенностями перевода, и грамотно справиться с ними;
- ▶ желание активно делиться своими знаниями и идеями с коллегами, открытость к конструктивной критике;
- ▶ умение работать в системе LaTeX.



Рассматриваем кандидатуры без опыта работы

Издательская группа

URSS



**Сохранять,
развивать
и приумножать
научное
наследие**

Предлагаем Вам
реализовать свои знания
и творческий потенциал
у нас, в научном
издательстве URSS,
в качестве

редактора

научной литературы,

**а также верстальщика, дизайнера, переводчика,
программиста, финансиста, аналитика...**

Мы уверены, что
Вы сможете стать специалистом
высокого класса или управленцем,
что у нас Вы найдете свой Путь.

Мы на связи

✉ URSS@URSS.ru

☎ +7.499.724.25.45

🏠 <http://URSS.ru>

ПРИМЕНЯЙ
свои научные знания
на практике

ИСПОЛЬЗУЙ
неограниченные возможности
для творчества

и профессионального роста

СОЗДАВАЙ книги,
на которых вырастет
новое поколение

Научное издательство

URSS



**Сохранять,
развивать
и приумножать
научное наследие**



ПРОФЕССИЯ КАК ДЕЛО ЖИЗНИ

Наши мечты схожи? Мы с Вами на одной волне? Наука вошла в Вашу жизнь и Вы не хотите с ней расставаться?

Нефть, газ, лес — не единственное наше достояние! Нам всего лишь повезло родиться в стране с богатейшей природой. Но Россия не есть только источник природных ресурсов. Нет! Она — кладёзь человеческого капитала — капитала, который должен неустанно давать цивилизации всё новые научно-культурные богатства. Надо принять вызов — добиться, чтобы нашу страну ассоциировали в первую очередь с созданием высококачественных интеллектуальных ценностей.

**МЫ МОЖЕМ И ДОЛЖНЫ
ЗАРАБАТЫВАТЬ ИНТЕЛЛЕКТОМ!**

Научно-издательское дело — неотъемлемая часть института науки. Предлагаем Вам реализовать свои знания и творческий потенциал у нас, в научном издательстве URSS ●●●

... Ведь это:

Достоинно

- ▶ Общение с ведущими учеными, деятелями науки и культуры.
- ▶ Работа с интеллектуальным богатством.
- ▶ Духовное и научно-культурное обогащение.
- ▶ Продвижение знаний.
- ▶ Утверждение интеллектуальных и культурных ценностей.

Донесем интеллектуальный и духовный капитал страны до всех, живущих в русскоязычном пространстве, и до мирового сообщества!

Перспективно

- ▶ Раскрыть свой потенциал.
- ▶ Быть уверенным, что Ваше время вкладывается со смыслом.
- ▶ Понимать, что выбранный путь обеспечивает Вам рост благосостояния и экономическую устойчивость.
- ▶ Ощущать, что Ваша работа зажигает оптимизмом и укрепляет жизненные силы.

Научно-издательская деятельность — это правильный выбор для тех, кто хочет оставаться в научной среде!

Осуществимо

Если Вы:

- ▶ целеустремленный и активный,
- ▶ работоспособный и креативный,
- ▶ заинтересованы в личностном росте,
- ▶ стремитесь усваивать новые знания и умения,
- ▶ готовы делиться Вашими опытом и навыками,
- ▶ хотите влиться в коллектив профессиональных и эффективных, честных и надежных людей, и усилить его Вашей индивидуальностью —

это тот достаточный багаж, с которым мы с радостью примем Вас в наш коллектив.

**Присоединяйтесь к проекту URSS!
Поможем, поддержим, научим!**

ВЫ!
любите книги

хотите быть
причастными
к их созданию

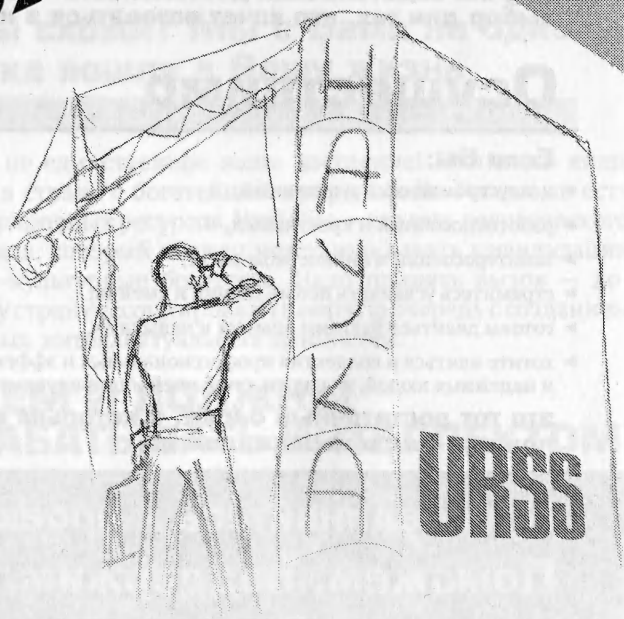
хотите содействовать
развитию
отечественной науки

Приходите
к нам

Архитектор книги

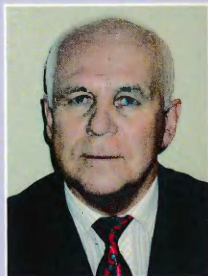
Если Вам
**инте
рес
но,**

переверните
страницу



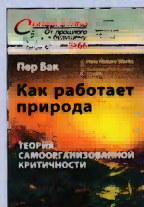
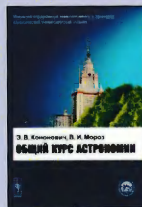
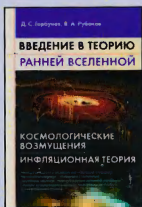
Аркадий Ефимович АВРАМЕНКО

Кандидат технических наук, старший научный сотрудник Физического института имени П. Н. Лебедева Российской академии наук. Специалист в области информационных технологий и управляющих систем в научных исследованиях. Автор более 50 научных статей.



Предлагаемая книга посвящена детальному исследованию закономерностей вращения намагниченных нейтронных звезд — пульсаров по наблюдаемому периодическому радиоизлучению в пространственных системах отсчета. Обнаружена тождественность наблюдаемого периода вращения пульсара и его производных в любой координатной системе на совпадающие эпохи местного времени, определяемого координатными преобразованиями Лоренца. Это означает синхронность волн осцилляции в любых системах отсчета и, следовательно, когерентность периодического излучения пульсара. Интервалы событий излучения, связанные аналитической зависимостью с наблюдаемыми параметрами вращения, одинаковы в любой координатной системе на совпадающие эпохи местного времени. То есть в любой системе отсчета соблюдается фундаментальный закон сохранения энергии вращения пульсара и тождественность естественных эталонов времени и пространства. Таким образом, согласованность наблюдаемых параметров вращения и интервалов пульсарного времени, подтверждающая синфазность наблюдаемых событий излучения пульсаров с периодическим (во времени) и волновым (в пространстве) излучением пульсаров, означает эквивалентность пульсарных шкал времени в декартовых координатных системах, совокупность которых является единым природным эталоном 4-мерного времени-пространства.

Наше издательство предлагает следующие книги:



Пульсар: Природный эталон времени-пространства Авраменко А.Е.



Цена: 479.00

ID: 198749

Издательская группа

URSS

Каталог изданий
в Интернете:

<http://URSS.ru>

E-mail: URSS@URSS.ru

117335, Москва, Телефон / факс
Нахимовский (многоканальный)
проспект, 56 +7 (499) 724 25 45

Отзывы о настоящем издании, а также обнаруженные опечатки присылайте по адресу URSS@URSS.ru. Ваши замечания и предложения будут учтены и отражены на web-странице этой книги на сайте <http://URSS.ru>