

ППН ДВИЖЕНИЕ S-ЗВЕЗД ВОКРУГ SGR A*

Р.И.ГАЙНУТДИНОВ^{1,2}

Поступила 1 марта 2020

Принята к печати 26 августа 2020

В данной работе рассмотрены уравнения движения в рамках параметризованного пост-ньютоновского (ППН) формализма для нескольких S-звезд, ближайших к релятивистски компактному объекту Sgr A* в центре Галактики. Учтен эффект разницы периодов между ньютоновскими и пост-ньютоновскими орбитами. Период лучшей аппроксимирующей ПН-орбиты звезды S2 превосходит период ньютоновской орбиты на 16 дней. Измерены ППН параметры β_{PPN} и γ_{PPN} . Для фиттинга траекторий ППН движения использованы байесовские методы. Получены постериорные оценки β_{PPN} и γ_{PPN} : $0.97^{+0.42}_{-0.65}$ и $0.81^{+0.46}_{-0.60}$, соответственно. Результат подтверждает предсказания общей теории относительности для пост-ньютоновских уравнений движения в условиях близости к Sgr A*.

Ключевые слова: *галактический центр: S-звезды: релятивистская небесная механика: гравитация: пост-ньютоновское приближение: параметризованный пост-ньютоновский формализм*

1. Введение. S-звездами называют скопление звезд, движущихся вокруг релятивистски компактного объекта Sgr A* в центре Галактики. Большая часть этих звезд имеет орбиты с высокими эксцентриситетами. Таким образом, они достигают высоких скоростей в перигентре (~ 0.01 скорости света). Благодаря этому, а также близости к сверхмассивному объекту, скопление S-звезд является уникальным наблюдаемым образованием для исследований. Для S-звезд величины v^2/c^2 и ϕ_N/c^2 имеют порядки $\sim 10^{-4}$, в то время как для двойных систем нейтронных звезд они составляют $\sim 10^{-6}$. Таким образом, пост-ньютоновские орбитальные поправки S-звезд являются тестом для новой области эффектов релятивистской гравитации. Мы рассматриваем применение пост-ньютоновских законов орбитального движения, а также визуальные различия от ньютоновских. Пост-ньютоновские эффекты также могут быть использованы для проверки различных теорий гравитации. В данной работе получена оценка для пост-ньютоновских параметров (ППН параметров) β_{PPN} и γ_{PPN} . Хотя эти параметры уже были измерены в солнечной системе и системах двойных нейтронных звезд, в нашем случае их можно оценить из прямых наблюдений пост-ньютоновских орбит, не используя моделирование частот пульсаров. Современные наблюдения S-звезд [1-4] предоставляют нам такую возможность.

Начало этих наблюдений пришлось на 1992г. С тех пор накопились большие массивы наблюдательных данных. Скопление S-звезд часто использовалось в разнообразных исследованиях [5-14]. В работе [15] авторы показали, что обнаружение новой звезды, более близкой к гравитирующему центру, чем уже известные S-звезды, маловероятно.

Звезда S2 (иногда также обозначаемая как S0-2) - наиболее популярная из S-звезд, поскольку она имеет самые точные наблюдения визуальных положений и лучевых скоростей, а также один из наименьших периодов обращения - 16 лет. Эта звезда прошла перицентр своей орбиты дважды с момента начала наблюдений. Первое прохождение произошло в 2002г., следующее - в мае 2018г. S2 сыграла ключевую роль во многих работах: измерение расстояния до центра Галактики R_0 и массы Sgr A* [16,4,17]; исследование вращения черной дыры в центре Галактики [18-21]; исследование аккреционных потоков и звездного ветра [22,23]; применение различных теорий гравитации: [24-26] - гравитация Юкавы, [27] - скалярное поле, [28,29] - R^n теории, [30] - нелокальная гравитация и прочие теории: [31-33]; проверка эффектов ОТО [34,35]; и прочие исследования [36,10]. Прохождение перицентра звездой S2 в мае 2018г. использовалось при исследовании гравитационного красного смещения [3,37].

Звезды S2, S38 и S55 (также известная как S0-102) имеют наименьшие периоды обращения, и поэтому представляют наибольший интерес для нас. S55 обладает самым коротким периодом. Он составляет ~12 лет.

Близость к сверхмассивной черной дыре и высокие скорости S-звезд являются основой для исследований пост-ньютоновского движения [38,41], которое является главной темой данной работы. Рассмотрены не просто пост-ньютоновские, а параметризованные пост-ньютоновские законы движения. Используются методы байесовской статистики для получения оценок β_{PPN} и γ_{PPN} из постериорных распределений.

2. Наблюдательные данные. S-звезды имеют два типа наблюдательных данных: визуальные положения звезд, т.е. астрометрические данные (прямое восхождение α и склонение δ , отнормированные на гравитирующий центр - Sgr A*), и лучевые скорости (RV) звезд - спектроскопические данные. Sgr A* также движется по небесной сфере, поэтому визуальные положения звезд приводятся с нормировкой на положение Sgr A* в начальную эпоху (1992.224). Наблюдаемые лучевые скорости приведены без учета эффекта Доплера второго порядка. Поэтому мы не можем напрямую сопоставлять моделируемые нами лучевые скорости с наблюдаемыми. Существует необходимость их преобразования по формуле (16).

Современные наблюдения представлены в работах [1-4]. Наиболее

подробные данные приведены в статье [4]. Оттуда мы используем данные для звезд S2 (145 астрометрических и 44 RV измерений), S38 (116 астрометрических и 5 RV измерений) и S55 (44 астрометрических и 2 RV измерения). Эти данные получены на комплексе VLT. В работе [2] содержится 12 новых RV измерений S2, в то время как оставшиеся измерения дублируют данные [1,4]. Работа [1] содержит 34 RV измерения S2, 1 RV измерение S38, и 34 астрометрических измерения S38. Эти данные получены в обсерватории имени Кека. Самые свежие данные для звезды S2 приведены в статье [3], где новыми являются 11 астрометрических и 28 RV измерений, некоторые из которых получены на телескопе Субару.

В конечном итоге мы имеем массив из 156 астрометрических положений и 118 лучевых скоростей для S2, 150 положений и 6 лучевых скоростей для S38 и 44 положения и 2 лучевые скорости для S55. Все измерения лучевых скоростей уже имеют VLSR-коррекцию. Астрометрические позиции, взятые из разных работ, имеют слегка отличающуюся нормировку на гравитирующий центр, и поэтому они соответствуют немного отличающимся системам отсчета.

3. Фиттинг орбит.

3.1. *Методы сравнения.* Как известно, на плоскости кеплеровы орбиты определяются 4 параметрами: большая полуось a , эксцентриситет e , аргумент перицентра ω и эпоха прохождения перицентра t_{per} . Эти параметры соответствуют фазовому вектору $(x, y, \dot{x}, \dot{y})$ на фиксированную эпоху. В рамках ньютоновского движения кеплеровы параметры постоянны, но в пост-ньютоновском случае они становятся оскулирующими. Поэтому для нас имеет смысл использовать другие параметры, например вышеупомянутый начальный фазовый вектор $(x_0, y_0, \dot{x}_0, \dot{y}_0)$. Такие параметры можно использовать в качестве начальных данных для интегратора Рунге-Кутты 4 порядка, с помощью которого мы будем получать моделируемую траекторию в ее собственной плоскости. Чтобы повернуть саму плоскость орбиты, мы используем оставшиеся 2 параметра: наклонение i и долготу восходящего узла Ω .

Получаемые траектории в пост-ньютоновском и ньютоновском случае должны получаться различными для одинаковых начальных данных $(x_0, y_0, \dot{x}_0, \dot{y}_0)$. Апоцентр ньютоновской орбиты должен быть меньше, чем у пост-ньютоновской. Последняя также имеет эффект смещения перицентра, но он проявляется крайне слабо.

В табл.1 приведены значения смещения перицентра для некоторых S-звезд. Величина $\Delta\omega$ есть смещение перицентра на один синодический период. Такие смещения будут едва видимы напрямую даже после ста лет наблюдений.

Мы также можем использовать разные начальные значения $(x_0, y_0, \dot{x}_0, \dot{y}_0)$

ВЕЛИЧИНЫ СМЕЩЕНИЯ ПЕРИЦЕНТРА ДЛЯ S-ЗВЕЗД

Звезда	S2	S38	S55
$\Delta\omega$	12'	7.1	6.7
$\dot{\omega}$	45"/год	22"/год	31"/год
$\dot{\omega} \cdot 100$ лет	1°15'	37'	52'

для ньютоновского и пост-ньютоновского случаев, чтобы получить орбиты одинакового размера. Разница будет заключаться в том, что в пост-ньютоновском случае скорость в перицентре будет меньше, чем в ньютоновском. Поэтому для этих орбит будут отличаться их периоды. В пост-ньютоновском случае период должен получиться больше. Таким образом, мы получаем чисто кинематический эффект некоторой "задержки". В этом заключается значительная качественная разница между ньютоновским и пост-ньютоновским движением. В нашем случае, мы будем использовать технику MCMC (Markov chain Monte Carlo), чтобы получить наилучшие аппроксимирующие пост-ньютоновские и ньютоновские орбиты и сравнить их периоды.

3.2. *ППН уравнения движения.* Рассмотрим решение Шварцшильда уравнений Эйнштейна

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\mu}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2\mu}{r}\right)} - r^2 d\Omega^2, \quad (1)$$

где $\mu = GM/c^2$ - это гравитационный радиус и $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2$ - метрика на единичной сфере. Используемая здесь система координат называется стандартной (или шварцшильдовской) (t, r, θ, ϕ) . Угловые координаты θ, ϕ имеют привычный геометрический смысл полярного и азимутального углов. Круг одинаковой радиальной координаты r имеет длину $2\pi r$. Но r не равно расстоянию от круга до его центра. В этом заключается геометрический смысл координат Шварцшильда [42].

Имеет смысл рассмотреть иную систему координат - изотропную (t, ρ, θ, ϕ) . Она часто используется в задачах релятивистской небесной механики, в то время как координаты Шварцшильда являются "чересчур точными" ([43], с.1097). При преобразовании координат из шварцшильдовских в изотропные затрагивается только радиальная координата

$$r = \rho \left(1 + \frac{\mu}{2\rho}\right)^2, \quad (2)$$

где видно, что r и ρ асимптотически эквивалентны. Однако наблюдаемые

напрямую расстояния между Sgr A* и S-звездами соответствуют евклидовой геометрии нашей отдаленной наблюдательной системы отсчета. Следовательно, эволюция параметров орбиты подчинена конкретному виду уравнений движения.

Преимущества изотропной системы координат проявляются в самом виде соответствующей метрики

$$ds^2 = \frac{\left(1 - \frac{\mu}{2\rho}\right)^2}{\left(1 + \frac{\mu}{2\rho}\right)^2} c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{\mu}{2\rho}\right)^4 (d\rho^2 + \rho^2 d\Omega^2). \quad (3)$$

Пространственная ее часть конформно евклидова. Таким образом, сферические изотропные координаты (t, ρ, θ, ϕ) можно преобразовать в декартовы изотропные координаты (t, x, y, z) , сохраняя форму метрики. Такие координаты отличаются от декартовых в привычном смысле этого слова. Но в нашем приближении их можно считать именно обычными декартовыми координатами. Метрика в такой системе имеет вид

$$ds^2 = \frac{\left(1 - \frac{\mu}{2|\mathbf{x}|}\right)^2}{\left(1 + \frac{\mu}{2|\mathbf{x}|}\right)^2} c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{\mu}{2|\mathbf{x}|}\right)^4 d\mathbf{x}^2. \quad (4)$$

Далее, введем величину ньютоновского потенциала $\varphi_N = -GM/\rho = -c^2 \mu/|\mathbf{x}|^2$

$$ds^2 = \frac{\left(1 + \frac{\varphi_N}{2c^2}\right)^2}{\left(1 - \frac{\varphi_N}{2c^2}\right)^2} c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{\varphi_N}{2c^2}\right)^4 d\mathbf{x}^2. \quad (5)$$

Чтобы получить пост-ньютоновскую аппроксимацию первого порядка, разложим g^{00} до порядка $O(c^{-6})$ и g^{xx} до порядка $O(c^{-4})$

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2} + \frac{2\varphi_N^2}{c^4} + O(c^{-6})\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\varphi_N}{c^2} + O(c^{-4})\right) d\mathbf{x}^2. \quad (6)$$

В рамках параметризованного пост-ньютоновского формализма это разложение выглядит как

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2} + \beta_{\text{PPN}} \frac{2\varphi_N^2}{c^4} + O(c^{-6})\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \gamma_{\text{PPN}} \frac{2\varphi_N}{c^2} + O(c^{-4})\right) d\mathbf{x}^2, \quad (7)$$

где значения β_{PPN} и γ_{PPN} различны для различных теорий гравитации. Случай $\beta_{\text{PPN}} = 1$ и $\gamma_{\text{PPN}} = 1$ соответствует общей теории относительности.

Деление (7) на $c^2 dt^2$ приводит к

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2} \left(\frac{ds}{dt} \right)^2 &= \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2} + \beta_{\text{PPN}} \frac{2\varphi_N^2}{c^4} + O(c^{-6}) \right) - \left(1 - \gamma_{\text{PPN}} \frac{2\varphi_N}{c^2} + O(c^{-4}) \right) \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{c^2} = \\ &= 1 - \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{c^2} + \frac{2\varphi_N}{c^2} + \gamma_{\text{PPN}} \frac{2\varphi_N \dot{\mathbf{x}}^2}{c^4} + \beta_{\text{PPN}} \frac{2\varphi_N}{c^4} + O(c^{-6}). \end{aligned} \quad (8)$$

Возьмем квадратный корень с точностью $O(c^{-6})$

$$\frac{1}{c} \frac{ds}{dt} = 1 - \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{2c^2} + \frac{\varphi_N}{c^2} - \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{8c^4} + (1 + 2\gamma_{\text{PPN}}) \frac{\varphi_N \dot{\mathbf{x}}^2}{2c^4} + (2\beta_{\text{PPN}} - 1) \frac{\varphi_N^2}{2c^4} + O(c^{-6}). \quad (9)$$

Уравнения движения могут быть получены из вариационного принципа

$$\delta \int ds = \delta \int \left(\frac{ds}{dt} \right) dt = 0, \quad (10)$$

где ds/dt определено из (9). Умножая (9) на $-c^2$, избавляясь от постоянного члена и опуская $O(c^{-6})$, получим Лагранжиан

$$L = \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{2} \left(1 + \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{4c^2} - (1 + 2\gamma_{\text{PPN}}) \frac{\varphi_N}{c^2} \right) - \varphi_N \left(1 + (2\beta_{\text{PPN}} - 1) \frac{\varphi_N}{2c^2} \right). \quad (11)$$

Соответствующие уравнения движения будут иметь вид

$$\ddot{\mathbf{x}} = -\nabla \varphi_N \left(1 + 2(\beta_{\text{PPN}} + \gamma_{\text{PPN}}) \frac{\varphi_N}{c^2} + \gamma_{\text{PPN}} \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{c^2} \right) + (2\gamma_{\text{PPN}} + 2) \left(\nabla \varphi_N \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c} \right) \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c}. \quad (12)$$

Это ППН уравнения движения. Чтобы получить ПН уравнения, нужно подставить величины $\beta_{\text{PPN}} = 1$ и $\gamma_{\text{PPN}} = 1$ в (12)

$$\ddot{\mathbf{x}} = -\nabla \varphi_N \left(1 + 4 \frac{\varphi_N}{c^2} + \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{c^2} \right) + 4 \left(\nabla \varphi_N \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c} \right) \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c}. \quad (13)$$

Обе системы (12), (13) сводятся к ньютоновским уравнениям движения ($\ddot{\mathbf{x}} = -\nabla \varphi_N$) при рассмотрении предела бесконечной скорости света.

3.3. Распространение света. Прямое интерпретирование модельной траектории как наблюдаемой некорректно, поскольку ПН эффекты затрагивают также распространение света.

S-звезды достигают высоких скоростей в перицентре, а значит нужно учитывать эффект Доплера второго порядка. Изменение частоты можно найти по формуле

$$\omega_0 = \omega \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \alpha}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \omega \frac{1 + R V_{\text{model}}/c}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \approx \omega \left(1 + \frac{R V_{\text{model}}}{c} + \frac{v^2}{2c^2} \right), \quad (14)$$

где ω - наблюдаемая, а ω_0 - испущенная частота, $\vec{v}$ - скорость источника

относительно наблюдателя и α - угол между вектором скорости $\vec{v}$ и направлением от источника к наблюдателю.

S-звезды расположены близко к сверхмассивному объекту. Гравитационное поле достаточно сильно, чтобы гравитационное красное смещение стало наблюдаемым эффектом. Поэтому мы должны учесть и его.

$$\omega_0 = \omega \sqrt{g^{00}} \approx \omega \left(1 + \frac{\Phi_N}{c^2} \right). \quad (15)$$

В результате, учет эффекта Доплера (14) и гравитационного красного смещения (15) приводит к формуле

$$\frac{RV_{\text{obs}}}{c} = \frac{RV_{\text{model}}}{c} + \frac{\Phi_N}{c^2} + \frac{v^2}{2c^2}. \quad (16)$$

Еще одним важным эффектом в распространении света является задержка Ремера, вызванная конечностью скорости распространения света. Разница между ближайшей к нам и наиболее отдаленной точками орбиты для некоторых S-звезд достигает нескольких световых дней. Поэтому данный эффект также должен быть учтен.

Что касается гравитационного линзирования, то S-звезды расположены не настолько близко к Sgr A*, чтобы оно было детектируемо. Поэтому мы не будем рассматривать этот эффект.

3.4. ППН параметры Брумберга. Задача движения безмассовой частицы в статичном гравитационном поле также была рассмотрена Брумбергом [44]. Он рассмотрел общее решение для разных систем координат. Выбор конкретной координатной системы определяется параметром α : $\alpha=1$ соответствует стандартным (шварцшильдовским) координатам, $\alpha=0$ соответствует изотропным и гармоническим координатам. Также он определил набор параметров (A , B , K), который обобщает задачу для различных теорий гравитации, точно так же, как и ППН параметры. В работе [44] приведены значения этих параметров для ОТО

$$A = 2, \quad B = K = 2(1 - \alpha). \quad (17)$$

Эти координаты зависят от выбора координатной системы α . В [44] также выведены ПН уравнения движения для шварцшильдовских координат ($\alpha=1$):

$$\ddot{\mathbf{x}} = -\nabla\Phi_N \left(1 + 2\frac{\Phi_N}{c^2} + 2\frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{c^2} - 3\left(\frac{\mathbf{x} \cdot \dot{\mathbf{x}}}{x \cdot c}\right) \right) + 2\left(\nabla\Phi_N \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c}\right) \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c}. \quad (18)$$

В этом случае наблюдаемые напрямую (отдаленным наблюдателем) орбиты могут быть рассчитаны с помощью интегрирования уравнений (18). Наблюдаемая эволюция орбитальных параметров для шварцшильдовских

координат ($\alpha = 1$) будет отличаться от таковой для системы изотропных координат ($\alpha = 0$), которая является конформно евклидовой.

3.5. Используемые техники. Модель строится следующим образом:

- Параметры $(x_0, y_0, \dot{x}_0, \dot{y}_0)$ используются в качестве начального приближения для интегратора Рунге-Кутты 4 порядка, с помощью которого численно интегрируются уравнения движения (13) (или (12) для определенных параметров $\beta_{\text{PPN}}, \gamma_{\text{PPN}}$). Центральная гравитирующая масса Sgr A* $\mathcal{M}$ используется в качестве параметра. В результате получается массив фазовых векторов $(x, y, \dot{x}, \dot{y})$, который на самом деле является представлением траектории в ее собственной плоскости.

- Производится поворот траектории на углы i и Ω .

- После вращения орбита преобразуется в наблюдаемые прямое восхождение и склонение путем деления на расстояние до центра Галактики R_0 и учета собственного движения Sgr A* $\dot{\alpha}_{\text{SgrA}_*}, \dot{\delta}_{\text{SgrA}_*}$.

- Полученные в результате интегрирования лучевые скорости преобразуются в наблюдаемые RV по формуле (16). На этом этапе также должно быть учтено собственное движение Sgr A* $\dot{r}_{\text{SgrA}_*}$.

- Модельные α, δ и RV интерполируются. На этом шаге учитывается задержка Ремера.

В конечном итоге мы имеем 13 параметров: 6 из них определяют орбиту, 2 параметра - это β_{PPN} и γ_{PPN} , которые мы хотим определить, а оставшиеся 5 параметров ($\mathcal{M}, R_0, \dot{\alpha}_{\text{SgrA}_*}, \dot{\delta}_{\text{SgrA}_*}, \dot{r}_{\text{SgrA}_*}$) мы будем считать постоянными. Их значения можно найти в работе [4].

Если же мы рассмотрим 3 звезды (S2, S38, S55), то получим 18 орбитальных параметров и 2 ППН параметра β, γ . Мы используем МСМС-сэмплирование (реализованное в библиотеке *emcee* для языка Python), чтобы найти постериорное распределение этих параметров и их оценки.

4. Результаты.

4.1. Разница периодов обращения. На рис.1 представлено различие между наилучшими аппроксимирующими пост-ньютоновской и ньютоновской орбитами звезды S2. Серая кривая соответствует пост-ньютоновской траектории, а черная - ньютоновской. Нетрудно заметить растущий со временем зазор между этими двумя случаями. Это и есть та самая "задержка", о которой мы говорили ранее.

Величина этой "задержки" составляет 16 дней за один орбитальный период. Эта величина не мала, поскольку неточности по временной шкале очень существенны для наблюдений S-звезд, что нетрудно заметить хотя бы на графике лучевых скоростей, на котором наблюдается сильный наклон во время прохождений перицентра, связанный с движением с высокой скоростью. Эта

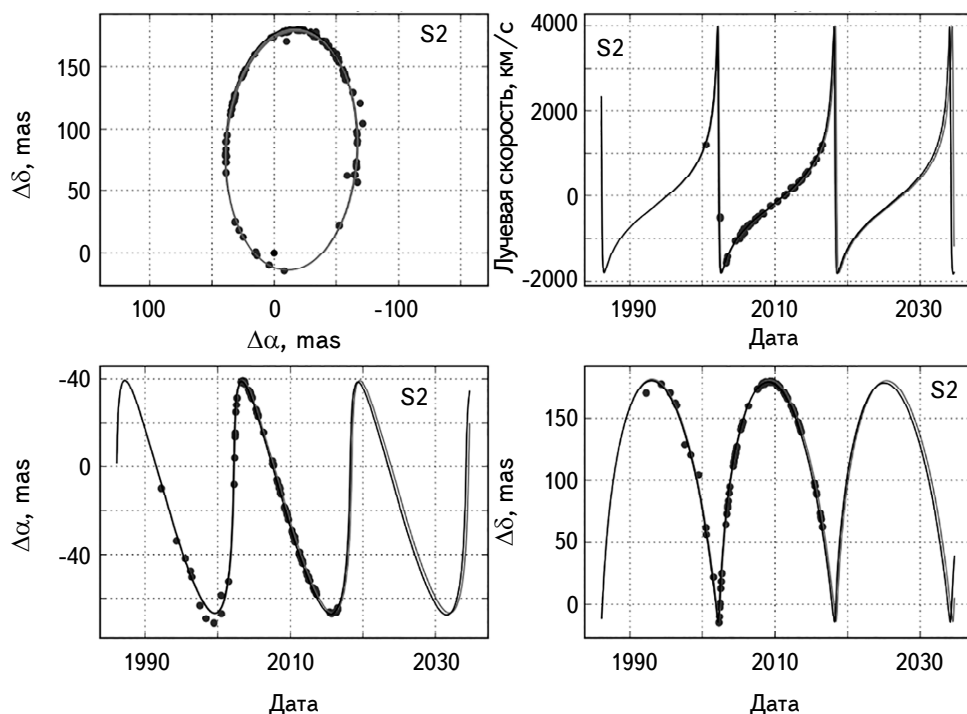


Рис.1. Разница между ньютоновской и пост-ньютоновской орбитами S2.

неточность во времени влечет за собой неправильное определение положения этих наклонов. Этот эффект будет еще более значителен в будущем, когда звезда S2 совершит еще большее число оборотов по своей орбите.

Согласно нашим оценкам, дата следующего прохождения перигея звезды S2 - это 18 мая 2034г.

4.2. Оценки ППН параметров. Мы запустили процесс МСМС, который моделировал одновременно движение S2, S38 и S55 для заданных параметров β_{PPN} и γ_{PPN} . На рис.2 приведены постериорные распределения параметров β_{PPN} и γ_{PPN} в проекции на их подпространство.

Процесс МСМС был запущен с 10000 итерациями. Оценки ППН параметров таковы

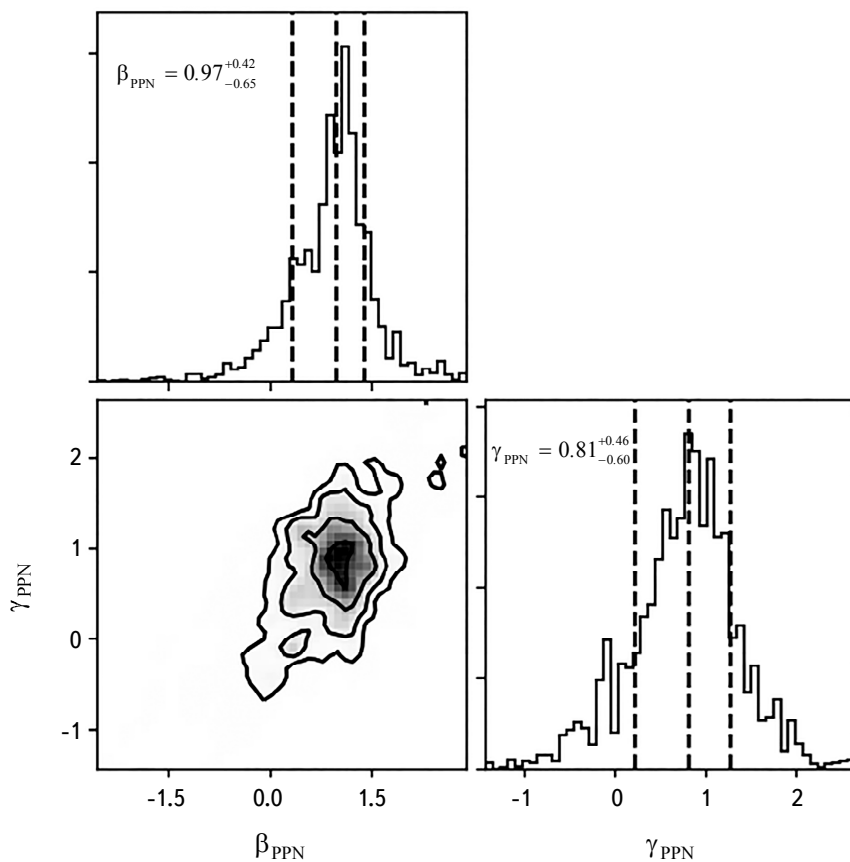
$$\beta_{\text{PPN}} = 0.97^{+0.42}_{-0.65}, \quad \gamma_{\text{PPN}} = 0.81^{+0.46}_{-0.60},$$

где погрешности определены как квантили уровней 1/6 и 5/6 постериорных распределений.

Несмотря на то, что результат соответствует предсказаниям ОТО, такой метод определения β_{PPN} и γ_{PPN} оказался крайне неточным. Причиной тому является несильное влияние отклонений ППН параметров на наблюдаемую картину.

ОРБИТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ S-ЗВЕЗД

Звезда	x_0, μ	y_0, μ	$\dot{x}_0, \text{км с}^{-1}$	$\dot{y}_0, \text{км с}^{-1}$	$i, ^\circ$	$\Omega, ^\circ$
S2	$22954.8^{+4.0}_{-1.5}$	$37481.5^{+8.9}_{-2.0}$	$-219.84^{+0.62}_{-0.79}$	$604.74^{+0.99}_{-0.22}$	$133.86^{+0.07}_{-0.06}$	$226.10^{+0.08}_{-0.08}$
S38	50102^{+5}_{-2}	69295^{+1}_{-7}	67^{+5}_{-2}	588^{+1}_{-3}	$169.9^{+2.6}_{-0.8}$	$93.39^{+0.14}_{-0.11}$
S55	$32342^{+8.0}_{-3}$	$-8724.1^{+0.8}_{-2.1}$	$-344.8^{+6.8}_{-1.1}$	$1004.9^{+1.3}_{-2.5}$	$152.7^{+1.4}_{-1.0}$	$323.3^{+0.7}_{-0.5}$

Рис.2. Постериорное распределение, угловой график $\beta_{\text{PPN}}, \gamma_{\text{PPN}}$.

Постериорные оценки орбитальных параметров S-звезд приведены в табл.2. Нетрудно заметить, что эти параметры определены намного точнее, чем ППН параметры. На рис.3 изображены наилучшие аппроксимирующие ПН орбиты для этих звезд и кривая лучевых скоростей звезды S2.

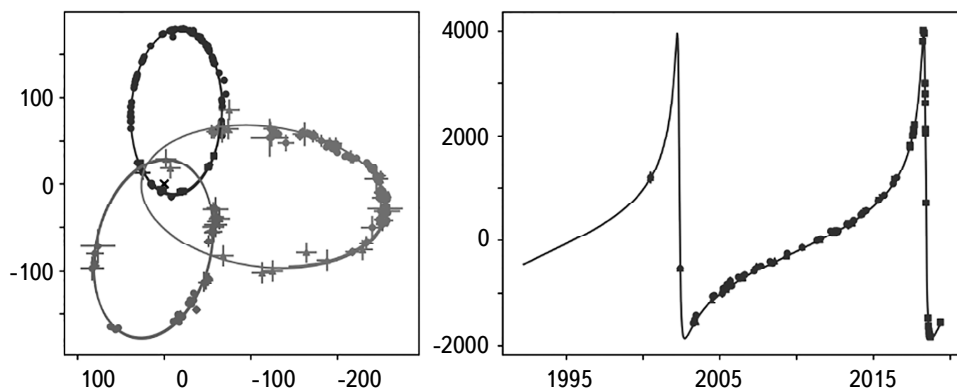


Рис.3. Слева: траектории звезд S2, S38 и S55; Справа: лучевые скорости S2.

5. Вывод. В данной работе использованы пост-ньютоновские уравнения движения для проведения анализа орбитальных параметров нескольких S-звезд. Для звезды S2 наилучший аппроксимирующий орбитальный период в пост-ньютоновском случае оказался на 16 дней длиннее, чем таковой в ньютоновском. Эта разница велика. В случае движения S-звезд, неточности во временной оси оказываются существенными, особенно во время прохождения перицентра. Учитывая этот эффект, мы получили параметры орбит звезд S2, S38 и S55, представленные в табл.2. Дата следующего прохождения перицентра звезды S2, предсказываемая нами - 18 мая 2034г.

Помимо этого, мы оценили ППН параметры. С помощью методов байесовской статистики был произведен фиттинг орбит и кривых лучевых скоростей, получаемых из параметризованных пост-ньютоновских законов движения. Постериорные оценки β_{PPN} и γ_{PPN} - $0.97^{+0.42}_{-0.65}$ и $0.81^{+0.46}_{-0.60}$, соответственно. Для орбитальных движений S-звезд величины v^2/c^2 и ϕ_N/c^2 имеют порядки $\sim 10^{-4}$. Поэтому наш результат подтверждает предсказания общей теории относительности для пост-ньютоновских уравнений движения (соответствующих изотропным и гармоническим системам координат) в условиях близости к Sgr A*.

Данная работа выполнена по государственному контракту САО РАН, одобренному министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: roustique.g@gmail.com

² Санкт-Петербургский государственный университет, Россия

PPN MOTION OF THE S-STARS AROUND SGR A*

R.I.GAINUTDINOV^{1,2}

Parametrized Post-Newtonian (PPN) equations of motion for several S-stars nearest to the Galactic Center compact relativistic object SgrA* are considered. The effect of the orbital periods difference between Newtonian and Post-Newtonian cases is taken into account. The best fit PN orbit of S2 has a period which is 16 days longer than Newtonian one. The PPN parameters β_{PPN} and γ_{PPN} are measured. Bayesian sampling is used to fit the trajectories of the PPN laws of motion. Posterior estimates of β_{PPN} and γ_{PPN} are $0.97^{+0.42}_{-0.65}$ and $0.81^{+0.46}_{-0.60}$ respectively. The result confirms General Relativity prediction for the Post-Newtonian equations of motion in the conditions of orbital motions in vicinity of the SgrA*.

Keywords: *galactic center: S-stars: relativistic celestial mechanics: gravitation: post-Newtonian approximation: parametrized post-Newtonian formalism*

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Boehle et al., Astrophys. J., **830**, 17, 2016.
2. D.S.Chu et al., Astrophys. J., **854**, 12, 2018.
3. T.Do et al., Science, **365**, 664, 2019.
4. S.Gillessen et al., Astrophys. J., **837**, 30, 2017.
5. A.Eckart et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **331**, 917, 2002.
6. R.Genzel et al., Astrophys. J., **594**, 812, 2003.
7. S.Gillessen et al., Astrophys. J., **692**, 1075, 2009.
8. S.Gillessen et al., Astrophys. J., **707**, L114, 2009.
9. M.Habibi et al., Astrophys. J., **847**, 120, 2017.
10. T.Lacroix, Astron. Astrophys., **619**, A46, 2018.
11. N.Mouawad et al., Astron. Nachr., **326**, 83, 2005.
12. S.Nishiyama et al., Publ. Astron. Soc. Japan, **70**(4), 74, 2018.
13. R.Schödel et al., Astron. Nachr., **324**, 535, 2003.
14. R.Schödel et al., Astrophys. J., **596**, 1015, 2003.
15. M.Zajaček, A.A.Tursunov, Astron. Nachr., **339**, 324, 2018.
16. F.Eisenhauer et al., Astrophys. J., **597**, L121, 2003.
17. GRAVITY Collaboration (R.Abuter et al.), Astron. Astrophys., **625**, L10, 2019.
18. L.Iorio, Phys. Rev. D, **84**, 124001, 2011.

19. *J.H.Jørgensen, O.E.Bjælde, S.Hannestad*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **458**, 3614, 2016.
20. *I.Waisberg et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **476**, 3600, 2018.
21. *F.Zhang, Y.Lu, Q.Yu*, Astrophys. J., **809**, 127, 2015.
22. *I.M.Christie et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **459**, 2420, 2016.
23. *M.Shcartmann, A.Burkert, A.Ballone*, Astron. Astrophys., **616**, L8, 2018.
24. *D.Borka et al.*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **11**, 050, 2013.
25. *A.F.Zakharov*, EPJ Web of Conf., **191**, 01010, 2018.
26. *A.F.Zakharov et al.*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **04**, 050, 2018.
27. GRAVITY Collaboration (A.Amorim et al.), Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **489**, 4606, 2019.
28. *D.Borka et al.*, Phys. Rev. D, **85**, 124004, 2012.
29. *A.F.Zakharov et al.*, Adv. in Space Res., **54**, 1108, 2014.
30. *K.F.Dialektopoulos et al.*, Phys. Rev. D, **99**, 044053, 2019.
31. *D.Borka et al.*, Astropart. Phys., **79**, 41, 2016.
32. *M.Rahman, A.A.Sen*, Phys. Rev. D, **99**, 024052, 2019.
33. *A.F.Zakharov et al.*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **05**, 045, 2016.
34. *M.Grould et al.*, Astron. Astrophys., **608**, A60, 2017.
35. *L.Iorio*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **411**, 453, 2011.
36. *A.Gualandris, S.Gillessen, D.Merriitt*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **409**, 1146, 2010.
37. GRAVITY Collaboration (R.Abuter et al.), Astron. Astrophys., **615**, L15, 2018.
38. *L.Iorio, F.Zhang*, Astrophys. J., **839**, 3, 2017.
39. *M.Parsa et al.*, Astrophys. J., **845**, 22, 2017.
40. *M.Preto, P.Saha*, Astrophys. J., **703**, 1743, 2009.
41. *H.Saida et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **71**(6), 128, 2019.
42. *L.D.Landau, E.M.Lifshitz*, The Classical Theory of Fields, Pergamon, Oxford, 1971.
43. *C.Misner, K.Thorne, J.Wheeler*, Gravitation, Freeman, San Francisco, 1973.
44. *V.A.Brumberg*, Essential relativistic celestial mechanics, Adam Hildger IOP Publ. Ltd, N.Y., 1991.

