

УДК 523.9-327; 520.876

ИЗМЕРЕНИЕ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА СОЛНЦА С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ГРАВИТОМАГНИТНОГО СМЕЩЕНИЯ ЧАСТОТЫ

С. В. Пилипенко¹, М. В. Захваткин^{1,2}, Д. А. Литвинов¹, А. И. Филеткин^{1,3}

В работе исследована возможность экспериментального определения момента импульса Солнца путем измерения эффекта гравитомагнитного смещения частоты сигналов, которыми обмениваются два спутника на околосолнечных орбитах. Показано, что при использовании современных оптических часов со стабильностью $\sim 10^{-18}$ точность данного эксперимента по результатам 5 лет накопления данных может достичь 5%. Это сравнимо с точностью измерения момента импульса Солнца методами гелиосейсмологии.

Ключевые слова: гравитомагнитное смещение частоты, атомные часы, спутниковые гравитационные эксперименты, момент импульса Солнца.

Введение. Момент импульса является важной динамической характеристикой звезды, отражающей распределение масс в ее недрах и скорости их вращения [1, 2]. Знание момента импульса позволяет накладывать ограничения на условия формирования и параметры эволюции звезды [3–5]. Для Солнца наиболее точное значение момента импульса получено путем анализа его акустических колебаний с помощью данных наземных [6] и спутниковых [7–9] гелиосейсмических наблюдений. Среднее его значение по данным различных авторов [10] составляет

$$S_{\odot} = 1.92 \times 10^{41} \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (1)$$

При этом оценка S_{\odot} изменяется в диапазоне от 1.63×10^{41} до $2.02 \times 10^{41} \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, что заметно превосходит приводимые авторами значения погрешностей, которые варьиру-

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 117997 Россия, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32; e-mail: spilipenko@asc.rssi.ru.

² ИПМ им. М. В. Келдыша РАН, 125047 Россия, Москва, Миусская пл., 4.

³ Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга МГУ, 119991 Россия, Москва, Университетский пр., 13.

ются от 0.015×10^{41} до 0.05×10^{41} $\text{кг}\cdot\text{м}^2\cdot\text{с}^{-1}$. В этой связи имеет существенный интерес оценка S_{\odot} с помощью иных методов.

В работе [10] было предложено использовать для оценки S_{\odot} эффект Лензе–Тирринга, который дает вклад в прецессию перицентра орбиты пробной частицы, обращающейся вокруг массивного вращающегося тела. В случае справедливости оценки (1), для Меркурия величина вклада в прецессию за счет эффекта Лензе–Тирринга должна составлять $-0.002''$ за столетие. В действительности же величина остаточной прецессии перигелия Меркурия при учете всевозможных сил, действующих на него со стороны тел Солнечной системы, но без учета эффекта Лензе–Тирринга, составляет $0.0004 \pm 0.0006''$ за столетие [11]. Такая величина остаточной прецессии подразумевает $S_{\odot} < 0.95 \times 10^{41}$ $\text{кг}\cdot\text{м}^2\cdot\text{с}^{-1}$, что находится в существенном противоречии с (1). В [10] приводятся различные варианты объяснения этого противоречия, основным из которых является недостаточная точность знания квадрупольного момента Солнца (10%) и соответствующая погрешность оценки его вклада в прецессию.

В настоящей работе мы предлагаем использовать для экспериментального определения момента импульса Солнца его влияние на частоту электромагнитных сигналов, которыми обмениваются два спутника на околосолнечных орбитах. Данный эффект по своей природе схож с эффектом Лензе–Тирринга и дает возможность независимого от гелиосеймики определения величины момента импульса Солнца. Как мы показываем далее, при использовании уже имеющихся (правда, пока лишь в лабораторном исполнении) атомных часов с относительной частотной стабильностью $\delta f/f \sim 10^{-18}$ и подходящем выборе орбит спутников точность определения момента импульса Солнца данным методом по результатам 5 лет наблюдений составляет 5% (в предположении, что истинная величина S_{\odot} примерно соответствует (1)).

Гравитомагнитный сдвиг частоты сигналов. В рамках параметризованного пост-ньютоновского приближения (ППН, слабые поля и малые скорости) выражение для гравитационного сдвига частоты сигналов, которыми обменивается пара наблюдателей, снабженных высокостабильными стандартами частоты (далее, для краткости, часами) и движущихся вокруг массивного тела, обладающего моментом импульса \mathbf{S} , получены в [12]. Если со спутника S_A в точке пространства-времени A с координатами (t_A, \mathbf{r}_A) посылается сигнал с координатной частотой f , и этот сигнал принимается спутником S_B в точке B с координатами (t_B, \mathbf{r}_B) , то относительный сдвиг частоты этого сигнала

описывается формулой

$$\left(\frac{\delta f}{f}\right)_S = \frac{1}{c^4} \left(\left(\mathbf{l}_A^{(3)} - 2(\gamma + 1)\mathbf{W}_A \right) \cdot \mathbf{v}_A - \left(\mathbf{l}_B^{(3)} - 2(\gamma + 1)\mathbf{W}_B \right) \cdot \mathbf{v}_B \right) + O(c^{-5}), \quad (2)$$

где $\mathbf{l}_A^{(3)}/c^3$ и $\mathbf{l}_B^{(3)}/c^3$ – поправки к касательным векторам к траектории луча, соответственно, в точках “А” и “В”, даваемые следующими выражениями

$$\mathbf{l}_A^{(3)}/c^3 = \mathbf{l}_S(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B), \quad (3a)$$

$$\mathbf{l}_B^{(3)}/c^3 = \mathbf{l}_S(\mathbf{x}_B, \mathbf{x}_A), \quad (3b)$$

$$\mathbf{l}_S(\mathbf{x}_A, \mathbf{x}_B) = (\gamma + 1) \frac{2GS}{c^3} \frac{r_A + r_B}{r_A((r_A + r_B)^2 - r_{AB}^2)} \times \\ \times \left(\mathbf{k} \times \mathbf{n}_B + \frac{2r_A r_B \mathbf{k} \cdot (\mathbf{n}_A \times \mathbf{n}_B)}{(r_A + r_B)^2 - r_{AB}^2} \frac{(3r_A + r_B)(r_A + r_B) - r_{AB}^2}{2r_A(r_A + r_B)} \mathbf{n}_A + \mathbf{n}_B \right). \quad (3c)$$

Здесь γ – ППН-параметр, равный 1 в общей теории относительности (ОТО); \mathbf{v}_A и \mathbf{v}_B – скорости спутников; \mathbf{W}_A и \mathbf{W}_B – значения гравитационного вектор-потенциала в точках А и В:

$$\mathbf{W}(x) = -\frac{1}{2}GS \times \nabla \frac{1}{r}, \quad (4)$$

G – гравитационная постоянная; \mathbf{S} – момент импульса источника, $\mathbf{S} = \mathbf{k}S$; $S = |\mathbf{S}|$; $|\mathbf{k}| = 1$; $r = |\mathbf{r}|$; \mathbf{r} – радиус-вектор; r_A и r_B – эвклидовы (т. е. формально вычисленные так, как если бы пространство-время было плоским) длины радиусов-векторов \mathbf{r}_A и \mathbf{r}_B ; $\mathbf{n}_A = \mathbf{r}_A/r_A$ и $\mathbf{n}_B = \mathbf{r}_B/r_B$ – эвклидовы единичные вектора; r_{AB} – эвклидово расстояние от А до В. Здесь также предположено, что источник поля находится в начале системы координат.

Выражение (2) описывает лишь вклад эффекта гравитомагнитного сдвига частоты, возникающий за счет вращения источника. Помимо него имеются также и другие вклады в сдвиг частоты [13], наибольшим из которых является нерелятивистский эффект Доплера, имеющий $O(c^{-1})$. Точность его расчета с помощью эфемерид космических аппаратов на сегодня не превосходит 3.3×10^{-16} [14, 15], что более чем на 2 порядка ниже точности и стабильности современных оптических часов. Поэтому в однопутевом режиме обмена сигналами (спутник S_A посылает сигнал, синхронизованный по своему бортовому стандарту, а спутник S_B его принимает и измеряет частоту принятого сигнала, сравнивая его с частотой, вырабатываемой своим бортовым стандартом) точность эксперимента оказывается ограниченной нерелятивистским эффектом Доплера. Имеется, однако, возможность компенсации эффекта Доплера с помощью, например,

компенсационной схемы Gravity Probe A [16], для которой требуется дополнительный двухпутевой канал связи между спутниками: $S_B \rightarrow S_A \rightarrow S_B$ (транспондер на борту спутника S_A). В этом режиме связи оказывается возможным сформировать комбинацию одно- и двухпутевых частотных измерений, не содержащую нерелятивистского эффекта Доплера. (Релятивистский эффект Доплера $O(c^{-2})$ при этом не компенсируется, однако точность его расчета с помощью эфемерид спутников уже оказывается достаточной.) Нетрудно убедиться, используя формализм [12], что вклад гравитомагнитного эффекта в сдвиг частоты сигнала в режиме Gravity Probe A также описывается формулой (2). Поэтому в дальнейшем мы будем предполагать, что эксперимент проводится с использованием компенсационной схемы Gravity Probe A.

Модель эксперимента и способ оценки его точности. Мы будем предполагать, что все вклады в полный сдвиг частоты сигналов, которыми обмениваются спутники, за исключением гравитомагнитного, описываемого (2), и возможной расстройкой частоты δf_0 между часами спутников, рассчитываются с помощью данных об их эфемеридах и иных дополнительных измерений [13]. Математическая модель эксперимента выглядит поэтому следующим образом:

$$x(t) = s(t) + z_0 + n(t). \quad (5)$$

Здесь $x(t)$ – измеренный относительный гравитомагнитный сдвиг частоты (т. е. полный измеренный на спутнике S_B сдвиг частоты, из которого вычтены расчетные значения всех иных вкладов – кинематического, за счет межпланетной плазмы и т. д.); $s(t)$ – правая часть соотношения (2), имеющая вид $s(t) = S_{\odot} y(t)$, где S_{\odot} – абсолютная величина момента импульса Солнца, $y(t)$ – заданная функция времени; $z_0 = \delta f_0 / f$ – неизвестный относительный сдвиг частоты между часами (константный параметр); $n(t)$ – случайный гауссовский процесс, описывающий флуктуации относительной частоты часов. Предполагается, что свойства процесса $n(t)$ не зависят от орбит спутников. Неизвестными параметрами модели, таким образом, являются S_{\odot} (информативный параметр) и z_0 (неинформативный). Ориентация оси вращения Солнца, задаваемая вектором \mathbf{k} , предполагается известной с точностью не хуже 1 градуса (в [17] она приводится с точностью 0.1 градуса, в ICRF северный полюс Солнца направлен в $\alpha = 286.13^\circ$, $\delta = 63.87^\circ$).

Оценка достижимой точности измерения параметра S_{\odot} нами была проведена аналогично [15, 18]. Модель (5) является линейной относительно неизвестных параметров и гауссовой. Для ее спецификации необходимо задать сигнал $s(t)$, т. е. орбиты спутников, и свойства шумового процесса $n(t)$. Нами был произведен поиск оптимальных конфигураций орбит спутников, т. е. таких, которые обеспечивают максимальную точность

эксперимента за заданное время накопления. Подробнее об этом см. в следующем разделе. Шумовой процесс $n(t)$ мы характеризуем с помощью его спектральной плотности мощности (СПМ). В качестве модели бортовых часов нами были выбраны стронциевые часы JILA SrI [6], аллановская девиация частоты которых достигает $\sim 2 \times 10^{-18}$ на временах усреднения $\sim 10^5$ с. Приближенное выражение СПМ флуктуаций относительной частоты $n(t)$ для данных часов имеет вид [18]

$$S_n(f) = 2.0 \times 10^{-31} f^0 + 2.1 \times 10^{-36} f^{-1}. \quad (6)$$

Для численной оценки достижимой точности измерения параметра S_{\odot} сформулируем модель (5) в дискретном времени:

$$x_i = s_i + z_0 + n_i, \quad (7)$$

где $x_i = x(t_i)$, $s_i = s(t_i)$, $n_i = n(t_i)$ и $t_i = i\Delta t$, $i = \overline{0, T/\Delta t}$, Δt – удовлетворяющий теореме Котельникова шаг дискретизации, T – продолжительность эксперимента. Тогда точность измерения параметра S_{\odot} может быть оценена, например, с помощью неравенства Крамера–Рао [19], $\sigma = \sqrt{[A^T C^{-1} A]^{-1}}$, где A – матрица, составленная из векторов сигналов s_i и z_0 , C – ковариационная матрица шума. Необходимые для этого ковариационные матрицы процесса n_i , – который согласно (6) содержит белую (f^0) и фликкер- (f^{-1}) компоненты, – приведены в [18].

Оптимизация параметров орбит спутников. Система из двух спутников на Кеплеровых орбитах описывается двенадцатью орбитальными параметрами, однако количество независимых параметров сокращается до семи из-за симметрии задачи относительно вращения вокруг спина Солнца, перестановки спутников местами и требований к перигелиям орбит. Поскольку полезный сигнал возрастает с приближением спутников к Солнцу, мы фиксировали радиусы перигелиев на минимально возможной по тепловым ограничениям величине 50 млн км. Далее, отдельный анализ показал, что вклад в сдвиг частоты, связанный со спином, достигает максимума при расположении орбит в плоскости, перпендикулярной направлению спина, поэтому мы рассматриваем только орбиты вблизи плоскости эклиптики. Мы также учитываем наклон спина в 7° относительно нормали к эклиптике. Оптимизация велась методом перебора по семимерной сетке параметров, число значений сетки по каждому параметру составляло от 10 (радиус афелия) до 100 (долгота восходящего узла, аргумент перицентра и средняя аномалия на начало эксперимента для одного из спутников). Всего проанализировано 4.8 млн вариантов орбит.

В результате нами были определены две конфигурации орбит эксперимента, параметры которых приведены в табл. 1. Конфигурация А обеспечивает максимальную точность эксперимента по измерению момента импульса Солнца (см. следующий раздел). Однако из-за нулевого эксцентриситета она непригодна для проведения экспериментов по проверке эйнштейновского принципа эквивалентности (ЭПЭ), а также ряда других экспериментов по поиску нарушений ОТО [18, 20]. Конфигурация Б позволяет достичь чуть меньшей точности эксперимента, однако совместима с проведением других представляющих интерес измерений.

Т а б л и ц а 1

Две конфигурации орбит спутников: А – оптимальная для измерения момента импульса Солнца; Б – квазиоптимальная, совместимая с экспериментами по проверке ЭПЭ и другими тестами ОТО.

Параметры орбит приведены на эпоху 1 января 2030 00 : 00 UTC

Параметр	Конфигурация А		Конфигурация Б	
	Спутник 1	Спутник 2	Спутник 1	Спутник 2
Наклонение, град	6	174	6	6
Перицентр, а.е.	0.3	0.3	0.3	0.3
Апоцентр, а.е.	0.3	0.3	1.0	1.0
Период, сут	71	71	191	191
Долгота восходящего узла, град	0	0	0	97
Аргумент перицентра, град	0	0	0	280
Средняя аномалия на эпоху, град	0	0	0	150

Орбиты спутников предполагаются кеплеровыми. В реальном эксперименте необходимо учитывать ряд возмущающих факторов, таких как гравитационное влияние планет, давление солнечного излучения, несферичность гравитационного потенциала Солнца и др. [11]. Эти возмущения приводят к медленной эволюции параметров орбит спутников, но не оказывают существенного влияния на полученные нами оценки.

Для выбранных конфигураций орбит часть времени спутники находятся в тени Солнца друг относительно друга. Данное обстоятельство было нами учтено путем исключения из анализа тех сегментов, для которых сигнал проходит от Солнца на расстоянии ближе 6 его радиусов [21].

Результаты и обсуждение. Вид сигналов s_i , рассчитанных по формуле (2) и соответствующих экспериментам со спутниками на орбитах в конфигурации А и Б (табл. 1),

приведен на рис. 1. Для расчета величины сигнала нами использовано значение S_{\odot} из (1), полученное по данным гелиосейсмоки.

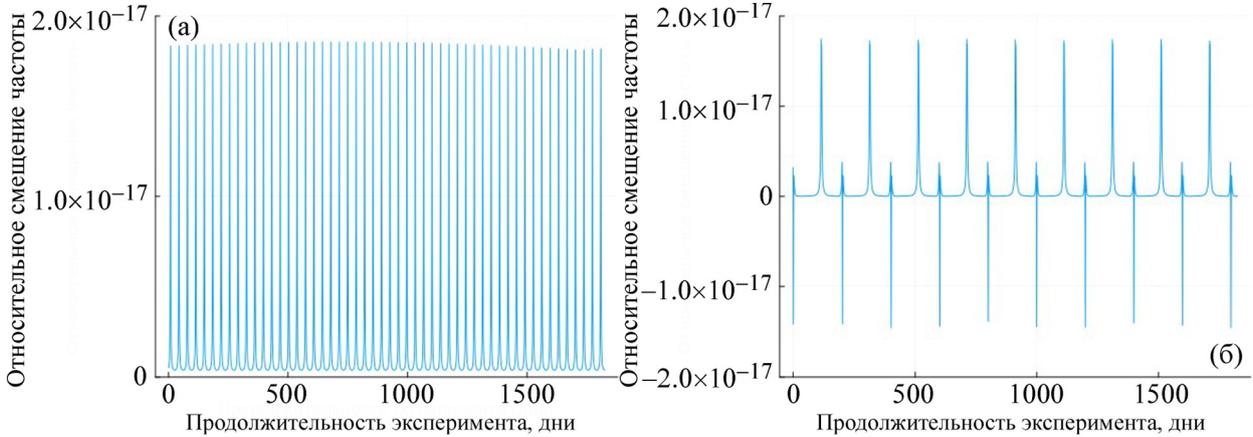


Рис. 1: Вид сигнала в эксперименте по измерению момента импульса Солнца с помощью двух околосолнечных спутников на орбитах в конфигурациях А и Б. Параметры орбит см. в табл. 1.

Результаты оценки точности (1σ) измерения момента импульса Солнца S_{\odot} , полученные согласно изложенной выше методике, приведены на рис. 2 для обеих конфигураций орбит в зависимости от времени накопления. Для варианта А за 5 лет может быть достигнута точность 5%, для варианта Б ожидаемая точность составляет 8%. На временных интервалах накопления больше года точность меняется как $t^{-1/2}$, длительность в 5 лет выбрана как типичная длительность космического эксперимента.

Наибольший сдвиг частоты происходит в моменты, когда сигнал проходит вблизи поверхности Солнца. Очевидно, что в гипотетической ситуации отсутствия затенения спутников Солнцем, точность эксперимента была бы на много порядков выше. Поэтому представляет интерес рассмотрение данного эксперимента по схеме сравнения не частот, а промежутков времени, измеренных часами, т. к. в данном случае затенение спутников Солнцем не играет роли. Данная задача является предметом нашего дальнейшего исследования. Что касается возможности практической реализации экспериментов на основе рассмотренной выше схемы сравнения частот, то здесь применимы все оценки [15] за исключением того, что вывод о недостаточности имеющейся на сегодня точности измерения радиальной скорости спутников друг относительно друга в данном случае утрачивает силу из-за нашего предположения об использовании схемы компенсации нерелятивистского эффекта Доплера.

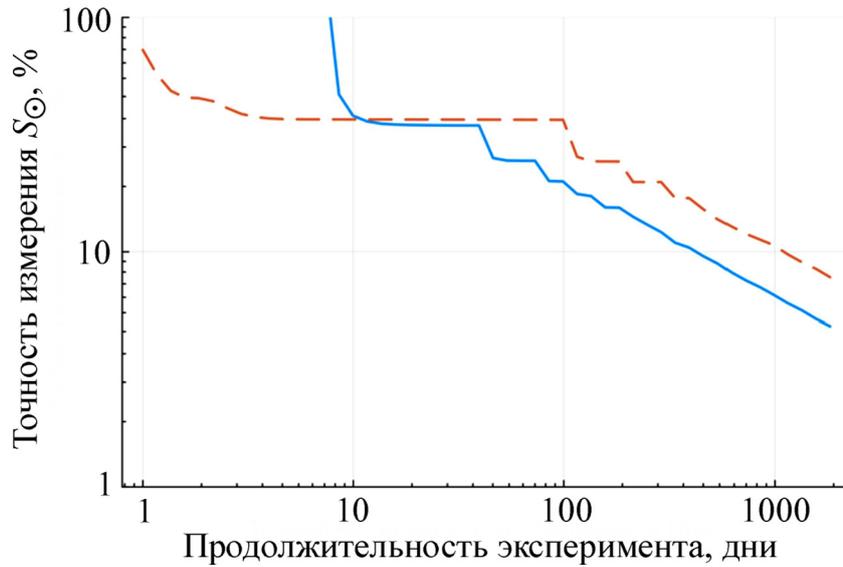


Рис. 2: Точность эксперимента (1σ) по измерению момента импульса Солнца с помощью двух околосолнечных спутников на орбитах в конфигурациях А (сплошная линия) и Б (штриховая линия). Параметры орбит см. в табл. 1.

Для выделения гравитомагнитного эффекта (2) из полного измеренного смещения частоты необходимо учитывать множество эффектов. Среди них, помимо упомянутого выше эффекта Доплера, отметим гравитационное смещение частоты за счет монополя и квадрупольного Солнца, монополей планет и малых тел Солнечной системы, а также среды распространения сигнала (межпланетной плазмы). Вклад монополярного гравитационного смещения частоты может быть рассчитан с достаточной точностью с использованием эфемерид спутников и тел Солнечной системы, а также значений соответствующих гравитационных параметров. Так, для рассмотренных нами конфигураций эксперимента при точности восстановления орбит спутников на уровне 450 м (достигнуто в проекте VeriColombo [22]) данный вклад может быть рассчитан с точностью лучше 3×10^{-22} . Ошибка за счет неточности определения гравитационных параметров Солнца и планет [23, 24] не превышает 2×10^{-19} . Вклад межпланетной плазмы может быть достаточно точно рассчитан на основе измерений на нескольких частотах [13]. Некоторый вклад в сдвиг частоты может также давать квадрупольный момент Солнца. Для величины этого момента 2.246×10^{-7} [25] вклад данного эффекта в конфигурации Б меньше 6×10^{-19} и может быть учтен с достаточной точностью. В конфигурации А данный эффект пренебрежимо мал (меньше 1×10^{-23}). Однако при дальнейшем повышении стабильности часов или для других орбит можно будет также уточнить оценку квадрупольного мо-

мента Солнца с помощью рассмотренного здесь типа измерений.

Заключение. Момент импульса является важной характеристикой звезды, отражающей ее внутреннюю структуру, условия формирования и эволюции. В настоящее время имеется достаточно большой разброс, порядка 20%, в оценках, полученных для момента импульса Солнца S_{\odot} по данным гелиосейсмических наблюдений. Среднее от этих значений составляет $S_{\odot} = 1.92 \times 10^{41}$ кг·м²·с⁻¹. Более того, все эти значения находятся в противоречии с оценкой S_{\odot} на основе эффекта Лензе–Тирринга для смещения перигелия Меркурия: $S_{\odot} < 0.95 \times 10^{41}$. Нами предложен способ измерения момента импульса Солнца с помощью эффекта гравитомангнитного смещения частоты в эксперименте с двумя спутниками, оснащенными высокостабильными часами и обращающимися по околосолнечными орбитам. Для круговых орбит радиусом 0.3 а.е. точность такого эксперимента по итогам 5 лет накопления данных может достигать 5%. Для эллиптических орбит с перигелием 0.3 а.е. и афелием 1.0 а.е., допускающих также проведение экспериментов по проверке эйнштейновского принципа эквивалентности и другие проверки ОТО, точность может достигнуть 8%.

Работа поддержана грантом РФФ № 22-22-00861.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] H. M. Antia, S. M. Chitre, M. J. Thompson, *Astron. Astrophys.* **360**, 335 (2000).
- [2] S. L. Bi, T. D. Li, L. H. Li, et al., *The Astrophysical Journal Letters* **731**(2), L42 (2011). DOI: 10.1088/2041-8205/731/2/L42.
- [3] W. Herbst, R. Mundt, *The Astrophysical Journal* **633**(2), 967 (2005). DOI: 10.1086/491577.
- [4] S. Jackson, K. B. MacGregor, A. Skumanich, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **156**(2), 245 (2005). DOI: 10.1086/426587.
- [5] H. M. Antia, S. M. Chitre, D. O. Gough, *Astronomy & Astrophysics* **477**(2), 657 (2008). DOI: 10.1051/0004-6361:20078209.
- [6] J. W. Harvey, F. Hill, R. P. Hubbard, et al., *Science* **272**(5266), 1284 (1996). DOI: 10.1126/science.272.5266.128.
- [7] P. H. Scherrer, R. S. Bogart, R. I. Bush, et al., *The SOHO mission*. – 1995. – С. 129-188. DOI: 10.1007/978-94-009-0191-9_5.
- [8] A. H. Gabriel, G. Grec, J. Charra, et al., *The SOHO Mission*. – 1995. – С. 61-99. DOI: 10.1007/978-94-009-0191-9_3.

- [9] P. H. Scherrer, J. Schou, R. I. Bush, et al., *Solar Physics* **275**, 207 (2012). DOI: 10.1007/s11207-011-9834-2.
- [10] L. Iorio, *Solar Physics* **281**, 815 (2012). DOI: 10.1007/s11207-012-0086-6.
- [11] A. Fienga, J. Laskar, P. Kuchynka et al., *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* **111**(3), 363 (2011). DOI: 10.1007/s10569-011-9377-8.
- [12] B. Linet, P. Teyssandier, *Phys. Rev. D* **66**, 024045 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevD.66.024045.
- [13] D. A. Litvinov, V. N. Rudenko, A. V. Alakoz, et al., *Phys. Lett. A* **382**, 2192 (2018). DOI: 10.1016/j.physleta.2017.09.014.
- [14] Z. Kang, S. Bettadpur, P. Nagel, *J. of Geod.* **94**, 1 (2020). DOI: 10.1007/s00190-020-01414-3.
- [15] D. A. Litvinov, *Astronomy Letters* (2024) [in press].
- [16] R. F. C. Vessot, M. W. Levine, *Gen. Rel. and Grav.* **10**, 181 (1979). DOI: 10.1007/BF00759854.
- [17] P. K. Seidelmann, B. A. Archinal, M. F. A'hearn, et al., *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* **98**, 155 (2007). DOI: 10.1007/s10569-007-9072-y.
- [18] D. Litvinov, S. Pilipenko, *Class. and Quant. Grav.* **38**, 135010 (2021). DOI: 10.1088/1361-6382/abf895.
- [19] H. L. van Trees, K. L. Bell, Z. Tian, *Detection, Estimation, and Modulation Theory. Part 1 – Detection, Estimation, and Filtering Theory* (Wiley, New York, USA, 2nd ed., 2013).
- [20] C. M. Will, *Theory and experiment in gravitational physics* (Cambridge University Press, 2018).
- [21] N. Ashby, B. Bertotti, *Class. and Quant. Grav.* **27**, 145013 (2010). DOI: 10.1088/0264-9381/27/14/145013.
- [22] F. Castellini, G. Bellei, F. Budnik, BepiColombo orbit determination activities during electric propulsion arcs. In *Proceedings of the AIAA Scitech 2020 Forum*, 2020, p. 1701. DOI: 10.2514/6.2020-1701.
- [23] W. M. Folkner, J. G. Williams, D. H. Boggs, et al., *Interplanetary Network Progress Report* **196**(1), 42 (2014).
- [24] R. S. Park, W. M. Folkner, J. G. Williams, et al., *The Astronomical Journal* **161**(3), 105 (2021). DOI: 10.3847/1538-3881/abd414.

- [25] A. Genova, E. Mazarico, S. Goossens, et al., Nature communications **9**(1), 289 (2018).
DOI: 10.1038/s41467-017-02558-1.

Поступила в редакцию 23 ноября 2023 г.

После доработки 6 февраля 2024 г.

Принята к публикации 7 февраля 2024 г.