АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18 ФЕВРАЛЬ, 1982 ВЫПУСК 1

УДК 524.354 : 530.12

О ГРАВИТАЦИОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ С ПУЛЬСАРОМ PSR 1913+16

Ю. В. БАРЫШЕВ

Поступила 21 апреля 1981
Принята к печати 5 декабря 1981

Показано, что согласно релятивистской тензорной теории гравитационного поля в плоском пространстве—времени мощность гравитационного излучения от двойной системы с пульсаром PSR 1913+16 превышает предсказываемое общей теорией относительности значение на 3.5%. Эта малая добавка обусловлена вкладом скалярного гравитационного излучения. Отмечается, что в случае сферически-симметричных пульсаций тел скалярное гравитационное излучение становится определяющим.

1. *Введение.* В работе [1] для двойной системы с пульсаром PSR 1913+16 получены независимые значения масс компонентов $m_1 = 1.39 \pm 0.15\ M_\odot$ и $m_2 = 1.44 \pm 0.15\ M_\odot$, близких к массам нейтронных звезд. В этой же работе приводятся данные о вековом уменьшении орбитального периода системы, что интерпретируется как потеря орбитальной энергии на излучение гравитационных волн. Величина этой потери хорошо согласуется со значением, предсказываемым общей теорией относительности (ОТО). Потеря энергии на гравитационное излучение, предсказываемая теорией Йордана—Бранса—Дикке, оказывается больше наблюдаемой, откуда авторы делают вывод об убедительном подтверждении ОТО как теории гравитации.

В настоящей работе приводятся формулы для средней потери энергии (излучаемой в виде гравитационных волн системой двух тел), полученные в рамках релятивистской тензорной теории гравитационного поля в плоском пространстве—времени. В отличие от ОТО, здесь возникает дополнительное скалярное излучение, мощность которого в случае PSR 1913+16 составляет 3.5% от мощности обычного квадрупольного излучения. Однако в случае сферически-симметричного коллапса, когда квадрупольное излучение равно нулю, скалярное гравитационное излучение становится определяющим и приводит к большим потерям энергии.

2. *Гравитационное излучение согласно полевой теории гравитации.* Исходные принципы и основные уравнения релятивистской тензорной теории гравитационного поля в плоском пространстве—времени достаточно подробно описаны в работах [2, 3]. В линейном приближении в калибровке Гильберта—Лоренца уравнения гравитационного поля имеют вид

$$\Box \Phi^{ik} = -\frac{8\pi G}{c^2}\left(T^{ik} - \frac{1}{2}\gamma^{ik} T\right), \tag{1}$$

где Φ^{ik} — тензорный потенциал гравитационного поля, T^{ik} — тензор энергии—импульса (ТЭИ) источников гравитационного поля, $T = \gamma^{ik} T_{ik}$ — след ТЭИ источников (скаляр). При изменениях по времени ТЭИ источников в общем случае будет генерироваться тензорное поле Φ^{ik} с отличным от нуля следом $\Phi = \eta^{ik}\Phi_{ik}$, то есть будут излучаться как тензорные (спин 2), так и скалярные (спин 0) волны. В ОТО скалярное излучение отсутствует, так как след метрического тензора g^{ik} (играющего здесь роль потенциалов поля) равен константе $g^{ik} g_{ik} = 4$.

Решение (1) в запаздывающих потенциалах имеет вид

$$\Phi^{ik}(\vec{r}, t) = \frac{2G}{c^2}\int \frac{T'^{ik}\left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}\right)}{|\vec{r} - \vec{r}'|}\, d\vec{r}',$$

где $T'^{ik} = T^{ik} - \frac{1}{2}\gamma^{ik} T$. В волновой зоне $(r \gg r')$ при медленных движениях в источнике $(v \ll c)$ обычным образом [4] легко получить (с помощью выражения для потока энергии в гравитационной волне) среднюю по времени мощность излучения чисто тензорных волн P_2 и скалярных волн P_0 [3]

$$P_2 = \frac{G}{45 c^5}\langle \dddot{D}^2_{\alpha\beta} \rangle \ \text{эрг/с}, \tag{2}$$

$$P_0 = \frac{2G}{c^5}\langle E_k^2 \rangle \ \text{эрг/с}, \tag{3}$$

где $D_{\alpha\beta} = \int \rho (3x^\alpha x^\beta - r^2 \delta_{\alpha\beta})\, dV$ — приведенный квадрупольный момент системы, точка означает дифференцирование по времени, E_k — кинетическая энергия системы. Выражение (2) совпадает с соответствующим выражением в ОТО, а выражение (3) описывает дополнительную потерю энергии.

Рассмотрим систему, состоящую из двух масс, m_1 и m_2, движущихся по эллиптическим орбитам вокруг их общего центра инерции. Кинетическая энергия системы будет

$$\frac{\mu v^2}{2} = \frac{Gm_1m_2}{2a}\,\frac{1+2e\cos\varphi+e^2}{1-e^2}, \tag{4}$$

где $\mu = m_1m_2/(m_1+m_2)$, v — относительная скорость масс, a — большая полуось относительной орбиты, e — эксцентриситет. Подставляя (4) в (3) и проводя усреднение по периоду обращения, получим

$$P_0 = \frac{G^4m_1^2m_2^2(m_1+m_2)}{c^5a^5}\,\frac{e^2\left(1+\frac{1}{4}e^2\right)}{(1-e^2)^{7/2}}. \tag{5}$$

Для квадрупольного излучения в соответствии с (2) имеем [5]

$$P_2 = \frac{32}{5}\,\frac{G^4m_1^2m_2^2(m_1+m_2)}{c^5a^5}\,\frac{1+\frac{73}{24}e^2+\frac{37}{96}e^4}{(1-e^2)^{7/2}}. \tag{6}$$

Таким образом полная потеря орбитальной энергии в единицу времени будет

$$\langle\dot E\rangle = -\frac{32}{5}\,\frac{G^4m_1^2m_2^2(m_1+m_2)}{c^5a^5}\,\frac{1+\frac{307}{96}e^2+\frac{163}{384}e^4}{(1-e^2)^{7/2}}. \tag{7}$$

Если представить среднюю скорость потери энергии системой как работу действующих на частицы «сил трения» $\vec f$

$$\langle\dot E\rangle = \sum\langle\vec f\cdot\vec v\rangle$$

(индекс, нумерующий частицы, не выписываем), то средняя скорость потери момента импульса вычисляется как

$$\langle\dot L_\alpha\rangle = \sum[\vec r\cdot\vec f]_\alpha.$$

Для скалярных волн будем иметь

$$\langle\dot E\rangle_0 = -\frac{2G}{c^5}\sum\langle[m^2(\vec v\cdot\dot{\vec v})\vec v]\cdot\vec v\rangle,$$

$$\langle \dot{L}, \rangle_0 = 0,$$

то есть скалярные волны не изменяют момента двойной системы. Для квадрупольного излучения, как и в ОТО, имеем [5]

$$\langle \dot{L} \rangle = -\frac{32}{5} \frac{G^{7/2} m_1^2 m_2^2 (m_1 + m_2)^{1/2}}{c^5 a^{7/2}} \frac{1 + \frac{7}{8} e^2}{(1 - e^2)^2}. \tag{8}$$

Используя значения большой полуоси a, эксцентриситета e и периода T, выраженные через полную энергию орбитального движения E и момент импульса L, получим, что в результате излучения гравитационных волн эти параметры орбиты изменяются следующим образом:

$$\langle \dot{a} \rangle = -\frac{a}{E} \langle \dot{E} \rangle,$$

$$\langle \dot{e} \rangle = -\frac{(1 - e^2)}{e} \left(\frac{1}{L} \langle \dot{L} \rangle + \frac{1}{2E} \langle \dot{E} \rangle \right),$$

$$\langle \dot{T} \rangle = -\frac{3}{2} \frac{T}{E} \langle \dot{E} \rangle.$$

Подставляя в эти соотношения (7) и (8), получим

$$\langle \dot{a} \rangle = -\frac{64}{5} \frac{G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{c^5 a^3} \frac{\left(1 + \frac{307}{96} e^2 + \frac{163}{384} e^4\right)}{(1 - e^2)^{7/2}}, \tag{9}$$

$$\langle \dot{e} \rangle = -\frac{319}{15} \frac{G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{c^5 a^4} \frac{e\left(1 + \frac{499}{1276} e^2\right)}{(1 - e^2)^{5/2}}, \tag{10}$$

$$\langle \dot{T} \rangle = -\frac{96}{5} \frac{2\pi G^{5/3} m_1 m_2 (m_1 + m_2)^{1/2}}{c^5 a^{5/3}} \frac{\left(1 + \frac{307}{96} e^2 + \frac{163}{384} e^4\right)}{(1 - e^2)^{7/2}}. \tag{11}$$

Отметим, что для круговой орбиты скалярное излучение равно нулю и энергия системы уменьшается только за счет квадрупольного излучения. С другой стороны, для пульсирующей сферически-симметричной конфигурации квадрупольное излучение отсутствует, а скалярное уносит энергию в соответствии с (3). Отсюда, в частности, следует, что в полевой теории гравитации невозможен «тихий» релятивистский коллапс пылевидной сферы (решение Толмена). Полное решение задачи о релятивистском коллапсе в рамках полевого подхода чрезвычайно сложная проблема, так как необходим точный учет нелинейности гравитационного поля и квантовых эффектов в сверхсильных гравитационных полях.

3. *Сравнение с наблюдениями.* Входящий в двойную систему пульсар PSR 1913+16 является уникальным объектом для проверки предсказаний различных теорий гравитации, так как его компаньон, по-видимому, достаточно компактен — гелиевая звезда, быстро вращающийся белый карлик или нейтронная звезда [6]. Согласно [1] двойная система с пульсаром PSR 1913+16 характеризуется следующими параметрами: $m_1 = 1.39\, M_\odot$, $m_2 = 1.44\, M_\odot$, $e = 0.617$, $a = 1.95\cdot 10^{11}$ см, $T = 27\,907$ с, движение периастра $\dot\omega = 4.22$ град/год, вековое уменьшение орбитального периода $\dot T = -3.2\cdot 10^{-12}$ с/с.

Наибольший интерес представляет возможность объяснения наблюдаемого уменьшения орбитального периода излучением гравитационных волн. Орбитальная энергия системы $E = -Gm_1m_2/2a = -1.4\cdot 10^{19}$ эрг, а полная потеря энергии на излучение квадрупольных и скалярных волн в соответствии с (7) будет

$$\dot E \approx -2.0\cdot 10^{32}\left(\frac{m_1}{M_\odot}\right)^2\left(\frac{m_2}{M_\odot}\right)^2\left(\frac{m_1+m_2}{2M_\odot}\right)\left(\frac{a}{R_\odot}\right)^{-5} f(e)\ \text{эрг/с}$$

или для принятых параметров двойной системы $\dot E \approx -7.9\cdot 10^{31}$ эрг/с. При этом, как видно из (5) и (6), энергия скалярного излучения составляет всего 3.5% от энергии квадрупольного излучения. Подставляя в (11) соответствующие величины, получим вековое уменьшение орбитального периода $\dot T \approx -2.4\cdot 10^{-12}$ с/с, что находится в близком согласии с наблюдаемой величиной.

Отметим, что движение периастра орбиты в полевой теории гравитации описывается формулой [3]

$$\dot\omega = \frac{35\pi}{6}\,\frac{G(m_1+m_2)}{c^2Ta(1-e^2)} \approx 2.08\left(\frac{m_1+m_2}{M_\odot}\right)^{2/3}\text{град/год}$$

(вместо $2.11\,((m_1+m_2)/M_\odot)^{2/3}$ в ОТО). Используя это соотношение совместно с (11), а также наблюдаемые значения $a_1 \sin i = 7\cdot 10^{10}$ см и $(m_2\sin i)^3/(m_1+m_2)^2 = 0.13\, M_\odot$, получим, что двойная система, имеющая максимально возможное гравитационное излучение, характеризуется следующими параметрами: $m_1 = m_2 = 1.48\, M_\odot$, $\sin i = 0.705$, $a = 1.98\cdot 10^{11}$ см, при этом $\dot T \approx -2.6\cdot 10^{-12}$ с/с и параметр, описывающий эффекты доплеровского смещения второго порядка и гравитационного красного смещения, равен $\gamma \approx 4.6\cdot 10^{-1}$ с.

Для сравнения приведем формулу, описывающую вековое уменьшение орбитального периода в геометрической скалярно-тензорной теории Йордана—Бранса—Дикке, разрешающей как квадрупольное, так и дипольное излучение [7]:

$$\frac{1}{T}\dot{T}_{\rm dip} = -\frac{(S_1 - S_2)^2}{1.1\cdot 10^{12}\,c}\left(\frac{16}{2\omega + 4}\right)\left(\frac{\mu}{M_\odot}\right)\left(\frac{T}{1^h}\right)^{2}\frac{1 + (1/2)e^2}{(1 - e^2)^{5/2}},$$

где $\mu = m_1 m_2/(m_1 + m_2)$, S_1 и S_2 — параметры чувствительности к изменению G для первой и второй звезд, ω — безразмерный параметр теории (обычно $\omega \geq 6$), T и e — период и эксцентриситет орбиты. Из последней формулы видна сильная зависимость эффекта от разности $\Delta S = S_1 - S_2$. Используя данные [7] о чувствительности нейтронных звезд, получим, что при $\Delta S = 0.094$ и $\omega = 6$, $\dot{T} \approx -11\cdot 10^{-12}$ с/с, что превышает наблюдаемую величину в 3.4 раза. Однако для других моделей нейтронных звезд величина ΔS может оказаться значительно меньшей, тогда $\dot{T}$ будет ближе к наблюдаемой величине.

4. *Основные выводы.* 1) Релятивистская тензорная теория гравитационного поля в плоском пространстве—времени предсказывает величину гравитационного излучения двойной системы с пульсаром PSR 1913+16 на 3.5% больше, чем общая теория относительности. При этом, в отличие от геометризованных теорий гравитации, допускающих неоднозначности в толковании энергии гравитационного поля [8], в полевой теории гравитации энергия поля является вполне определенной величиной, аналогичной энергии других физических полей.

2) Наблюдаемое вековое уменьшение орбитального периода двойной системы с пульсаром PSR 1913+16 в пределах ошибок согласуется с предсказанием потери орбитальной энергии на излучение гравитационных волн как в общей теории относительности, так и в полевой теории гравитации. В теории Йордана—Бранса—Дикке можно согласовать предсказание с наблюдениями, если система состоит из нейтронных звезд с соответствующими «чувствительностями».

3) Скалярное гравитационное излучение, составляющее в случае двойной системы с пульсаром PSR 1913+16 малую величину по сравнению с квадрупольным излучением, становится определяющим в случае сферически-симметричных пульсаций тел.

Автор выражает благодарность В. В. Соколову и участникам астрофизического семинара Физико-технического института имени А. Ф. Иоффе АН СССР за полезное обсуждение данной работы.

Ленинградский государственный
университет

ON THE GRAVITATIONAL RADIATION OF THE BINARY SYSTEM WITH PULSAR PSR 1913+16

Yu. V. BARYSHEV

It is shown that according to relativistic tensor theory of gravitational field in flat space-time the gravitational radiation power from the binary pulsar PSR 1913+16 exceeds the general relativistic prediction by 3.5%. This small excess is due to scalar gravitational radiation. It is noticed that in the case of spherical pulsations the scalar radiation dominates.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. H. Taylor, L. A. Fowler, P. M. McCulloch*, Nature, 277, 437, 1979.
2. *W. E. Thirring*, Ann. Phys., 16, 96, 1961.
3. *Ю. В. Барышев, В. В. Соколов*, Труды АО ЛГУ, 38, 1982
4. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Теория поля, М., 1973.
5. *P. C. Peters, J. Mathews*, Phys. Rev., 131, 435, 1963.
6. *L. L. Smarr, R. Blandford*, Ap. J., 207, 574, 1976.
7. *D. M. Erdley*, Ap. J. Lett., 196, L59, 1975.
8. *А. А. Логунов, В. Н. Фоломешкин*, Теор. и матем. физика, 32, 167, 1977