

ОЦЕНКА СКОРОСТИ ГРАВИТАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

© 2022 г. А.А. Грибков*

Московский Государственный Технологический Университет «СТАНКИН», Москва

Конечность скорости распространения гравитационного взаимодействия оказывает влияние на динамику взаимодействия космических тел, в частности двойных нейтронных звезд и систем нейтронная звезда — белый карлик. Это влияние связано с запаздыванием гравитации, вследствие которого направление силы гравитации и ее величина не соответствуют текущему положению источника гравитации, а также с зависимостью силы гравитации от скоростей движения взаимодействующих тел. Проведенные исследования показали, что, даже при допущении реализации при гравитационном взаимодействии движущихся тел явления запаздывания потенциалов, скорость распространения гравитации не может быть равной скорости света, а должна превышать ее более, чем в 120 раз.

Ключевые слова: скорость гравитации, двойные системы

I. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о том, с какой скоростью распространяется гравитация, привлекает пристальное внимание физиков всего мира уже несколько столетий. Закон всемирного тяготения И. Ньютона по умолчанию принимает скорость гравитационного взаимодействия бесконечной. При этом сам Ньютон полагал, что, хотя эта скорость и очень велика, однако она конечна.

Прямое измерение скорости гравитационного взаимодействия до настоящего времени не реализовано. Это связано с тем, что от гравитации невозможно «заслониться». В

*Электронный адрес: andarmo@yandex.ru

частности, исследования показали отсутствие гравитационной тени Луны с точностью 4.0×10^{-13} [1]. В результате невозможно провести эксперимент, в ходе которого имелся бы некоторый фиксированный момент времени, начиная с которого гравитация начала действовать (или изменилась). В силу указанной объективной сложности оценка скорости распространения гравитации может быть осуществлена только косвенными методами.

Значительный интерес с точки зрения определения скорости гравитационного взаимодействия имеет метод Лапласа, реализующий ньютоновские представления о гравитации с дополнительным учетом конечности скорости распространения гравитации. Согласно этому методу сила гравитационного притяжения тела направлена не к текущему его положению, а к тому положению, которое тело занимало некоторое время назад. Продолжительность этого отрезка времени равна отношению расстояния от источника гравитации к скорости распространения гравитации. Расчеты, проведенные Лапласом на основе данных по вековым ускорениям в движении Луны показали, что скорость гравитации должна превышать скорость света более, чем в пятьдесят миллионов раз [2, vol. IV, p. 645]. Этот результат называют парадоксом Лапласа. Аналогичный расчет, выполненный Т. Фландерном [3] для двойных нейтронных звезд, установил нижнюю границу скорости распространения гравитации еще выше — не менее $2 \times 10^{10} c$.

При движении точечного электрического заряда его поле не является сферически-симметричным: напряженность поля спереди движущегося заряда больше напряженности поля позади заряда. В результате при прямолинейном и равномерном движении электромагнитное взаимодействие двух точечных зарядов соответствует их взаимодействию из реальных текущих положений, без учета запаздывания, обусловленного конечной скоростью распространения электромагнитного поля. Если бы аналогичный механизм реализовывался при гравитационном взаимодействии тел в двойной звездной системе, запаздывание гравитации все равно имело бы место, поскольку движения тел неравномерные, однако величина эффекта была бы существенно меньше, чем определяемая на основе метода Лапласа.

В статье Т. Ван Фландерна [3] была сделана попытка оценить данный эффект для систем из двух нейтронных звезд. В основе анализа лежит допущение о формировании при движении тел несимметричного гравитационного поля, обеспечивающее взаимодействие тел, подобное тому, как если бы гравитация действовала из положений,

соответствующих прямолинейному перемещению с постоянной скоростью за время распространения гравитации между взаимодействующими телами. Указанная скорость перемещения тел соответствует положению, отстоящему в прошлое на интервал времени, определяемый как отношение расстояния между телами к скорости распространения гравитации. При этом в статье Т. Фландерна были учтены не все значимые факторы. В частности, рассмотрен только случай круговых орбит, а также не учитывается влияние зависимости силы гравитационного взаимодействия от скоростей тел.

В данной работе мы проведем детальный анализ эффекта гравитационного запаздывания в предположении подобия механизма формирования гравитации и электромагнитного поля в части реализации эффекта запаздывания потенциалов.

Существует ли эффект запаздывания гравитационных потенциалов в действительности в настоящее время неизвестно, однако можно утверждать, что гравитационное взаимодействие при наличии данного эффекта — случай наименьшего из всех возможных проявления парадокса Лапласа. Меньшее по величине проявление парадокса Лапласа было бы возможно, если взаимодействующие тела изменяли свое гравитационное поле, «предугадывая» собственное последующее движение, что противоречит принципу причинности.

Эффект изменения энергии системы в результате конечной скорости гравитационного взаимодействия при несимметрии гравитационного поля в случае достаточной малости этого эффекта можно представить как сумму двух эффектов: эффекта от запаздывания гравитации и эффекта от зависимости силы гравитационного взаимодействия от скоростей тел. Как будет показано, эти два эффекта частично компенсируют друг друга.

II. ЭФФЕКТ ЗАПАЗДЫВАНИЯ ГРАВИТАЦИИ

На рис. 1 приведена схема реализации эффекта запаздывания гравитации при несимметричности гравитационного поля. Эффект запаздывания гравитации складывается из двух составляющих: эффекта от поворота силы гравитационного взаимодействия и эффекта от изменения расстояния взаимодействия.

Рассмотрим вначале эффект от поворота силы гравитационного взаимодействия. Анализ будем проводить в относительной системе, поскольку в данном случае это никак

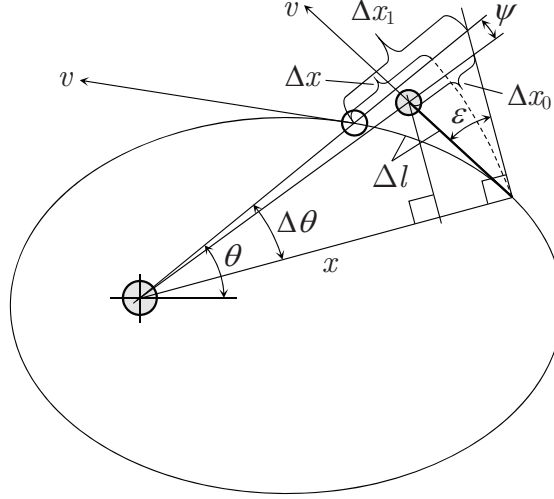


Рис. 1. Схема запаздывания гравитации в двойной системе при несимметрии гравитационного поля

не влияет на получаемый результат.

Величина ψ определится следующим образом:

$$\begin{aligned} \psi &\approx \Delta\theta - \arctan \left[\frac{\Delta l \cos \varepsilon}{x - \Delta l \sin \varepsilon} \right] = \Delta\theta - \arctan \left[\frac{\Delta\theta}{1 - \tan \varepsilon \cdot \Delta\theta} \right] \approx \\ &\approx -\tan \varepsilon (\Delta\theta)^2 + \left(\frac{1}{3} - \tan^2 \varepsilon \right) (\Delta\theta)^3 = \\ &= -\frac{e \sin \theta (1 - e \cos \theta)}{1 - e^2} \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^2 + \left(\frac{(1 - e \cos \theta)^3}{3(1 - e^2)^{3/2}} - e^2 \sin^2 \theta (1 - e \cos \theta) \right) \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^3, \end{aligned} \quad (1)$$

где $x = \frac{a(1-e^2)}{1-e \cos \theta}$, $\Delta l = \frac{x \Delta\theta}{\cos \varepsilon}$, $\tan \varepsilon = \frac{e \sin \theta}{1 - e \cos \theta}$, $v_a = \sqrt{\frac{G(M_2+M_1)}{a}}$, $\Delta\theta = \frac{v_a}{v_g} \frac{1-e \cos \theta}{\sqrt{1-e^2}}$, v_g — скорость распространения гравитационного взаимодействия, a — большая полуось относительной орбиты, e — эксцентриситет орбиты.

Далее определяем ускоряющую орбитальное движение силу, связанную с поворотом силы гравитационного притяжения на угол ψ , и совершаемую этой силой работу:

$$\begin{aligned} \Delta F_\psi &= \frac{GM_1 M_2}{x^2} \sin \psi \cos \varepsilon \approx -\frac{GM_1 M_2}{a^2(1-e^2)^3} \frac{e \sin \theta (1 - e \cos \theta)^4}{\sqrt{1+e^2-2e \cos \theta}} \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^2 + \\ &+ \frac{GM_1 M_2}{3a^2(1-e^2)^{7/2}} \left(\frac{(1 - e \cos \theta)^6}{\sqrt{1+e^2-2e \cos \theta}} - \frac{e^2 \sin^2 \theta (1 - e \cos \theta)^4}{\sqrt{1+e^2-2e \cos \theta}} \right) \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^3; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} dW_\psi &= \Delta F_\psi dl = -\frac{GM_1 M_2}{a(1-e^2)^2} e \sin \theta (1 - e \cos \theta)^2 \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^2 d\theta + \\ &+ \frac{GM_1 M_2}{3a(1-e^2)^{5/2}} \left((1 - e \cos \theta)^4 - e^2 \sin^2 \theta (1 - e \cos \theta)^2 \right) \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^3 d\theta; \end{aligned} \quad (3)$$

$$W_\psi = \int_0^{2\pi} dW_\psi = \frac{\pi G M_1 M_2}{3a} \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^3 \frac{2 + 5e^2 + \frac{1}{2}e^4}{(1 - e^2)^{5/2}}. \quad (4)$$

Рассмотрим теперь эффект от изменения расстояния гравитационного взаимодействия. Изменение расстояния гравитационного взаимодействия определяется следующим выражением (рис. 1):

$$\begin{aligned} \Delta x' &= \Delta x_1 - \Delta x_0 = \Delta x + \frac{x}{\cos \Delta \theta} - x - \frac{x \Delta \theta \tan \varepsilon}{\cos \varepsilon \cos \Delta \theta} \approx \\ &\approx \Delta x + \frac{1}{2}x(\Delta \theta)^2 - x \tan \varepsilon \cdot \Delta \theta - \frac{1}{2}x \tan \varepsilon \cdot (\Delta \theta)^3. \end{aligned} \quad (5)$$

Выразим $\Delta x'$ через известные величины:

$$\begin{aligned} \Delta x &= \frac{a(1 - e^2)}{1 - e \cos \theta} - \frac{a(1 - e^2)}{1 - e \cos(\theta + \Delta \theta)} \approx \\ &\approx a\sqrt{1 - e^2} \frac{e \sin \theta}{(1 - e \cos \theta)} \frac{v_a}{v_g} - a \left(\frac{e^2 \sin^2 \theta}{1 - e \cos \theta} - \frac{1}{2}e \cos \theta \right) \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^2 - \\ &- \frac{a}{\sqrt{1 - e^2}} \left(\frac{1}{6}e \sin \theta (1 - e \cos \theta) + e^2 \sin \theta \cos \theta + \frac{e^3 \sin^3 \theta}{1 - e \cos \theta} \right) \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^3; \\ \Delta x_0 &= x \tan \varepsilon \cdot \Delta \theta + \frac{1}{2}x \tan \varepsilon \cdot (\Delta \theta)^3 = \\ &= a\sqrt{1 - e^2} \frac{e \sin \theta}{1 - e \cos \theta} \frac{v_a}{v_g} + \frac{1}{2} \frac{a}{\sqrt{1 - e^2}} e \sin \theta (1 - e \cos \theta) \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^3; \\ \frac{1}{2}x(\Delta \theta)^2 &= \frac{1}{2}a(1 - e \cos \theta) \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^2; \\ \Delta x' &= a \left(\frac{1}{2} - \frac{e^2 \sin^2 \theta}{1 - e \cos \theta} \right) \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^2 - \\ &- \frac{a}{\sqrt{1 - e^2}} \left(\frac{2}{3}e \sin \theta (1 - e \cos \theta) + e^2 \sin \theta \cos \theta + \frac{e^3 \sin^3 \theta}{1 - e \cos \theta} \right) \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^3. \end{aligned} \quad (6)$$

Изменение силы гравитации в связи с изменением расстояния взаимодействия:

$$\begin{aligned} \Delta F_x &= \frac{GM_1 M_2}{(x + \Delta x')^2} - \frac{GM_1 M_2}{x^2} \approx -\frac{2GM_1 M_2}{x^3} \Delta x' = \\ &= -\frac{2GM_1 M_2}{a^2(1 - e^2)^3} \left(\frac{1}{2}(1 - e \cos \theta)^3 - e^2 \sin^2 \theta (1 - e \cos \theta)^2 \right) \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^2 + \frac{2GM_1 M_2}{a^2(1 - e^2)^{7/2}} \times \\ &\times \left(\frac{2}{3}e \sin \theta (1 - e \cos \theta)^4 - e^2 \sin \theta \cos \theta (1 - e \cos \theta)^3 + e^3 \sin^3 \theta (1 - e \cos \theta)^2 \right) \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^3. \end{aligned} \quad (7)$$

Работа силы ΔF_x (положительной по знаку разности сил гравитации соответствует торможение и, значит, отрицательная работа):

$$\begin{aligned} dW_x &= -\Delta F_x \sin \varepsilon dl = \frac{2GM_1 M_2}{a(1 - e^2)^2} \left(\frac{1}{2}e \sin \theta (1 - e \cos \theta) - e^3 \sin^3 \theta \right) \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^2 d\theta - \\ &- \frac{2GM_1 M_2}{a(1 - e^2)^{5/2}} \left(\frac{2}{3}e^2 \sin^2 \theta (1 - e \cos \theta)^2 - e^3 \sin^2 \theta \cos \theta (1 - e \cos \theta) + e^4 \sin^4 \theta \right) \left(\frac{v_a}{v_g} \right)^3 d\theta. \end{aligned} \quad (8)$$

$$W_x = \int_0^{2\pi} dW_x = -\frac{\pi G M_1 M_2}{3a} \frac{2e^2 + \frac{11}{4}e^4}{(1-e^2)^{5/2}} \left(\frac{v_a}{v_g}\right)^3. \quad (9)$$

Общее увеличение энергии двойной системы вследствие запаздывания гравитации (с учетом (4) и (9)):

$$W_{\psi x} = W_{\psi} + W_x = \frac{\pi G M_1 M_2}{3a} \left(\frac{v_a}{v_g}\right)^3 \frac{2 + 3e^2 - \frac{5}{2}e^4}{(1-e^2)^{5/2}}. \quad (10)$$

III. ЭФФЕКТ ОТ ЗАВИСИМОСТИ ГРАВИТАЦИИ ОТ СКОРОСТИ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ

Известный эффект прецессии перицентров эллиптических орбит в двойных системах (двойных звездах и парах Солнце – [планета солнечной системы]) является следствием зависимости силы гравитационного притяжения от скорости орбитального движения. Проведенное автором численное моделирование движения компонентов двойной системы позволило выявить две возможные эмпирические зависимости силы гравитации от скорости орбитального движения: (1) от скорости «источника» гравитации (тела, которое притягивает) и от скорости «приемника» гравитации (тела, на которое действует сила гравитации)[4]; (2) от относительной скорости (суммы скоростей тел — компонентов двойной системы; см. Приложение 1).

По мнению автора второе из найденных решений не имеет физического смысла, поскольку (воображаемое) относительное движение происходит в системе отсчета, которая не является инерциальной. Тем не менее, в дальнейшем мы рассмотрим оба полученных решения.

Для варианта зависимости гравитации от скорости «источника» гравитации (1-го компонента) и от скорости «приемника» гравитации (2-го компонента) единственным решением является следующая зависимость:

$$\begin{aligned} F_{1 \leftarrow 2} &\approx \frac{G M_1 M_2}{x^2} \left(1 + \frac{V_1^2}{2w^2}\right) \left(1 + \frac{3V_2^2}{2w^2}\right) \approx \\ &\approx \frac{G M_1 M_2}{x^2} \left(1 + \frac{v_a^2}{c^2} \frac{3M_2^2 + 9M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{1 + e^2 - 2e \cos \theta}{1 - e^2}\right), \end{aligned} \quad (11)$$

где $V_1 = v_a \frac{M_2}{M_1 + M_2} \frac{\sqrt{1+e^2-2e \cos \theta}}{\sqrt{1-e^2}}$, $V_2 = v_a \frac{M_1}{M_1 + M_2} \frac{\sqrt{1+e^2-2e \cos \theta}}{\sqrt{1-e^2}}$ — абсолютные скорости 1-го и 2-го компонентов двойной системы, $w = c/\sqrt{6}$ — постоянная величина.

Эта зависимость надежно подтверждена анализом прецессий перицентров двойных систем на примере различных двойных звездных систем, а также солнечной системы.

Поскольку при увеличении расстояния взаимодействия на Δx соответствующего изменения скорости не происходит (она равна скорости при θ , а не $(\theta + \Delta\theta)$), то будет возникать разность сил $\Delta F_{1\leftarrow 2}$, направленная вдоль силы гравитационного притяжения:

$$\begin{aligned}\Delta F_{1\leftarrow 2} &= \frac{GM_1M_2}{x^2} \left(1 + \frac{v_a^2}{c^2} \frac{3M_2^2 + 9M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{1 + e^2 - 2e \cos \theta}{1 - e^2} \right) - \\ &- \frac{GM_1M_2}{x^2} \left(1 + \frac{v_a^2}{c^2} \frac{3M_2^2 + 9M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{1 + e^2 - 2e \cos (\theta + \Delta\theta)}{1 - e^2} \right) \approx \\ &\approx - \frac{GM_1M_2}{a^2} \frac{2e}{(1 - e^2)^3} \frac{3M_2^2 + 9M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{v_a^3}{v_g c^2} \sin \theta (1 - e \cos \theta)^3.\end{aligned}\quad (12)$$

Работа силы торможения 1-го компонента:

$$\begin{aligned}dW_{1\leftarrow 2} &= \Delta F_{1\leftarrow 2} \sin \varepsilon \cdot dl_1 = \\ &= - \frac{GM_1M_2}{a} \frac{M_2}{M_1 + M_2} \frac{3M_2^2 + 9M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{2e^2}{(1 - e^2)^{5/2}} \frac{v_a^3}{v_g c^2} \sin^2 \theta (1 - e \cos \theta) d\theta; \\ W_{1\leftarrow 2} &= \int_0^{2\pi} dW_{1\leftarrow 2} = - \frac{GM_1M_2}{a} \frac{M_2}{M_1 + M_2} \frac{M_2^2 + 3M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{6\pi e^2}{(1 - e^2)^{5/2}} \frac{v_a^3}{v_g c^2},\end{aligned}\quad (13)$$

$$\text{где } dl_1 = \frac{M_2}{M_1 + M_2} dl, \quad dl = \frac{x d\theta}{\cos \varepsilon} = \frac{a(1 - e^2)\sqrt{1 + e^2 - 2e \cos \theta}}{(1 - e \cos \theta)^2} d\theta.$$

Общая работа торможения вследствие зависимости гравитации от скоростей «источника» и «приемника» гравитации:

$$W_{1\leftrightarrow 2} = W_{1\leftarrow 2} + W_{2\leftarrow 1} = - \frac{GM_1M_2}{a} \frac{6\pi e^2}{(1 - e^2)^{5/2}} \frac{v_a^3}{v_g c^2}, \quad (14)$$

где $W_{2\leftarrow 1}$ засчитывается аналогично $W_{1\leftarrow 1}$, но «источник» становится «приемником», а «приемник» — «источником».

Для варианта зависимости гравитации от относительной орбитальной скорости единственным решением является следующая зависимость:

$$F_v \approx \frac{GM_1M_2}{x^2} \left(1 + \frac{3v^2}{c^2} \right) \approx \frac{GM_1M_2}{x^2} \left(1 + 3 \frac{v_a^2}{c^2} \frac{1 + e^2 - 2e \cos \theta}{1 - e^2} \right). \quad (15)$$

По аналогии с вариантом зависимости от скоростей «источника» и «приемника»

гравитации имеем:

$$\Delta F_v \approx -\frac{GM_1 M_2}{a^2} \frac{6e \sin \theta (1 - e \cos \theta)^3}{(1 - e^2)^{7/2}} \frac{v_a^3}{v_g c^2}; \quad (16)$$

$$dW_v = \Delta F_v \sin \varepsilon dl = -\frac{GM_1 M_2}{a} \frac{6e^2}{(1 - e^2)^{5/2}} \sin^2 \theta (1 - e \cos \theta) \frac{v_a^3}{v_g c^2} d\theta; \quad (17)$$

$$W_v = \int_0^{2\pi} dW_v = -\frac{GM_1 M_2}{a} \frac{6\pi e^2}{(1 - e^2)^{5/2}} \frac{v_a^3}{v_g c^2}. \quad (18)$$

Таким образом, в обоих вариантах мы получаем одинаковое значение работы по уменьшению энергии двойной системы.

IV. РАСЧЕТ ИЗМЕНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ

Суммарное изменение энергии двойной системы (с учетом (10), (14) и (18)):

$$\begin{aligned} W_\Sigma &= W_{\psi x} + W_{1 \leftrightarrow 2} = W_{\psi x} + W_v = \\ &= \frac{\pi G M_1 M_2}{3a} \frac{2 + 3e^2 - \frac{5}{2}e^4}{(1 - e^2)^{5/2}} \left(\frac{v_a}{v_g}\right)^3 - \frac{\pi G M_1 M_2}{3a} \frac{18e^2}{(1 - e^2)^{5/2}} \frac{v_a^3}{v_g c^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

Между изменением энергии двойной системы и скоростью изменения ее орбитального периода имеется следующая известная связь:

$$\Delta E \approx \frac{GM_1 M_2}{3a} \dot{P}_b, \quad (20)$$

где ΔE — изменение энергии системы за один орбитальный период, \dot{P}_b — скорость изменения орбитального периода.

С учетом (20) можно определить скорость увеличения периода:

$$\dot{P}_b = \frac{\pi (2 + 3e^2 - \frac{5}{2}e^4)}{(1 - e^2)^{5/2}} \left(\frac{v_a}{v_g}\right)^3 - \frac{18\pi e^2}{(1 - e^2)^{5/2}} \frac{v_a^3}{v_g c^2}. \quad (21)$$

Погрешность практического (в ходе астрономических наблюдений) определения скорости уменьшения орбитального периода двойных нейтронных звезд составляет (исходя из погрешности измерений, а также сопоставления наблюдаемых значений по сравнению с теоретическими, соответствующими излучению гравитационных волн) $\Delta \dot{P}_b = 1.0 \dots 5.0 \times 10^{-14}$ (см. табл. I).

Таблица I. Оценка скорости уменьшения орбитального периода двойных систем с пульсарами при $v_g = c$ и нижней границы скорости v_g распространения гравитации

Параметр		Двойная нейтронная звезда (BNS)				
PSR		B1913+16	J0737-3039	B1534+12	B2127+11C	J1756-2251
Исходные данные		[5]	[6]	[7]	[8]	[9]
Орбитальный период, P_b , с		27907	8835	36352	28968	27616
$\dot{P}_b, \times 10^{-12}$	\dot{P}_b^{obs}	-2.4184(9)	-1.252(17)	-0.137(3)	-3.96(5)	-0.229(5)
	\dot{P}_b^{GW}	-2.4024	-1.2545	-0.1815	-3.9421	-0.2182
$\Delta \dot{P}_b^*, \times 10^{-14}$		1.6	1.7	4.5	5.3	1.2
Эксцентриситет орбиты, e		0.617	0.088	0.274	0.681	0.181
Массы, M_\odot	M_1	1.441	1.337(1)	1.333(1)	1.358(10)	1.341(7)
	M_2	1.387	1.250(1)	1.345(1)	1.354(10)	1.230(7)
\dot{P}_b при $v_g = c$		-1.33×10^{-7}	5.48×10^{-8}	7.23×10^{-9}	-2.38×10^{-7}	1.49×10^{-8}
v_g , м/с, не менее		1.91×10^8	1.14×10^9	3.84×10^8	1.75×10^8	5.65×10^8
* — определяется по формуле: $\Delta \dot{P}_b = \left[\left(\dot{P}_b^{\text{obs}} - \dot{P}_b^{\text{GW}} \right)^2 + \left(\Delta \dot{P}_b^{\text{obs}} \right)^2 \right]^{1/2}$						

Таблица II. Оценка скорости уменьшения орбитального периода двойных систем с пульсарами при $v_g = c$ и нижней границы скорости v_g распространения гравитации
(продолжение)

Параметр		Нейтронная звезда + белый карлик (NS+WD)				
PSR		J0621+1002	J2145-0750	J2317+1439	J1012+5307	J1738+0333
Исходные данные		[10]	[11]	[13]	[14]-[16]	[16], [17]
Орбитальный период, P_b , с		7.19×10^5	5.91×10^5	2.12×10^5	5.22×10^4	3.02×10^4
$\dot{P}_b^{\text{obs}}, \times 10^{-12}$		< 5	< 2.4	6.4(9)	—	—
$\dot{P}_b^{\text{exc}}, \times 10^{-15}$		—	—	—	10.6(6.1)	$2.0^{+3.7}_{-3.6}$
Эксцентриситет орбиты, e		2.46×10^{-3}	1.93×10^{-5}	5.7×10^{-7}	$< 1.3 \times 10^{-6}$	$(3.4 \pm 1.1) \times 10^{-7}$
Массы, M_\odot	M_1	$1.70^{+0.32}_{-0.29}$	1.2..1.8	$3.4^{+1.4}_{-1.1}$	1.72 ± 0.16	1.46(6)
	M_2	$0.97^{+0.27}_{-0.15}$	0.5..1.0	$0.39^{+0.13}_{-0.10}$	0.165 ± 0.015	0.169..0.192
\dot{P}_b при $v_g = c$		7.21×10^{-10}	-7.6×10^{-10}	3.46×10^{-9}	7.00×10^{-9}	1.04×10^{-8}
v_g , м/с, не менее		1.6×10^9	2.0×10^9	2.4×10^9	2.2×10^{10}	3.7×10^{10}

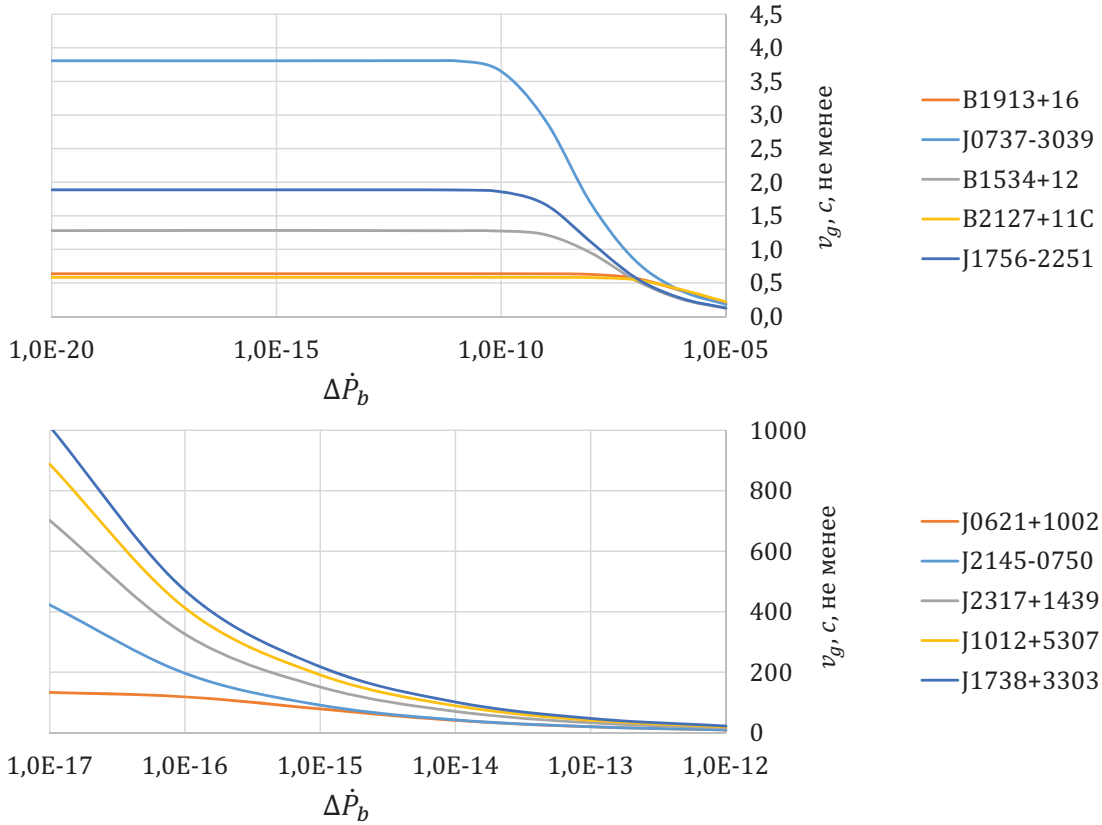


Рис. 2. Оценка области решений при определении нижней границы скорости гравитации в зависимости от погрешности скорости изменения орбитального периода

Нижняя граница скорости распространения гравитации рассчитывается исходя из уравнения 3-ей степени, получаемого путем подстановки в формуле (21) вместо \dot{P}_b величины $\Delta\dot{P}_b$.

В табл. I и II приведены данные расчета скорости увеличения периодов двойных систем при $v_g = c$, а также нижней границы скорости распространения гравитации, при которой изменения периода укладываются в погрешность его определения. Как можно видеть, скорость распространения гравитации не может быть равной скорости света, а должна (исходя из проведенного расчета) ее превышать более, чем в 120 раз.

Если допустить, что погрешность определения скорости изменения орбитального периода существенно отличается от принятой нами (табл. I), то для всех двойных нейтронных звезд, в пределах как минимум стократного увеличения или уменьшения предполагаемой погрешности (далеко за пределы полной величины скорости изменения орбитального периода) это не повлечет за собой снижения требований к нижней

границе скорости гравитационного взаимодействия (рис. 2).

Наиболее высокая оценка нижней границы скорости распространения гравитационного взаимодействия следует из анализа двойных систем с малым эксцентриситетом и малой погрешностью определения скорости изменения орбитального периода. Такие свойства часто встречаются у систем, образованных из нейтронной звезды и белого карлика (табл. II). Следующая из анализа таких систем оценка нижней границы скорости распространения гравитационного взаимодействия существенно зависит от погрешности определения орбитального периода (избытка \dot{P}_b^{exc} скорости убывания орбитального периода, определяемого как разность наблюдаемой скорости убывания орбитального периода и изменений орбитального периода, связанных с радиальным ускорением, обусловленным гравитационным потенциалом Галактики, поперечным движением и с излучением гравитационных волн) или, в случае, когда погрешность не может быть определена, \dot{P}_b^{obs} — полного значения скорости изменения орбитального периода (рис. 2).

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показал, что даже если предположить, что при гравитационном взаимодействии компонентов двойной звездной системы имеет место эффект запаздывания потенциалов, нивелирующий основную часть эффекта Лапласа, скорость распространения гравитации все равно должна многократно (более, чем в 120 раз) превосходить скорость света.

Полученный результат, как будто, вступает в противоречие с используемой формулой (11) зависимости силы гравитационного взаимодействия от скоростей движения «источника» и «приемника» гравитации, в которой в качестве константы фигурирует скорость света. Однозначного объяснения данного противоречия пока нет. Наиболее логичным представляется объяснение, основанное на том, что электромагнитные явления и гравитация связаны общностью механизмов формирования. При этом скорость распространения полей может быть существенно различной.

Выявленное многократное превосходство скорости гравитации над скоростью света делает гипотезу о подобии гравитационного и электромагнитного взаимодействий (исходя из которого выдвигалось предположение о реализации при гравитационном вза-

имодействии эффекта запаздывания потенциалов) существенно менее обоснованной. Возможность полной реализации парадокса Лапласа, напротив, становится более вероятной. Оценка всех возможных интерпретаций полученного результата должна стать предметом дальнейших исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Williams J. G., Turyshev S. G., Boggs D. H. Lunar Laser Ranging Tests Of The Equivalence Principle With The Earth And Moon / International Journal of Modern Physics D, Vol 18, No. 07, pp. 1129-1175 (2009)
- [2] Laplace P. Mécanique céleste Vol. I-IV/ Boston, Charles C. Little and James Brown, Publishers, 1829-1839
- [3] Van Flandern T. The Speed of Gravity — What the Experiments Say / Physics Letters A, 250 (1-3), pp. 1-11 (1998)
- [4] Грибков А. Определение зависимости силы гравитационного взаимодействия тел от скорости их движения (2021) [preprints.ru]
- [5] Weisberg J. M., Taylor J. H. Relativistic Binary Pulsar B1913+16: Thirty Years of Observations and Analysis / Binary Radio Pulsars, ASP Conference Series, Aspen, 11-17 January 2004, Vol 328, pp. 25-31 (2005)
- [6] Burgay M., D'Amico N., Possenti A., Manchester R. N., Lyne A. G., Joshi B. C., McLaughlin M. A., Kramer M., Sarkissian J. M., Camilo F., Kalogera V., Kim C. and Lorimer D. R. An increased estimate of the merger rate of double neutron stars from observations of a highly relativistic system / Nature, Vol 426, pp. 531-533 (2003)
- [7] Stairs I. H., Thorsett S. E., Taylor J. H., Wolszczan A. Studies of the relativistic binary pulsar PSR B1534+12: I. Timing analysis / The Astrophysical Journal, Vol 581, pp. 501-508 (2002)
- [8] Jacoby B. A., Cameron P. B., Jenet F. A., Anderson S. B., Murty R. N., and Kulkarni S. R. Measurement of Orbital Decay in the Double Neutron Star Binary PSR B2127+11C / The Astrophysical Journal, Vol 644, pp. L113-L116 (2006)
- [9] Ferdman R. D., Stairs I. H., Kramer M., Janssen G. H., Bassa C. G., Stappers B. W., Demorest P. B., Cognard I., Desvignes G., Theureau G., Burgay M., Lyne A. G., Manchester R. N., and

- Possenti A. PSR J1756-2251: a pulsar with a low-mass neutron star companion / *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol 443, Issue 3, pp. 2183–2196 (2014)
- [10] Splaver E. M., Nice D. J., Arzoumanian Z., Camilo F., Lyne A. G. and Stairs I. H. Probing the Masses of the PSR J0621+1002 Binary System Through Relativistic Apsidal Motion / *The Astrophysical Journal*, Vol 581, Number 1, pp. 509-518 (2002)
- [11] Löhmer O., Kramer M., Driebe T., Jessner A., Mitra D., Lyne A.G. The parallax, mass and age of the PSR J2145-0750 binary system / *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 426, Num. 2, pp. 631-640 (2004)
- [12] Dai S., Smith M. C., Wang S., Okamoto S., Xu R. X., Yue Y. L. and Liu J. F. The Identification of the White Dwarf Companion to the Millisecond Pulsar J2317+1439 / *The Astrophysical Journal*, Vol 842, Num 2, p. 105 (2017)
- [13] Fonseca, E., Pennucci, T. T., Ellis, J. A., Stairs, I. H., Nice, D. J., Ransom, S. M., Demorest, P. B., Arzoumanian, Z., Crowter, K., Dolch, T., Ferdman, R. D., Gonzalez, M. E., Jones, G., Jones, M. L., Lam, M. T., Levin, L., McLaughlin, M. A., Stovall, K., Swiggum, J. K., & Zhu, W. The NANOGrav Nine-Year Data Set: Mass and Geometric Measurements of Binary Millisecond Pulsars/ *Astrophysical Journal*, vol. 832, no. 2, 167 (2016)
- [14] Lange Ch., Camilo F., Wex N., Kramer M., Backer D.C., Lyne A.G., Doroshenko O. Precision timing measurements of PSR J1012+5307 / *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol 326, Issue 1, pp. 274–282 (2001)
- [15] Sanchez D. Mata, Istrate A. G., van Kerkwijk M. H., Breton R. P., Kaplan D. L. PSR J1012+5307: a millisecond pulsar with an extremely low-mass white dwarf companion / *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol 494, Issue 3, pp. 4031–4042 (2020)
- [16] Ding H., Deller A.T., Freire P., Kaplan D.L., Lazio T.J.W., Shannon R. and Stappers B. Very Long Baseline Astrometry of PSR J1012+5307 and its Implications on Alternative Theories of Gravity / *The Astrophysical Journal*, Vol 896, Num 1, p. 85 (2020)
- [17] Freire P.C.C., Wex N., Esposito-Farese G., Verbiest J.P.W., Bailes M., Jacoby B.A., Kramer M., Stairs I.H., Antoniadis J., Janssen G.H. The relativistic pulsar–white dwarf binary PSR J1738+0333 – II. The most stringent test of scalar–tensor gravity / *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol 423, Issue 4, pp. 3328–3343 (2012)
- [18] Allen C. W. *Astrophysical quantities* / University of London, The Athlone Press, 1973, 311 p.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Проверяется гипотеза, согласно которой сила гравитационного притяжения зависит от скоростей взаимодействующих тел следующим образом:

$$F_v = \frac{GM_1M_2}{r^2} \left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right)^\mu \approx \frac{GM_1M_2}{r^2} \left(1 + \frac{\mu v^2}{c^2}\right), \quad (\text{П } 1.1)$$

где F_v — сила гравитационного притяжения, действующая между телами, v — скорость (относительного) орбитального движения одного тела (компонента двойной системы) относительно другого, r — текущее расстояние между телами, μ — показатель степени, с которым скорость относительного движения определяет силу гравитации, c — скорость света в вакууме ($c \gg v$).

Для различных вариантов зависимости силы гравитации от скорости (т.е. различных μ) было выполнено численное пошаговое моделирование движения компонентов двойных систем. Изложим кратко последовательность расчетов.

Интервал времени, соответствующий каждому шагу:

$$\tau = \frac{P_b}{N}, \quad (\text{П } 1.2)$$

где P_b — орбитальный период двойной системы, N — число шагов на период.

Определим действующие силы гравитации:

$$F_{v|iX} = \frac{k}{r_{i-1}^2} \left(1 + \frac{v_{i-1}^2}{c^2}\right)^\mu, \quad (\text{П } 1.3)$$

где $k = GM_1M_2$ — постоянный коэффициент, определяемый гравитационной постоянной G и массами компонентов M_1 и M_2 ; $r_{i-1} = \sqrt{(x_{1|i-1} - x_{2|i-1})^2 + (y_{1|i-1} - y_{2|i-1})^2}$ — расстояние между взаимодействующими компонентами на предыдущем шаге, $x_{1|i-1}$, $x_{2|i-1}$, $y_{1|i-1}$, $y_{2|i-1}$ — координаты компонентов на предыдущем шаге.

Разложим силы по осям:

$$F_{v|iX} = \frac{x_{1|i-1} - x_{2|i-1}}{r_{i-1}} |F_{v|i}|; \quad F_{v|iY} = \frac{y_{1|i-1} - y_{2|i-1}}{r_{i-1}} |F_{v|i}|. \quad (\text{П } 1.4)$$

Определим скорости компонентов:

$$\begin{aligned} v_{1|iX} &= v_{1|(i-1)X} + \tau \cdot \frac{F_{v|iX}}{M_1}; \quad v_{1|iY} = v_{1|(i-1)Y} + \tau \cdot \frac{F_{v|iY}}{M_1}; \\ v_{2|iX} &= v_{2|(i-1)X} + \tau \cdot \frac{F_{v|iX}}{M_2}; \quad v_{2|iY} = v_{2|(i-1)Y} + \tau \cdot \frac{F_{v|iY}}{M_2}; \\ v_{1|i} &= \sqrt{v_{1|iX}^2 + v_{1|iY}^2}; \quad v_{2|i} = \sqrt{v_{2|iX}^2 + v_{2|iY}^2}. \end{aligned} \quad (\text{П } 1.5)$$

Координаты компонентов:

$$\begin{aligned} x_{1|i} &= x_{1|i-1} + \frac{\tau}{2} \cdot (v_{1|(i-1)X} + v_{1|iX}); \quad y_{1|i} = y_{1|i-1} + \frac{\tau}{2} \cdot (v_{1|(i-1)Y} + v_{1|iY}); \\ x_{2|i} &= x_{2|i-1} + \frac{\tau}{2} \cdot (v_{2|(i-1)X} + v_{2|iX}); \quad y_{2|i} = y_{2|i-1} + \frac{\tau}{2} \cdot (v_{2|(i-1)Y} + v_{2|iY}). \end{aligned} \quad (\text{П } 1.6)$$

Начальные положения и скорости компонентов определяются исходя из имеющихся данных по массам компонентов, орбитальному периоду и эксцентриситету орбиты на момент нахождения компонентов в апоцентрах орбит.

Моделирование проводилось с числом шагов за один период системы $N = 1.0 \times 10^6$ на $n = 10$ периодах. В процессе моделирования определялись положения, в которых расстояние между компонентами системы достигало максимального значения (положения апоцентров; использовались вместо положений перицентров поскольку соответствуют меньшей скорости движения и соответственно более точно определяются). Для таких положений проводилось уточнение с минимальным шагом (до $1/2^{10}$ от номинального) и находился угол φ_j между линией апсид и осью x :

$$\varphi_j = \arcsin \left[(y_{1(j)} - y_{2(j)}) / r_j \right], \quad (\text{П } 1.7)$$

где r_j — текущее значение максимума расстояния между компонентами системы; $y_{1(j)}$, $y_{2(j)}$ — значения координат y компонентов, соответствующие r_j .

Значение прецессии перицентра (или апоцентра или линии апсид) определялось следующим образом:

$$\dot{\omega} = \frac{180}{\pi} \frac{P_{\oplus}}{nP_b} \sum_{j=1}^n (\varphi_j - \varphi_{j-1}), \text{ } ^\circ/\text{год}, \quad (\text{П } 1.8)$$

где $P_{\oplus} = 3.156 \times 10^7$ с — продолжительность года.

Определение коэффициента эмпирической зависимости осуществляется на основе численного моделирования для различных значений μ . На основании этих данных построен график зависимости отношения расчетных значений прецессии перицентров к наблюдаемым в действительности (рис. П 1.1). График имеет аналогичный вид для различных двойных звездных систем и для систем Солнце-планета. Соответствие расчетных и действительных значений обеспечивается при $\mu = 3$.

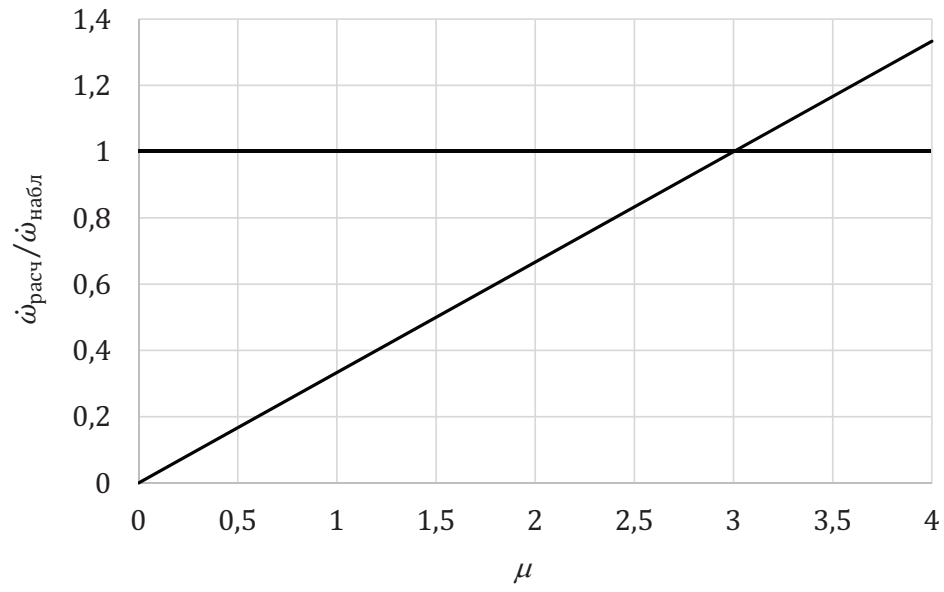


Рис. П 1.1. Определение коэффициента μ