

Астрофизические проверки расширенных моделей гравитации

П.И. Дядина

Семинар отдела релятивистской астрофизики ГАИШ

16 марта 2021 г.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ

1. Dyadina P., Avdeev N., Alexeyev S. Horndeski gravity without screening in binary pulsars // **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**. — 2019. — Vol. 483, no. 1. — P. 947—963.
2. Дядина П.И., Лабазова С., Алексеев С. Постньютоновский предел гибридной $f(R)$ -гравитации // **Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики**. — 2019. — Т. 156, № 5. — С. 905—917.
3. Авдеев Н.А., Дядина П., Алексеев С. Проверка гибридной метрической-Палатини $f(R)$ -гравитации в двойных системах с пульсаром // **Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики**. — 2020. — Т. 158, № 4. — С. 613—625.

МОТИВАЦИЯ ДЛЯ РАСШИРЕНИЯ ОТО

- Темная материя (кривые вращения галактик)
- Темная энергия (ускоренное расширение Вселенной)
- Трудности с объединением гравитации и квантовой теории поля

Теория Хорндески

$$S = \frac{c^4}{16\pi} \sum_{i=2}^5 \int d^4x \sqrt{-g} L_i + S_m,$$

$$L_2 = G_2(\phi, X), \quad L_3 = -G_3(\phi, X) \square \phi,$$

$$L_4 = G_4(\phi, X) R + G_{4X} [(\square \phi)^2 - (\nabla_\mu \nabla_\nu \phi)^2],$$

$$L_5 = G_5(\phi, X) G_{\mu\nu} \nabla^\mu \nabla^\nu \phi - \frac{G_{5X}}{6} \left[(\square \phi)^3 + 2(\nabla_\mu \nabla_\nu \phi)^3 - 3(\nabla_\mu \nabla_\nu \phi)^2 \square \phi \right]$$

где c - скорость света, g - определитель метрики,
 ϕ - скалярное поле, $X = -1/2 \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi$, R - скаляр Риччи,
 $G_i(\phi, X)$ - функции скалярного поля и его кинетического члена.

Подкласс теории Хорндески

Теория Хорндески без учета эффектов экранирования:

$$L_2 = G_2(\phi, X), \quad L_3 = -G_3(\phi)\square\phi, \quad L_4 = G_4(\phi)R, \quad L_5 = 0.$$

Здесь функция $L_2(\phi, X)$ включает только нулевой и линейный порядки по X .

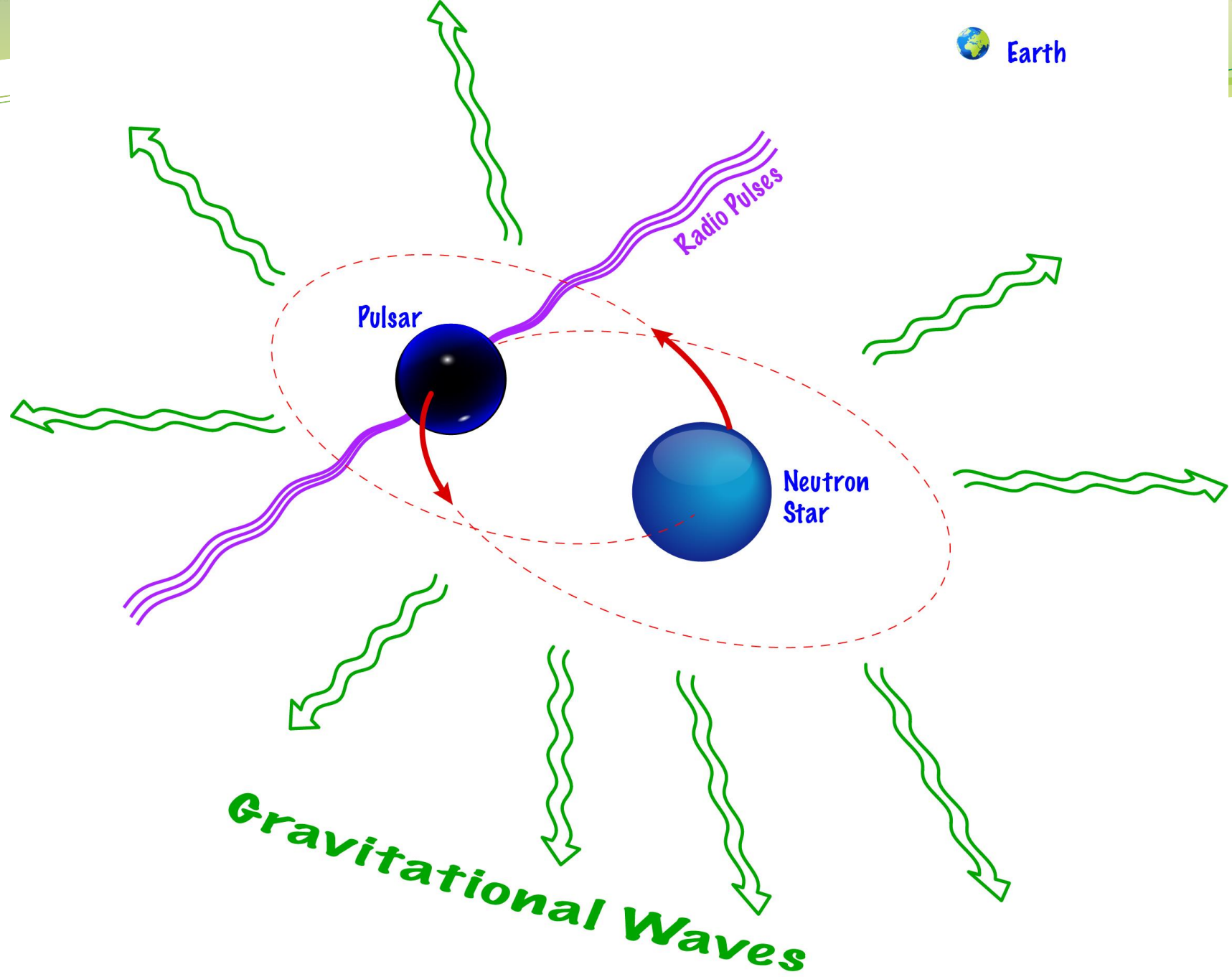
После событий GW170817 и GRB170817A на теорию Хорндески были наложены ограничения: $G_{4X}=0$, $G_5=\text{const}$. Рассматриваемый здесь подкласс полностью согласуется с этими ограничениями.

Действие материи

$$S_m = -c^2 \sum_a \int m_a(\phi) d\tau_a,$$

$$m_a(\phi) = m_a(\phi_0) \left[1 + s_a \frac{\varphi}{\phi_0} - \frac{1}{2} \left(\frac{\varphi}{\phi_0} \right)^2 (s'_a - s_a^2 - s_a) + O(\varphi^3) \right].$$

$$s_a \equiv \left. \frac{\partial(\ln m_a)}{\partial(\ln \phi)} \right|_{\phi_0}, \quad s'_a \equiv \left. \frac{\partial^2(\ln m_a)}{\partial(\ln \phi)^2} \right|_{\phi_0}.$$



Разложение относительно фооновых значений

$$\phi = \phi_0 + \varphi, \quad g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu},$$

$$G(\phi, X) = \sum_{m,n=0}^{\infty} G_{(m,n)} \varphi^m X^n, \quad n \leq 1,$$

$$G_{(m,n)} = \frac{1}{m!n!} \frac{\partial^{m+n}}{\partial^m \phi \partial^n X} G(\phi, X) \Big|_{\phi=\phi_0, X=0},$$

$$G(\phi, X) \equiv G(\phi) \quad \text{for } n = 0.$$

Потери энергии за счет излучения тензорной моды

$$\langle \dot{E}_g \rangle = - \frac{32\mu^2 (\mathcal{G}_{12}m)^3}{5c^5 G_{4(0,0)} R^5} = - \frac{32\mu^2 m^3}{5c^5 G_{4(0,0)}^4 R^5} \times \left\{ 1 + \left[2c_\varphi G_{4(1,0)} \left(1 - \frac{2s_b G_{4(0,0)}}{\phi_0 G_{4(1,0)}} \right) - \frac{4s_a c_\varphi G_{4(0,0)}}{\phi_0} \left(1 - \frac{2s_b G_{4(0,0)}}{\phi_0 G_{4(1,0)}} \right) \right] \right\}^3,$$

$$c_\varphi = - \frac{G_{4(1,0)}}{2G_{4(0,0)} \left(2G_{3(1,0)} - G_{2(0,1)} - 3 \frac{G_{4(1,0)}^2}{G_{4(0,0)}} \right)}.$$

$$\mathcal{G}_{ab} = \frac{1}{G_{4(0,0)}} \left[1 + 2c_\varphi G_{4(1,0)} \left(1 - \frac{2s_b G_{4(0,0)}}{\phi_0 G_{4(1,0)}} \right) - \frac{4s_a c_\varphi G_{4(0,0)}}{\phi_0} \left(1 - \frac{2s_b G_{4(0,0)}}{\phi_0 G_{4(1,0)}} \right) \right].$$

где μ - приведенная масса, $m=m_1+m_2$, R - радиус орбиты, ϕ_0 - фоновое значение скалярного поля, s_a - параметр чувствительности инертной массы объекта к окружающему ее скалярному полю

Потери энергии за счет скалярного излучения

$$\begin{aligned}
 \langle \dot{E}_\varphi \rangle = & \langle \dot{E}_\varphi^D \rangle + \langle \dot{E}_\varphi^Q \rangle + \langle \dot{E}_\varphi^{DO} \rangle = -\frac{2G_{4(1,0)}c_\varphi}{3c^3G_{4(0,0)}} \frac{\mu^2\mathcal{G}_{12}^2m^2}{R^4} \left(A_d^2 + A_d\bar{A}_d \frac{2\mu}{c^2R} \right) \\
 & \times \left(\frac{v_\varphi(\omega)}{c} \right)^3 \Theta(\omega - cm_\varphi) - \frac{32G_{4(1,0)}c_\varphi}{15c^5G_{4(0,0)}} \frac{\mu^2\mathcal{G}_{12}^3m^3}{R^5} A_q^2 \left(\frac{v_\varphi(2\omega)}{c} \right)^5 \Theta(2\omega - cm_\varphi) \\
 & + \frac{G_{4(1,0)}c_\varphi}{15c^5G_{4(0,0)}} \frac{\mu^2\mathcal{G}_{12}^3m^3}{R^5} A_d A_o \left(\frac{v_\varphi(\omega)}{c} \right)^5 \Theta(\omega - cm_\varphi)
 \end{aligned}$$

$$m_\varphi^2 = \frac{G_{2(2,0)}}{2G_{3(1,0)} - G_{2(0,1)} - 3\frac{G_{4(1,0)}}{G_{4(0,0)}}} \quad - \text{масса скалярного поля,}$$

$v_\varphi(\omega)$ - скорость распространения скалярной моды,
 $\omega=2\pi/P_b$, P_b - орбитальный период, $\Theta(\omega - cm_\varphi)$ - функция Хевисайда.

$$\begin{aligned}
\langle \dot{E}_\varphi \rangle = & \langle \dot{E}_\varphi^D \rangle + \langle \dot{E}_\varphi^Q \rangle + \langle \dot{E}_\varphi^{DO} \rangle = -\frac{2G_{4(1,0)}c_\varphi}{3c^3G_{4(0,0)}} \frac{\mu^2\mathcal{G}_{12}^2m^2}{R^4} \left(A_d^2 + A_d\bar{A}_d \frac{2\mu}{c^2R} \right) \\
& \times \left(\frac{v_\varphi(\omega)}{c} \right)^3 \Theta(\omega - cm_\varphi) - \frac{32G_{4(1,0)}c_\varphi}{15c^5G_{4(0,0)}} \frac{\mu^2\mathcal{G}_{12}^3m^3}{R^5} A_q^2 \left(\frac{v_\varphi(2\omega)}{c} \right)^5 \Theta(2\omega - cm_\varphi) \\
& + \frac{G_{4(1,0)}c_\varphi}{15c^5G_{4(0,0)}} \frac{\mu^2\mathcal{G}_{12}^3m^3}{R^5} A_d A_o \left(\frac{v_\varphi(\omega)}{c} \right)^5 \Theta(\omega - cm_\varphi)
\end{aligned}$$

$$A_d = \frac{2G_{4(0,0)}(s_2 - s_1)}{G_{4(1,0)}\phi_0},$$

$$A_q = 1 - \frac{2G_{4(0,0)}}{G_{4(1,0)}\phi_0} \frac{s_2m_1 + s_1m_2}{m},$$

$$A_o = \frac{m_1 - m_2}{m} - \frac{2G_{4(0,0)}}{G_{4(1,0)}\phi_0} \frac{s_2m_1^2 - s_1m_2^2}{m^2},$$

$$\begin{aligned}
\langle \dot{E}_\varphi \rangle &= \langle \dot{E}_\varphi^D \rangle + \langle \dot{E}_\varphi^Q \rangle + \langle \dot{E}_\varphi^{DO} \rangle = -\frac{2G_{4(1,0)}c_\varphi}{3c^3G_{4(0,0)}} \frac{\mu^2\mathcal{G}_{12}^2m^2}{R^4} \left(A_d^2 + A_d\bar{A}_d \frac{2\mu}{c^2R} \right) \\
&\times \left(\frac{v_\varphi(\omega)}{c} \right)^3 \Theta(\omega - cm_\varphi) - \frac{32G_{4(1,0)}c_\varphi}{15c^5G_{4(0,0)}} \frac{\mu^2\mathcal{G}_{12}^3m^3}{R^5} A_q^2 \left(\frac{v_\varphi(2\omega)}{c} \right)^5 \Theta(2\omega - cm_\varphi) \\
&+ \frac{G_{4(1,0)}c_\varphi}{15c^5G_{4(0,0)}} \frac{\mu^2\mathcal{G}_{12}^3m^3}{R^5} A_d A_o \left(\frac{v_\varphi(\omega)}{c} \right)^5 \Theta(\omega - cm_\varphi)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{A}_d &= -\frac{7}{2G_{4(0,0)}} \left(\frac{m_2}{m_1} - \frac{m_1}{m_2} \right) + \frac{7}{G_{4(1,0)}\phi_0} \left(\frac{m_2s_1}{m_1} - \frac{m_1s_2}{m_2} \right) + \frac{6}{G_{4(1,0)}\phi_0} (s_1 - s_2) + \frac{23}{4} c_\varphi \frac{G_{4(1,0)}}{G_{4(0,0)}} \left(\frac{m_2}{m_1} - \frac{m_1}{m_2} \right) \\
&+ \frac{15c_\varphi}{2\phi_0} \left(\frac{m_1s_2}{m_2} - \frac{m_2s_1}{m_1} \right) + \frac{12c_\varphi}{\phi_0} \left(\frac{m_1s_1}{m_2} - \frac{m_2s_2}{m_1} \right) + \frac{14G_{4(0,0)}s_1s_2c_\varphi}{G_{4(1,0)}\phi_0^2} \left(\frac{m_2}{m_1} - \frac{m_1}{m_2} \right) + \frac{c_\varphi(s_1 + s_2)}{2\phi_0} \\
&\times \left(\frac{m_2}{m_1} - \frac{m_1}{m_2} \right) + \frac{8G_{4(0,0)}c_\varphi}{G_{4(1,0)}\phi_0^2} \left(\frac{m_2s_1}{m_1} - \frac{m_1s_2}{m_2} \right) + \frac{8G_{4(0,0)}c_\varphi(s_1 - s_2)}{G_{4(1,0)}\phi_0^2} + \frac{9G_{4(0,0)}c_\varphi}{G_{4(1,0)}\phi_0^2} \left(\frac{s_2^2m_1}{m_2} - \frac{s_1^2m_2}{m_1} \right) \\
&+ \frac{4c_\varphi(s_1 - s_2)}{\phi_0} + \frac{18G_{4(0,0)}^2c_\varphi}{G_{4(1,0)}^2\phi_0^3} \left(\frac{s_1^2s_2m_2}{m_1} - \frac{s_2^2s_1m_1}{m_2} \right) + \frac{16G_{4(0,0)}^2c_\varphi}{G_{4(1,0)}^2\phi_0^3} (s_1^2s_2 - s_2^2s_1) + \frac{16G_{4(0,0)}^2c_\varphi}{G_{4(1,0)}^2\phi_0^3} (s_1s_2' - s_2s_1') \\
&+ \frac{8G_{4(0,0)}c_\varphi}{G_{4(1,0)}\phi_0^2} \left(\frac{m_2s_1'}{m_1} - \frac{m_1s_2'}{m_2} \right) + \frac{8G_{4(0,0)}c_\varphi}{G_{4(1,0)}\phi_0^2} (s_2^2 - s_1^2) + \frac{8G_{4(0,0)}c_\varphi}{G_{4(1,0)}\phi_0^2} (s_1' - s_2') + \frac{16G_{4(0,0)}^2c_\varphi s_1s_2}{G_{4(1,0)}^2\phi_0^3} \left(\frac{m_1}{m_2} - \frac{m_2}{m_1} \right) \\
&+ \frac{16G_{4(0,0)}^2c_\varphi}{G_{4(1,0)}^2\phi_0^3} \left(\frac{s_1s_2'm_1}{m_2} - \frac{s_2s_1'm_2}{m_1} \right).
\end{aligned}$$

Изменение орбитального периода в теории Хорндески

$$\frac{\dot{P}_b^{th}}{\dot{P}_b^{GR}} = \frac{\mathcal{G}_{12}^{\frac{2}{3}}}{G^{\frac{5}{3}} G_{4(0,0)}} \left\{ 1 + \frac{5G_{4(1,0)}c_\varphi}{48} \left(\frac{P_b c^3}{2\pi m \mathcal{G}_{12}} \right)^{\frac{2}{3}} \right. \\ \times \left[A_d^2 + \frac{2\mu}{c^2} A_d \bar{A}_d \left(\frac{4\pi^2}{P_b^2 m \mathcal{G}_{12}} \right)^{\frac{1}{3}} \right] \left(1 - \frac{m_\varphi^2 c^2 P_b^2}{4\pi^2} \right)^{\frac{3}{2}} \\ + \frac{G_{4(1,0)}c_\varphi}{3} A_q^2 \left(1 - \frac{m_\varphi^2 c^2 P_b^2}{16\pi^2} \right)^{\frac{5}{2}} \\ \left. - \frac{G_{4(1,0)}c_\varphi}{96} A_d A_o \left(1 - \frac{m_\varphi^2 c^2 P_b^2}{4\pi^2} \right)^{\frac{5}{2}} \right\},$$

где

$$\dot{P}_b^{GR} = -\frac{192\pi\mu}{5c^5 m} \left(\frac{2\pi Gm}{P_b} \right)^{\frac{5}{3}}.$$

Изменение орбитального периода в теории Хорндески

Если представить $G_{4(0,0)} = \frac{1}{G(1+\delta)}$, тогда

$$\begin{aligned} \frac{\dot{P}_b^{th}}{\dot{P}_b^{GR}} = & 1 + \frac{5}{3}\delta + \frac{4}{3}c_\varphi G_{4(1,0)} \left(1 - \frac{2s_b}{\phi_0 G G_{4(1,0)}}\right) - \frac{8s_a c_\varphi}{3\phi_0 G} \left(1 - \frac{2s_b}{\phi_0 G G_{4(1,0)}}\right) \\ & + \frac{5G_{4(1,0)}c_\varphi}{48} \left(\frac{P_b c^3}{2\pi m \mathcal{G}_{12}}\right)^{\frac{2}{3}} \left[A_d^2 + \frac{2\mu}{c^2} A_d \bar{A}_d \left(\frac{4\pi^2}{P_b^2 m \mathcal{G}_{12}}\right)^{\frac{1}{3}} \right] \left(1 - \frac{m_\varphi^2 c^2 P_b^2}{4\pi^2}\right)^{\frac{3}{2}} \\ & + \frac{G_{4(1,0)}c_\varphi}{3} A_q^2 \left(1 - \frac{m_\varphi^2 c^2 P_b^2}{16\pi^2}\right)^{\frac{5}{2}} - \frac{G_{4(1,0)}c_\varphi}{96} A_d A_o \left(1 - \frac{m_\varphi^2 c^2 P_b^2}{4\pi^2}\right)^{\frac{5}{2}}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\dot{P}_b^{th} = & - \frac{192\pi\mu}{5m} \left(\frac{2\pi m}{c^3 G_{4(0,0)} P_b} \right)^{\frac{5}{3}} \left\{ 1 + \left[2c_\psi G_{4(1,0)} \left(1 - \frac{2s_2 G_{4(0,0)}}{\varphi_0 G_{4(1,0)}} \right) \right. \right. \\
& - \left. \left. \frac{4s_1 c_\psi G_{4(0,0)}}{\varphi_0} \left(1 - \frac{2s_2 G_{4(0,0)}}{\varphi_0 G_{4(1,0)}} \right) \right] \right\}^{\frac{2}{3}} \left\{ 1 + \frac{5c^2 c_\psi G_{4(0,0)} (s_2 - s_1)}{24\varphi_0} \right. \\
& \times \left\{ \left(\frac{2G_{4(0,0)}(s_2 - s_1)}{G_{4(1,0)}\varphi_0} \right) \left(\frac{P_b G_{4(0,0)}}{2\pi m} \right)^{2/3} \left(1 + \left[2c_\psi G_{4(1,0)} \left(1 - \frac{2s_2 G_{4(0,0)}}{\varphi_0 G_{4(1,0)}} \right) \right. \right. \right. \\
& - \left. \left. \frac{4s_1 c_\psi G_{4(0,0)}}{\varphi_0} \left(1 - \frac{2s_2 G_{4(0,0)}}{\varphi_0 G_{4(1,0)}} \right) \right] \right)^{-2/3} + \frac{2\mu G_{4(0,0)}}{c^2 m} \left[-\frac{7}{2G_{4(0,0)}} \left(\frac{m_2}{m_1} - \frac{m_1}{m_2} \right) \right. \\
& + \frac{1}{G_{4(1,0)}\varphi_0} \left(\frac{7m_2 s_1}{m_1} - \frac{7m_1 s_2}{m_2} + 6s_1 - 6s_2 \right) + \frac{23}{4} c_\psi \frac{G_{4(1,0)}}{G_{4(0,0)}} \left(\frac{m_2}{m_1} - \frac{m_1}{m_2} \right) \\
& + \frac{c_\psi}{\varphi_0} \left(\frac{7m_1 s_2}{m_2} - \frac{7m_2 s_1}{m_1} + \frac{23m_1 s_1}{2m_2} - \frac{23m_2 s_2}{2m_1} + 4s_1 - 4s_2 \right) + \frac{G_{4(0,0)} c_\psi}{G_{4(1,0)} \varphi_0^2} \\
& \times \left(\frac{14s_1 s_2 m_2}{m_1} - \frac{14s_1 s_2 m_1}{m_2} + 8s_1 - 8s_2 + \frac{8m_2 s_1}{m_1} - \frac{8m_1 s_2}{m_2} + \frac{9s_2^2 m_1}{m_2} - \frac{9s_1^2 m_2}{m_1} \right. \\
& - \left. \frac{8m_2 s_1'}{m_1} + \frac{8m_1 s_2'}{m_2} - 8s_1' + 8s_2' + 8s_2^2 - 8s_1^2 \right) + \frac{G_{4(0,0)}^2 c_\psi}{G_{4(1,0)}^2 \varphi_0^3} \left(\frac{18s_1^2 s_2 m_2}{m_1} \right. \\
& - \frac{18s_2^2 s_1 m_1}{m_2} + 16s_1^2 s_2 - 16s_2^2 s_1 + \frac{16m_1}{m_2} - \frac{16m_2}{m_1} - \frac{16s_1 s_2' m_1}{m_2} + \frac{16s_2 s_1' m_2}{m_1} \\
& - \left. 16s_1 s_2' + 16s_2 s_1' \right) \left. \left(1 + \left[2c_\psi G_{4(1,0)} \left(1 - \frac{2s_2 G_{4(0,0)}}{\varphi_0 G_{4(1,0)}} \right) \right. \right. \right. \\
& - \left. \left. \frac{4s_1 c_\psi G_{4(0,0)}}{\varphi_0} \left(1 - \frac{2s_2 G_{4(0,0)}}{\varphi_0 G_{4(1,0)}} \right) \right] \right)^{-1} \left[1 - \left(\frac{P_b c m_\psi}{2\pi} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}} \\
& + \frac{G_{4(1,0)} c_\psi}{3} \left(1 - \frac{2G_{4(0,0)}(s_2 m_1 + s_1 m_2)}{G_{4(1,0)} m \varphi_0} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{P_b c m_\psi}{4\pi} \right)^2 \right]^{\frac{5}{2}} \\
& - \frac{c_\psi}{96} \left(\frac{2G_{4(0,0)}(s_2 - s_1)}{\varphi_0} \right) \left(\frac{m_1 - m_2}{m} - \frac{2G_{4(0,0)}}{G_{4(1,0)}\varphi_0} \frac{s_2 m_1^2 - s_1 m_2^2}{m^2} \right) \\
& \times \left. \left[1 - \left(\frac{P_b c m_\psi}{2\pi} \right)^2 \right]^{\frac{5}{2}} \right\} \tag{2.53}
\end{aligned}$$

Таблица I. Параметры PSR J1738+0333

Параметр	Физическое значение	Наблюдаемое значение
P_b	орбитальный период	0.3547907398724(13) сут.
e	эксцентриситет	$0.34(11) \times 10^{-6}$
\dot{P}_b^{obs}	наблюдаемое значение изменения P_b	$-0.170(31) \times 10^{-13}$
\dot{P}_b^{intr}	внутреннее значение изменения P_b	$-0.259(32) \times 10^{-13}$
$\dot{P}_b^{intr} / \dot{P}_b^{GR}$	отношение величин \dot{P}_b^{intr} и \dot{P}_b^{GR}	0.93(13)
m_1	масса пульсара	$1.46_{-0.05}^{+0.06} M_{\odot}$
m_2	масса белого карлика	$0.181_{-0.005}^{+0.007} M_{\odot}$
m	общая масса системы	$1.65_{-0.06}^{+0.07} M_{\odot}$

Antoniadis J. et al., 2012, Mon. Not. R. Astron. Soc., 423, 4, 3316

Freire P. C. C. et al., 2012, Mon. Not. R. Astron. Soc., 423, 4, 3328

Ограничения из системы PSR J1738+0333

$$\left| \frac{\dot{P}_b^{th}}{\dot{P}_b^{GR}} - \frac{\dot{P}_b^{intr}}{\dot{P}_b^{GR}} \right| \leq 2\sigma,$$
$$\left| \left[-\frac{5}{3}\delta - \frac{4}{3}c_\varphi G_{4(1,0)} \left(1 - \frac{2s_b}{\phi_0 G G_{4(1,0)}} \right) + \frac{8s_a c_\varphi}{3\phi_0 G} \left(1 - \frac{2s_b}{\phi_0 G G_{4(1,0)}} \right) - 6.6 \times 10^{19} \frac{c_\varphi (s_{NS} - s_{WD})^2}{G_{4(1,0)} \phi_0^2} \left(1 - 2.1 \times 10^{28} m_\varphi^2 \right)^{\frac{3}{2}} \right] - 0.07 \right| \leq 0.26,$$

$$m_\phi \leq 2 \cdot 10^{-18} \text{eV}$$

Таблица II. Параметры PSR J0737-3039

Параметр	Физический смысл	Наблюдаемое значение
P_b	орбитальные период	0.10225156248(5) сут.
e	эксцентриситет	0.0877775(9)
\dot{P}_b^{obs}	наблюдаемое значение изменения P_b	$-1.252(17) \times 10^{-12}$
$\dot{P}_b^{obs} / \dot{P}_b^{GR}$	отношение величин \dot{P}_b^{obs} и \dot{P}_b^{GR}	1.003(14)
m_1	масса первого пульсара	1.3381(7) M_\odot
m_2	масса второго пульсара	1.2489(7) M_\odot
m	общая масса системы	2.58708(16) M_\odot

Ограничения из системы PSR J0737-3039

$$\left| \left[\frac{5}{3}\delta + \frac{4}{3}c_\varphi G_{4(1,0)} \left(1 - \frac{2s_b}{\phi_0 G G_{4(1,0)}} \right) - \frac{8s_a c_\varphi}{3\phi_0 G} \left(1 - \frac{2s_b}{\phi_0 G G_{4(1,0)}} \right) + \frac{G_{4(1,0)} c_\varphi}{3} (1 - 4 \times 10^{26} m_\varphi^2)^{\frac{5}{2}} \right] - 0.003 \right| \leq 0.028,$$

$$m_\phi < 6 \times 10^{-18} eV$$

Массивная теория Бранса-Дикке

$$S = \frac{1}{2k^2} \int d^4x \sqrt{-g} \left[\phi R - \frac{\omega_{BD}}{\phi} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + V(\phi) \right] + S_m.$$

Здесь ω_{BD} - параметр Бранса-Дикке.

$$G_2 = \frac{2\omega_{BD}}{\phi} X + V(\phi), \quad G_3 = 0, \quad G_4 = \phi, \quad G_5 = 0,$$

$$G_{4(0,0)} = \phi_0, \quad G_{4(1,0)} = 1, \quad G_{3(1,0)} = 0, \quad G_{2(0,1)} = \frac{2\omega_{BD}}{\phi_0},$$

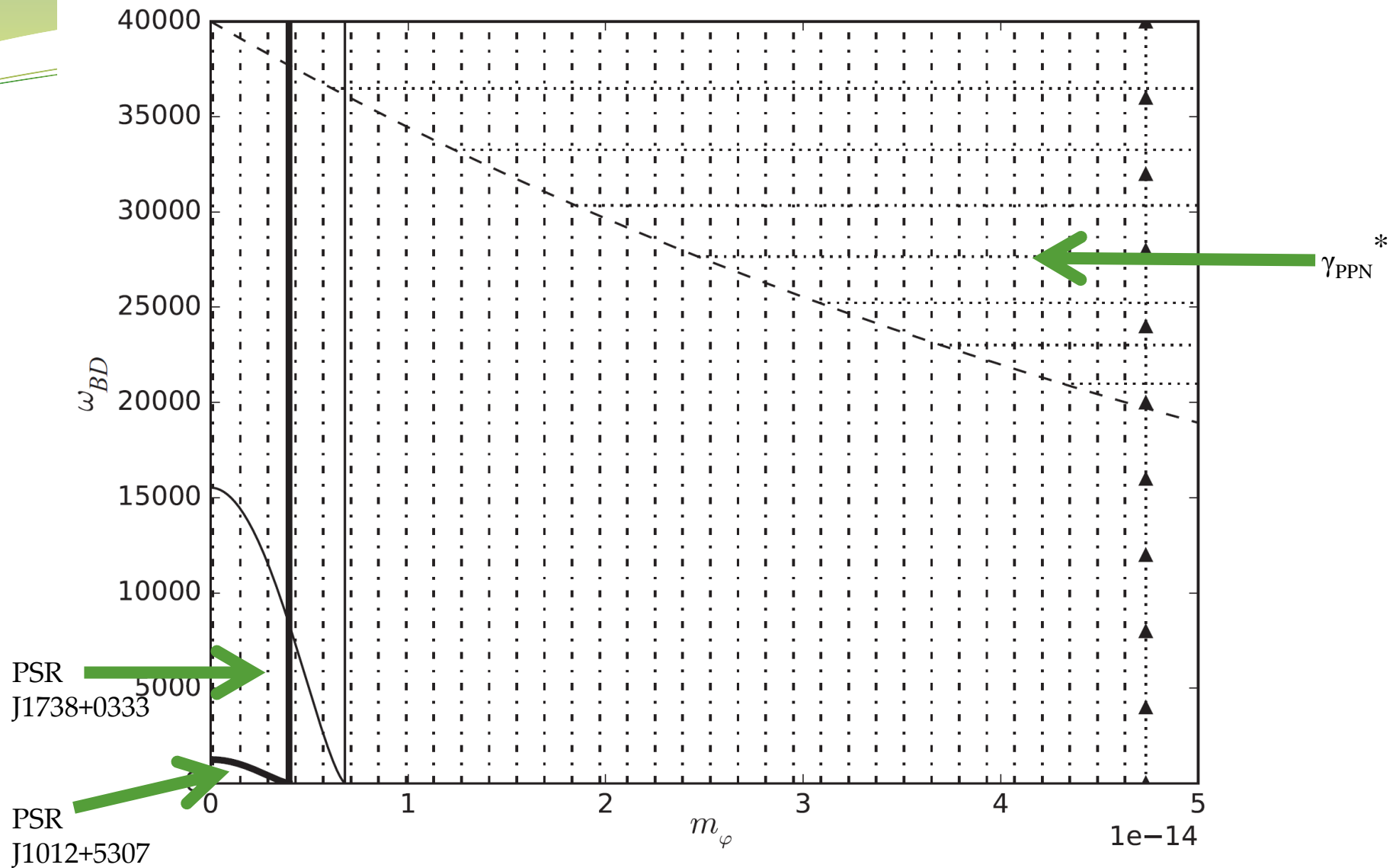
$$\phi_0 = \frac{4 + 2\omega_{BD}}{(3 + 2\omega_{BD})}.$$

Brans C., Dicke H., 1961, Phys. Rev., 124, 925;

Alsing J., Berti E., Will C. M., Zaglauer H., 2012, Phys. Rev. D 85, 064041

Таблица III. Параметры PSR J1012+5307

Параметр	Физический смысл	Наблюдаемое значение
P_b	орбитальный период	0.60467271355(3) сут.
e	эксцентриситет	$0.12(3) \times 10^{-5}$
\dot{P}_b^{obs}	наблюдаемое значение изменения P_b	$0.50(14) \times 10^{-13}$
\dot{P}_b^{intr}	внутреннее значение изменения P_b	$0.15(15) \times 10^{-13}$
$\dot{P}_b^{intr} / \dot{P}_b^{GR}$	отношение величин \dot{P}_b^{intr} и \dot{P}_b^{GR}	1.36(1.39)
m_1	масса пульсара	$1.64(22) M_\odot$
m_2	масса белого карлика	$0.16(2) M_\odot$
m	общая масса системы	$1.8(3) M_\odot$



$$\omega_{BD} \geq 36000, m_\varphi \leq 5 \times 10^{-19} \text{ (eV)}.$$

* Alsing J. [et al.]. Phys. Rev. D 85, 6, 064041 (2012)

Гибридная $f(R)$ -гравитация

$$S = \frac{1}{2k^2} \int d^4x \sqrt{-g} [R + f(\mathfrak{R})] + S_m,$$

- g – определитель метрики
- R – метрическая кривизна
- \mathfrak{R} - кривизна Палатини
- S_m – стандартное действие материи
- $k^2 = 8\pi G/c^4$
- G – гравитационная постоянная
- c – скорость света

T. Harko, F.S.N. Lobo, G.J. Olmo, T.S. Koivisto “Metric-Palatini gravity unifying local constraints and late-time cosmic acceleration”, Phys. Rev. D 85, 084016 (2012).

Гибридная $f(R)$ -гравитация

$$S = \frac{1}{2k^2} \int d^4x \sqrt{-g} [R + f(\mathfrak{R})] + S_m.$$



$$S = \frac{1}{2k^2} \int d^4x \sqrt{-g} \left[(\varphi + 1)R + \frac{3}{2\varphi} \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - V(\varphi) \right] + S_m.$$

φ – скалярное поле

$V(\varphi)$ – скалярный потенциал

Уравнения поля

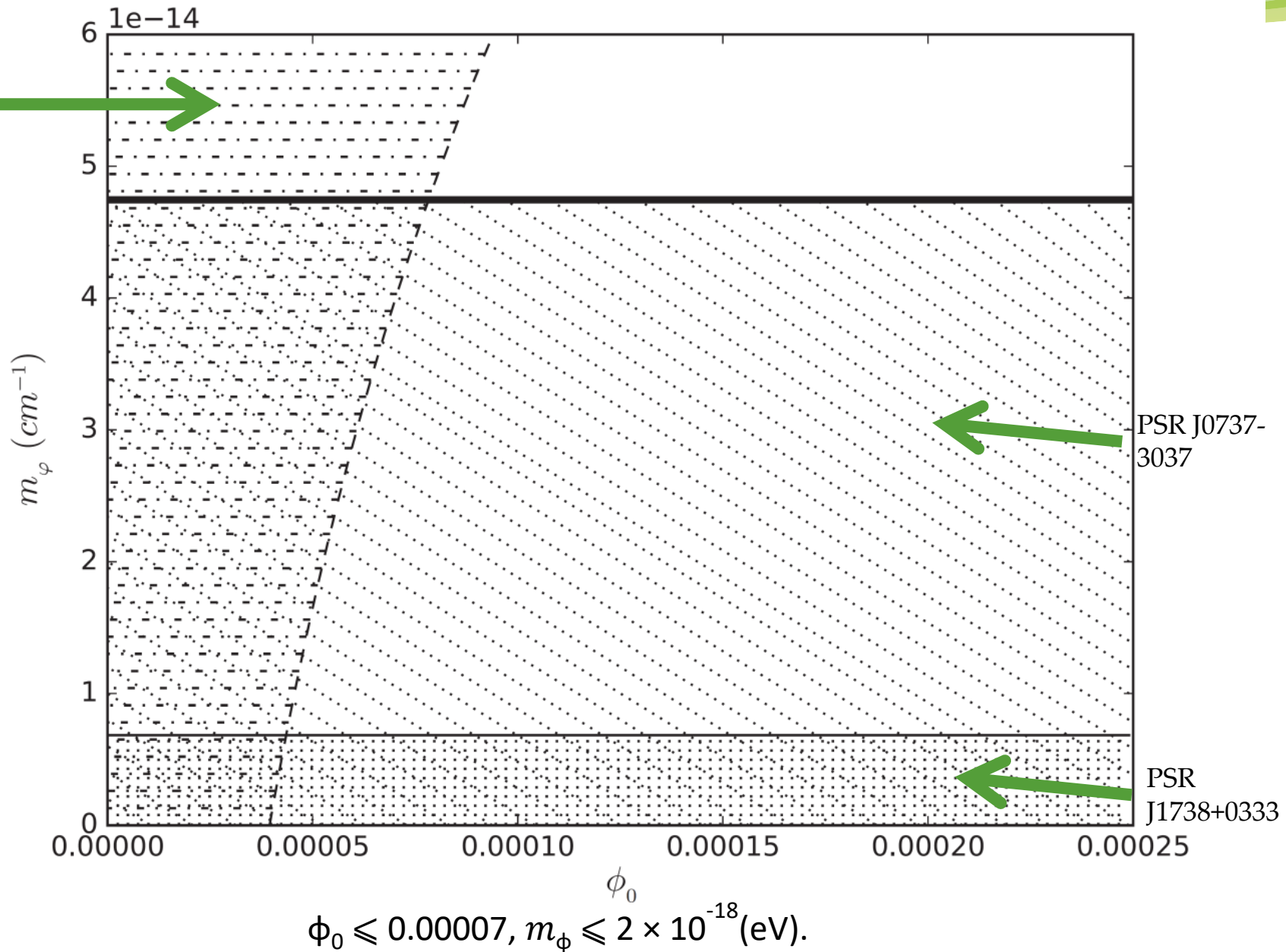
$$R_{\mu\nu} = \frac{1}{1 + \phi} \left(k^2 (T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T) \right. \\ \left. + \frac{1}{2} g_{\mu\nu} (V(\phi) + \nabla_\alpha \nabla^\alpha \phi) + \nabla_\mu \nabla_\nu \phi - \frac{3}{2\phi} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi \right), \\ -\nabla_\mu \nabla^\mu \phi + \frac{1}{2\phi} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + \frac{\phi [2V(\phi) - (1 + \phi)V_\phi]}{3} = \frac{\phi k^2}{3} T, \\ V_\phi = \frac{dV(\phi)}{d\phi}.$$

Хорндески \Rightarrow гибридная $f(R)$ -гравитация

$$G_2 = -\frac{3X}{G\phi} - V(\phi), \quad G_3 = 0, \quad G_4 = \frac{1 + \phi}{G}, \quad G_5 = 0$$

$$G_{4(0,0)} = \frac{1 + \phi_0}{G}, \quad G_{4(1,0)} = \frac{1}{G}, \quad G_{3(1,0)} = 0, \quad G_{2(0,1)} = -\frac{3}{G\phi_0}.$$

γ_{PPN}^*



*Leanizbarrutia I., Lobo F. S. N., Saez-Gomez D., 2017, Phys. Rev. D, 95, 084046

Основные результаты работы 1.

- Найдено выражение для изменения орбитального периода в квазикруговом приближении.
- Показано, что помимо квадрупольного гравитационного излучения, совпадающего с общей теорией относительности (с точностью до величины эффективной гравитационной постоянной), подкласс теории Хорндески с массивным скалярным полем (без учета экранирования) предсказывает наличие скалярного дипольного, квадрупольного и диполь-октупольного излучений.
- Были найдены ограничения на комбинацию параметров теории Хорндески как из данных системы двух нейтронных звезд (PSR J0737-3039), так и из смешанной двойной системы с пульсаром (PSR J1738-0333).

Основные результаты работы 1.

- Получены ограничения на массу скалярного поля гибридной $f(R)$ -гравитации в ее скалярно-тензорном представлении.
- Показано, что экспериментальные данные, полученные в Солнечной системе (γ_{PPN}), дают наилучшие ограничения на все параметры рассмотренных частных теорий гравитации, кроме массы скалярного поля.

ППН формализм

- Асимптотически плоское пространство-время
- Малые скорости
- Слабые поля



ППН метрика в приближении идеальной жидкости

$$g_{00} = -1 + 2U - 2\beta U^2 - 2\xi\Phi_w + (2\gamma + 2 + \alpha_3 + \zeta_1 - 2\xi)\Phi_1 + \\ + 2(3\gamma - 2\beta + 1 + \zeta_2 + \xi)\Phi_2 + 2(1 + \zeta_3)\Phi_3 + 2(3\gamma + 3\zeta_4 - 2\xi)\Phi_4 - \\ - (\zeta_1 - 2\xi)A - (\alpha_1 - \alpha_2 - \alpha_3)w^2U - \alpha_2w^iw^jU_{ij} + (2\alpha_3 - \alpha_1)w^iV_i,$$

$$g_{0i} = -\frac{1}{2}(4\gamma + 3 + \alpha_1 - \alpha_2 + \zeta_1 - 2\xi)V_i - \frac{1}{2}(1 + \alpha_2 - \zeta_1 + 2\xi)W_i - \\ - \frac{1}{2}(\alpha_1 - 2\alpha_2)w^iU - \alpha_2w^jU_{ij},$$

$$g_{ij} = (1 + 2\gamma U)\delta_{ij}.$$

C. M. Will, *Theory and Experiment in Gravitational Physics*, (Cambridge University Press, London, 1981);

ППН ПОТЕНЦИАЛЫ

$$U = \int \frac{\rho'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3 x', \quad U_{ij} = \int \frac{\rho' (x - x')_i (x - x')_j}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d^3 x',$$
$$\Phi_w = \int \frac{\rho' \rho'' (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} \left(\frac{\mathbf{x}' - \mathbf{x}''}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}''|} - \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}''}{|\mathbf{x}' - \mathbf{x}''|} \right) d^3 x' d^3 x'',$$
$$A = \int \frac{\rho' (\mathbf{v}' (\mathbf{x} - \mathbf{x}'))^2}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d^3 x',$$
$$\Phi_1 = \int \frac{\rho' v'^2}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3 x', \quad \Phi_2 = \int \frac{\rho' U'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3 x',$$
$$\Phi_3 = \int \frac{\rho' \Pi'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3 x', \quad \Phi_4 = \int \frac{p'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3 x',$$
$$V_i = \int \frac{\rho' v'_i}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3 x', \quad W_i = \int \frac{\rho' \mathbf{v}' (\mathbf{x} - \mathbf{x}') (x - x')_i}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d^3 x'.$$

ППН параметры

ППН параметры	Экспериментальное значение	ОТО	Физический смысл
γ	$1 \pm 2.3 \times 10^{-5}$	1	Кривизну пространства, создаваемая единицей массы покоя
β	$1 \pm 8 \times 10^{-5}$	1	Степень нелинейности закона суперпозиции для гравитации
ξ	$0 \pm 4 \times 10^{-9}$	0	Наличие эффектов привилегированного положения
α_1	$0 \pm 4 \times 10^{-5}$	0	
α_2	$0 \pm 2 \times 10^{-9}$	0	
α_3	$0 \pm 4 \times 10^{-20}$	0	
ζ_1	0 ± 0.02	0	Наличие эффектов привилегированной системы отсчета
ζ_2	$0 \pm 4 \times 10^{-5}$	0	
ζ_3	0 ± 10^{-8}	0	
ζ_4	0 ± 0.006	0	
			Нарушение закона сохранения полного импульса

ППН метрика в приближении системы точечных гравитирующих масс

$$\begin{aligned}
 g_{00} = & - 1 + 2 \sum_k \frac{G m_k}{c^2 r_k} - 2\beta \left(\sum_k \frac{G m_k}{c^2 r_k} \right)^2 + 2(1 - 2\beta + \zeta_2) \sum_k \frac{G m_k}{c^2 r_k} \sum_{j \neq k} \frac{G m_j}{c^2 r_{jk}} \\
 & + (2\gamma + 1 + \alpha_3 + \zeta_1) \sum_k \frac{G m_k v_k^2}{c^4 r_k} - \zeta_1 \sum_k \frac{G m_k}{c^4 r_k^3} (\vec{v}_k \vec{r}_k)^2 - (\alpha_1 - \alpha_2 - \alpha_3) w^2 \\
 & \times \sum_k \frac{G m_k}{c^4 r_k^3} - \alpha_2 \sum_k \frac{G m_k}{c^4 r_k} (\vec{w} \vec{r}_k)^2 + (2\alpha_3 - \alpha_1) \sum_k \frac{G m_k}{c^4 r_k} (\vec{w} \vec{v}_k), \\
 g_{0j} = & - \frac{1}{2} (4\gamma + 3 + \alpha_1 - \alpha_2 + \zeta_1) \sum_k \frac{G m_k v_k^j}{c^3 r_k} - \frac{1}{2} (1 + \alpha_2 - \zeta_1) \sum_k \frac{G m_k}{c^3 r_k^3} (\vec{v}_k \vec{r}_k) r_k^j \\
 & - \frac{1}{2} (\alpha_1 - 2\alpha_2) w^j \sum_k \frac{G m_k}{c^3 r_k} + \alpha_2 \sum_k \frac{G m_k}{c^3 r_k^3} (\vec{w} \vec{r}_k) r_k^j, \\
 g_{ij} = & \left(1 + 2\gamma \sum_k \frac{G m_k}{c^2 r_k} \right) \delta_{ij},
 \end{aligned}$$

- C. M. Will and K. Nordtvedt, *Astrophys. J.* 177, 757 (1972).

$$\begin{aligned}
g_{00} = & - 1 + \frac{k^2}{4\pi(1+\phi_0)c^2} \frac{M_\odot}{r} \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi r} \right) \\
& - \frac{k^4}{32\pi^2 c^4 (1+\phi_0)^2} \sum_a \frac{m_a}{r_a} \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi r_a} \right) \sum_b \frac{m_b}{r_b} \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi r_b} \right) \\
& + \frac{k^4 \phi_0 (1+\phi_0)}{576\pi^2 c^4 (1+\phi_0)^2} \sum_a m_a \frac{e^{-m_\psi r_a}}{r_a} \sum_b m_b \frac{e^{-m_\psi r_b}}{r_b} \\
& - \frac{k^4}{32\pi^2 c^4 (1+\phi_0)^2} \sum_a \sum_{b \neq a} \frac{m_a m_b}{r_a r_{ab}} \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi r_a} \right) \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi r_{ab}} \right) \\
& + \frac{k^4 \phi_0 (\phi_0 + 1)}{288\pi^2 c^4 (1+\phi_0)^2} \sum_a \sum_{b \neq a} \frac{m_a m_b}{r_a r_{ab}} e^{-m_\psi r_a} e^{-m_\psi r_{ab}} \\
& + \frac{k^2}{8\pi c^4 (1+\phi_0)} \sum_a v_a^2 \frac{m_a}{r_a} \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi r_a} \right) + \frac{k^2}{4\pi c^4 (1+\phi_0)} \\
& \times \sum_a v_a^2 \frac{m_a}{r_a} \left(1 + \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi r_a} \right) - \frac{k^4 \phi_0 m_\psi}{96\pi^2 c^4 (1+\phi_0)^2} \\
& \times \sum_a \sum_{b \neq a} \frac{m_a m_b}{r_a r_{ab}} \left[- Ei(-2m_\psi r_a) r_a e^{-m_\psi r_{ab}} e^{m_\psi r_a} + Ei(-2m_\psi r_b) r_b e^{m_\psi r_b} \right. \\
& \left. - \ln(r_a) r_a e^{-m_\psi r_b} + \ln(r_b) r_b e^{-m_\psi r_a} \right] - \left[\frac{k^4 \phi_0 (1+7\phi_0) m_\psi}{1152\pi^2 c^4 (1+\phi_0)^2} + \frac{k^4 \phi_0^2}{864\pi^2 c^4 m_\psi} \right. \\
& \times \left. \left(V'' + \phi_0 \frac{V'''}{2} \right) \right] \sum_a \sum_{b \neq a} \frac{m_a m_b}{r_a r_{ab}} \left[Ei(-3m_\psi r_b) r_b e^{4m_\psi r_{ab}} e^{m_\psi r_a} \right. \\
& \left. - Ei(-m_\psi r_b) r_b e^{-m_\psi r_a} - Ei(-3m_\psi r_a) r_a e^{m_\psi r_{ab}} e^{m_\psi r_a} \right. \\
& \left. + Ei(-m_\psi r_a) r_a e^{-m_\psi r_b} \right] + \frac{k^2}{4\pi c^2 (1+\phi_0)} \sum_a m_a \partial_t \partial_t \left(\frac{r_a}{2} \right) \\
& + \frac{k^2 \phi_0}{24\pi c^2 (1+\phi_0)} \sum_a m_a \partial_t \partial_t \left(\frac{e^{-m_\psi r_a}}{m_\psi} \right),
\end{aligned}$$

ППН метрика

$$\begin{aligned} g_{0j} = & - \frac{3k^2}{16\pi c^3(1 + \phi_0)} \sum_a \frac{m_a v_a^i}{r_a} \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi r_a} \right) \\ & - \frac{k^2}{4\pi c^3(1 + \phi_0)} \sum_a \frac{m_a v_a^i}{r_a} \left(1 + \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi r_a} \right) \\ & + \frac{k^2}{16\pi c^3(1 + \phi_0)} \sum_a \frac{m_a r_a^i}{r_a^3} (\vec{v}_a \vec{r}_a) \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi r_a} \right), \\ g_{ij} = & \delta_{ij} \left(1 + \frac{k^2}{4\pi(1 + \phi_0)c^2} \frac{M_\odot}{r} \left(1 + \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi r} \right) \right). \end{aligned}$$

ППН параметр γ

$$\gamma = \frac{1 + \phi_0 \exp(-m_\phi r) / 3}{1 - \phi_0 \exp(-m_\phi r) / 3}^*$$

$$G^{eff} = \frac{k^2}{8\pi(1 + \phi_0)} \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\phi r} \right)^*$$

где

m_ϕ – масса скалярного поля,

$$m_\phi^2 = [2V_0 - V' - (1 + \phi_0)\phi_0 V''] / 3$$

ϕ_0 асимптотическое значение скалярного поля вдали от локальной системы.

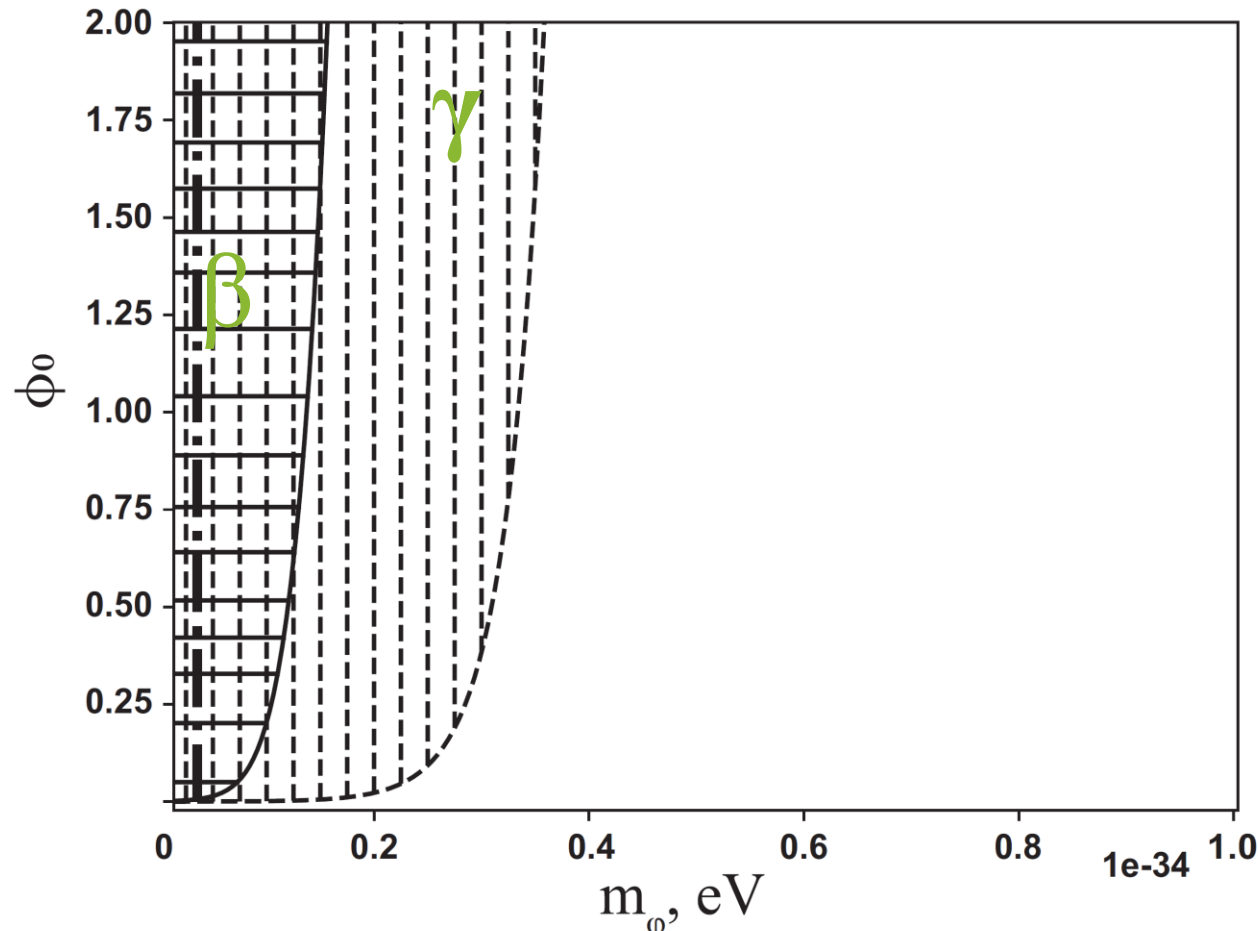
*Hybrid metric-Palatini gravity, S. Capozziello etc., Universe (2015)

ППН параметры

$$\beta = 1 - \frac{\phi_0(1 + \phi_0)}{18} \frac{\exp(-2m_\varphi r)}{(1 - \phi_0 \exp(-m_\varphi r)/3)^2}$$

Нами показано, что оставшиеся ППН параметры $\xi, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \zeta_1, \zeta_1, \zeta_1, \zeta_1$ тождественно равны нулю

Ограничения на ϕ_0



Из γ :
($\gamma = 1 - 0.3 \times 10^{-5} \pm 2.5 \times 10^{-5}$)*

$$-8 \times 10^{-5} < \phi_0 < 7 \times 10^{-5}$$

Из β :
($\beta = 1 + 0.2 \times 10^{-5} \pm 2.5 \times 10^{-5}$)*

$$-9 \times 10^{-4} < \phi_0 < 9 \times 10^{-4}$$

* A. Verma, A. Fienga, J. Laskar, H. Manche and M. Gastineau, *Astronomy & Astrophysics* **561**, A115 (2014).

Ограничения на ϕ_0

Массивное скалярное поле $m_\phi r \gg 1$

$$\gamma \approx 1, \beta \approx 1$$

Из G_{eff} : $\left(\left| \frac{G_{\text{eff}} - G}{G} \right| < 4.7 \times 10^{-5} \right)^\#$

$$-5 \times 10^{-4} < \phi_0 < 5 \times 10^{-4}^*$$

[#] P. J. Mohr, D. B. Newell and B. N. Taylor, Rev. Mod. Phys. **88**, 3, 035009 (2016)

^{*} I. Leanizbarrutia, F. S. N. Lobo and D. Sáez-Gómez, Phys. Rev. D **95**, 084046 (2017).

Основные результаты работы 2

- Показано, что ППН формализм может быть применен к гибридной $f(R)$ -гравитации
- Получено аналитическое выражение для ППН параметра β в гибридной $f(R)$ -гравитации
- Получены ограничения на фоновое значение скалярного поля ϕ_0 на основании данных по ППН параметрам γ и β . При этом показано, что параметр γ дает более строгие ограничения
- Показано, что восемь постньютоновских параметров $\xi, \zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \zeta_4, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ тождественно равны нулю
- Показано, что наличие легкого скалярного поля в гибридной $f(R)$ -гравитации не противоречит наблюдательным данным для всех 10 постньютоновских параметров

ППК формализм

$$t_b - t_0 = D^{-1} [T + \Delta_R(T, \dot{\omega}, \dot{P}_b, \delta_r, \delta_\theta, \dot{e}, \dot{x}) + \Delta_E(T, \tilde{\gamma}) + \Delta_S(T, r, s, \dot{e}, \dot{x}) + \Delta_A(T, A, B, \dot{e}, \dot{x})],$$

- $\dot{\omega}, \dot{P}_b, \delta_\theta, \dot{e}, \dot{x}, \tilde{y}, r, s$ – посткеплеровские параметры
- $\Delta_{R,E,S}$ – задержки Ремёра, Эйнштейна и Шапиро
- Δ_A – абберрационная задержка
- t_b – барицентрическое время прихода импульса
- t_0 – наблюдаемое время прихода
- T – собственное время пульсара
- D – доплеровский фактор

T. Damour, N. Deruelle, Ann. Inst. Henri Poincare A43, 107 (1985)

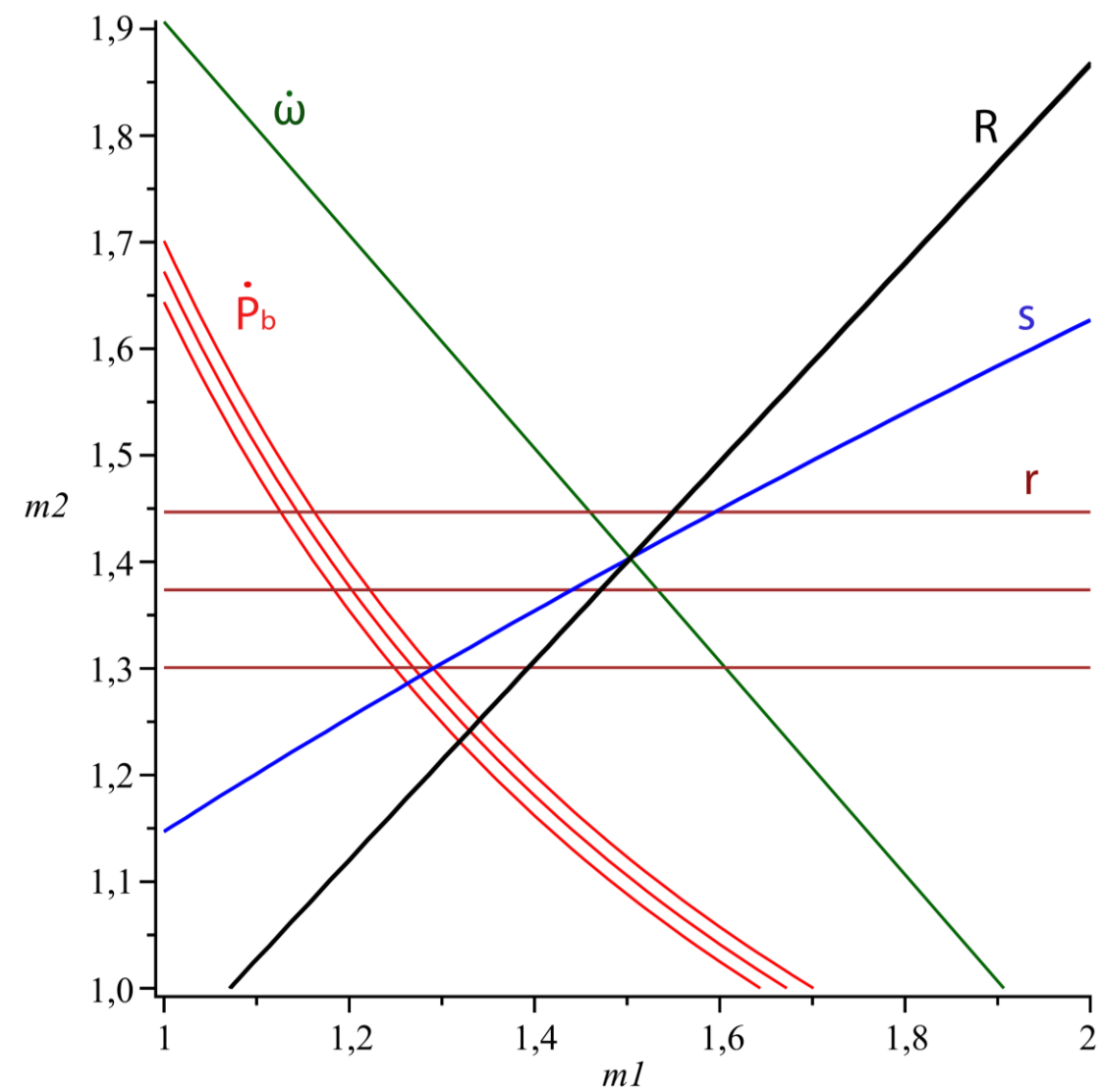
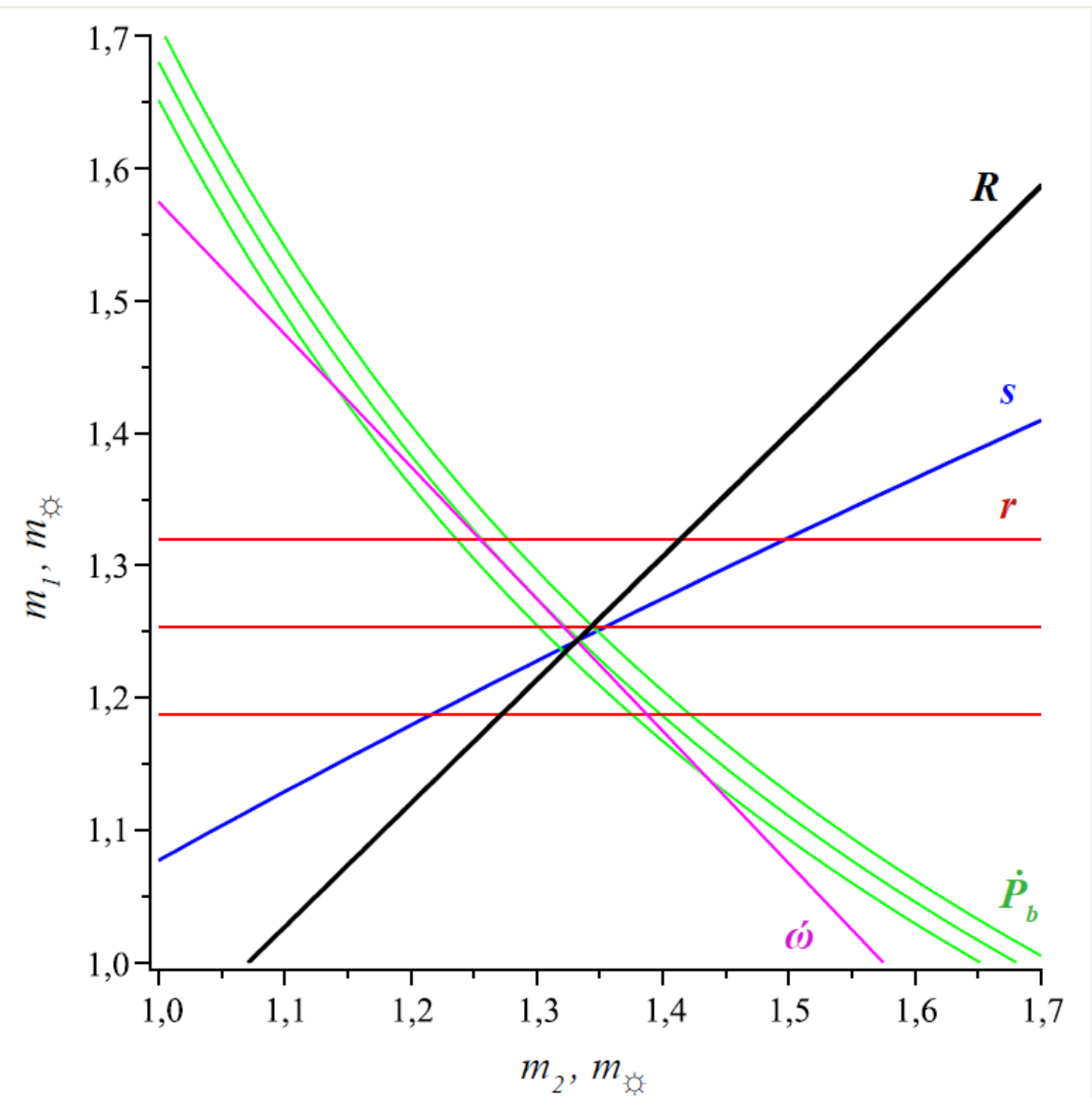
T. Damour, N. Deruelle, Ann. Inst. Henri Poincare A44, 263 (1986)

ППК параметры $\dot{\omega}$, r , s , \dot{P}_b

$$\dot{\omega} = \left(\frac{2\pi}{P_b} \right)^{5/3} \frac{G^{2/3} (m_1 + m_2)^{2/3} (1 + \phi_0)^{4/3}}{c^2 (1 - e^2) \left(1 - \frac{\phi_0}{3}\right)^{4/3}} \left[\frac{1 - \frac{\phi_0}{3}}{(1 + \phi_0)^2} \left[7 + \frac{\phi_0}{3} \right] - \frac{9 - 7\phi_0}{9 \left(1 - \frac{\phi_0}{3}\right)^2} \right],$$

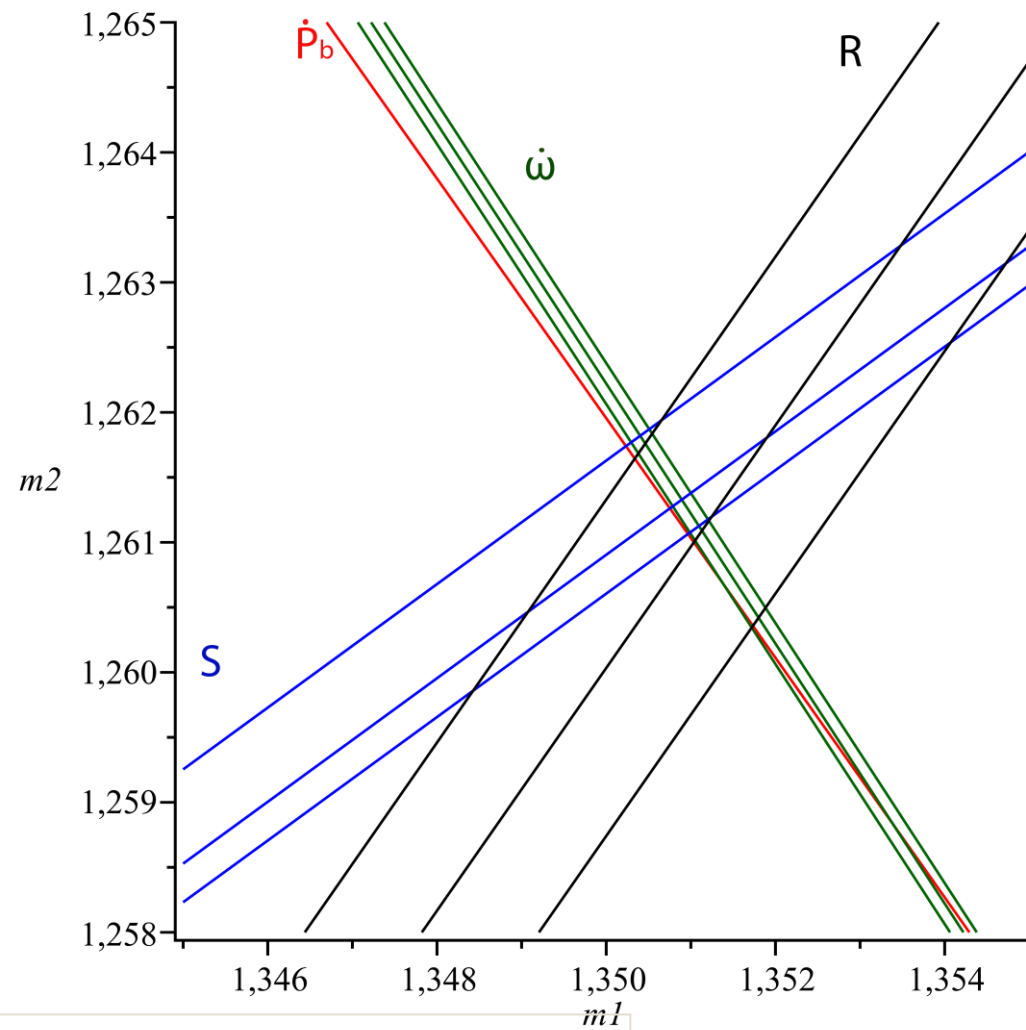
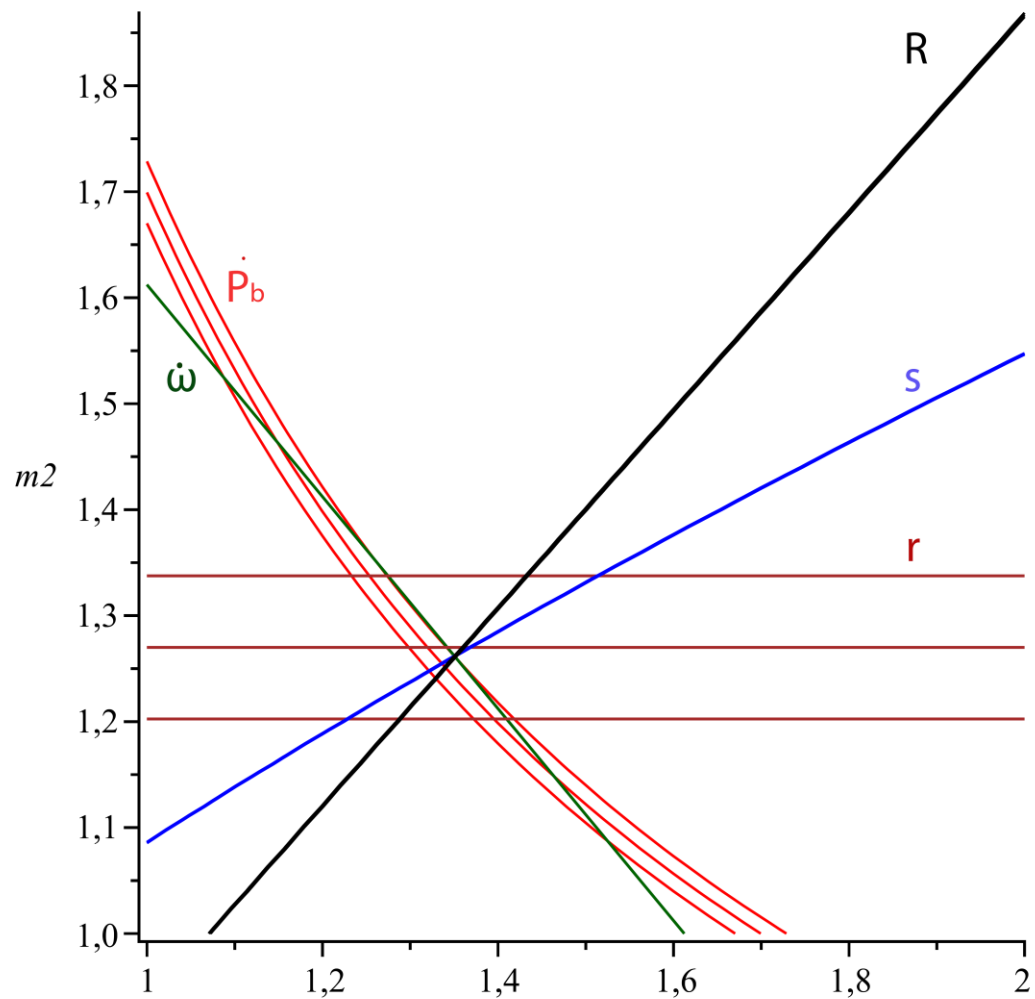
$$r = \frac{Gm_2}{c^3(1 + \phi_0)}, \quad s = \left(\frac{2\pi}{P_b} \right)^{2/3} \frac{cx(m_1 + m_2)^{2/3}}{(G)^{1/3} m_2} \left(\frac{3(1 + \phi_0)}{3 - \phi_0} \right)^{1/3}$$

$$\begin{aligned} \frac{\dot{P}_b}{\dot{P}_b^{GR}} = & \frac{(1 - \frac{\phi_0}{3})^{2/3}}{(1 + \phi_0)^{5/3}} \left[1 + \frac{(19\phi_0 - 57)\phi_0}{15552(1 - \frac{\phi_0}{3})^3(1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4)} \left(\frac{1}{19}((15e^4 + 64e^2 - 12)(3 - \phi_0)^2 \right. \right. \right. \\ & - \frac{8973}{152} \left(\left(\phi_0^2 + \frac{5538\phi_0}{997} + 9 \right) e^4 + \left(\frac{62200\phi_0^2}{8973} + \frac{117520\phi_0}{2991} + \frac{62200}{997} \right) e^2 \right. \\ & \left. \left. \left. + \frac{17440}{997} + \frac{34240\phi_0}{2991} + \frac{17440\phi_0^2}{8973} \right) \right) \right] \end{aligned}$$



PSR J0737-3039

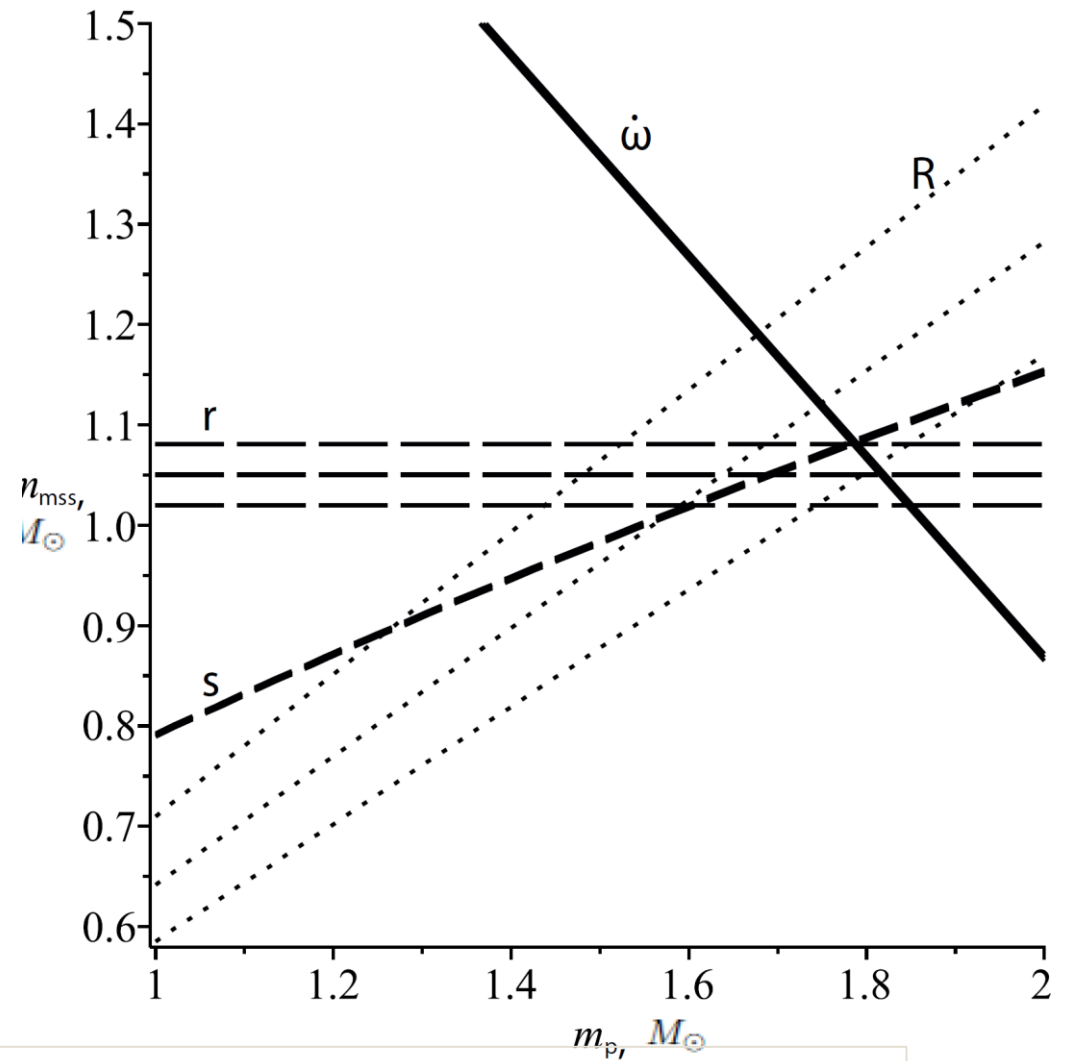
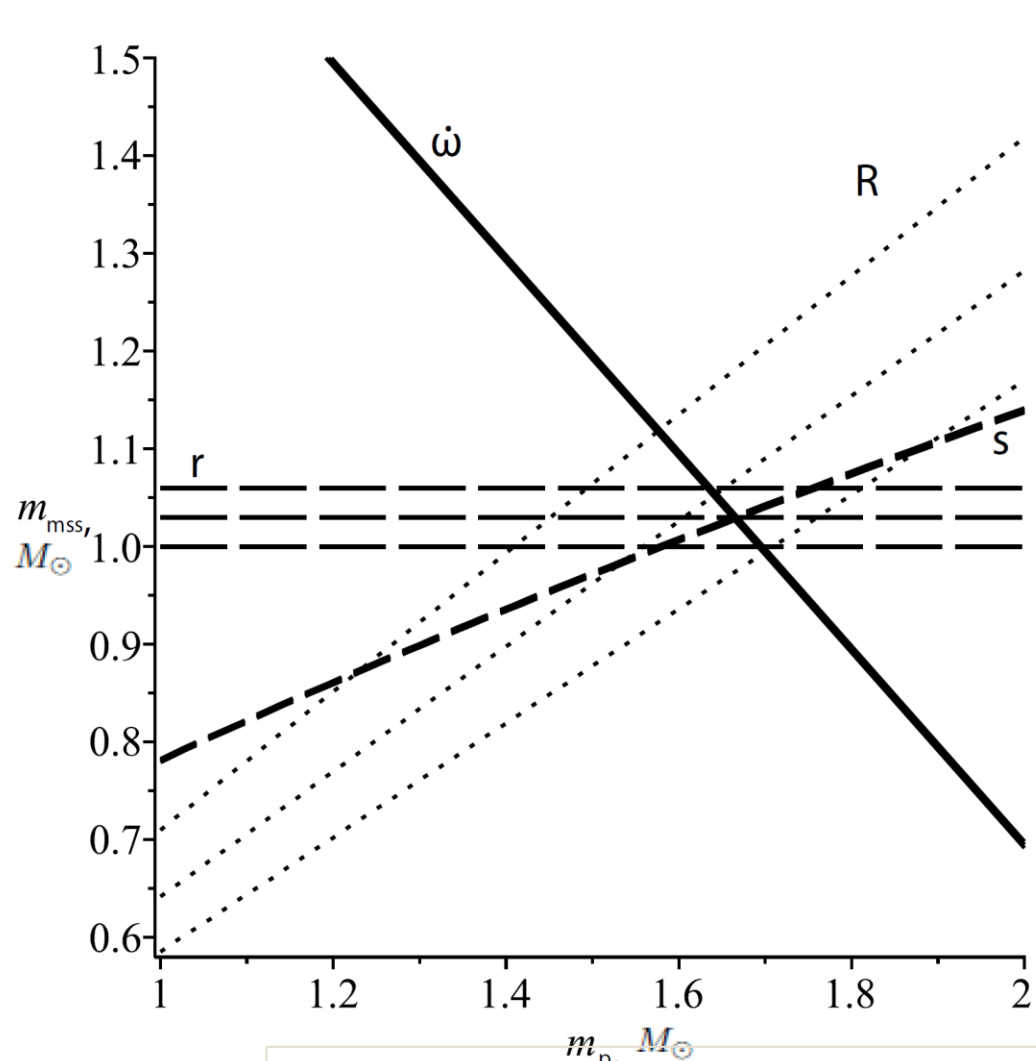
Parameter	Physical meaning	Experimental value
$\dot{\omega}$	secular advance of the periastron	16.89947(68) deg /year
s	”shape” of the Shapiro time delay	0.99974(39, +16)
r	”range” of the Shapiro time delay	6.21(33) μ s
\dot{P}_b^{obs}	secular change of the orbital period	$-1.252(17) \times 10^{-12}$
$\dot{P}_b^{obs} / \dot{P}_b^{GR}$	relation between \dot{P}_b^{obs} and \dot{P}_b^{GR}	1.003(14)



$1.3374 M_{\odot} < m_1 < 1.3440 M_{\odot}$ $1.2482 M_{\odot} < m_2 < 1.2537 M_{\odot}$ $\varphi_0 < 0.001$
 OTO: $1.3374 M_{\odot} < m_1 < 1.3388 M_{\odot}$ $1.2482 M_{\odot} < m_2 < 1.2496 M_{\odot}$

PSR J1903+0327

Параметр	Физический смысл	Экспериментальное значение
P_b (day)	орбитальный период	95.174118753(14)
e	эксцентриситет	0.436678409(3)
$x(lt - s)$	проекция большой полуоси орбиты пульсара	105.5934643(5)
$\dot{\omega}$ (deg/yr)	вековое изменение долготы периастра	0.0002400(2)
s	параметр задержки Шапиро	0.9760(15)
r (μs)	параметр задержки Шапиро	1.03(3)
$R = \frac{m_p}{m_{mss}}$	отношение масс	1.55(20)



a)

$1.021 M_{\odot} < m_1 < 1.08 M_{\odot}$	$1.646 M_{\odot} < m_2 < 1.785 M_{\odot}$	$\varphi_0 < 0.02$
OTO: $1.021 M_{\odot} < m_1 < 1.037 M_{\odot}$	$1.646 M_{\odot} < m_2 < 1.688 M_{\odot}$	

Основные результаты работы 3

- Получены аналитические выражение для 4 ППК параметров гибридной $f(R)$ -гравитации для случая орбиты с эксцентриситетом
- На основании данных систем PSR J0737-3039 и PSR J1903+0327 наложены ограничения на фоновое значение скалярного поля, причем первая система дает более строгое ограничение
- Найдены предсказания для масс компонентов двойных систем и показано, что гибридная $f(R)$ -гравитация предсказывает более широкий диапазон возможных масс, чем ОТО

ПОЛНЫЙ СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ

- Статьи в журналах

1. N.A. Avdeev, **P.I. Dyadina**, S.P. Labazova, “Test of Hybrid Metric-Palatini $f(R)$ -Gravity in Binary Pulsars”// Journal of Experimental and Theoretical Physics, 131, 4, с. 537-547, 2020
2. **P. Dyadina**, N. Avdeev, S. Alexeyev, “Horndeski gravity without screening in binary pulsars”// Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 483, 1, с. 947-963, 2019
3. **P.I. Dyadina**, S.P. Labazova, S.O. Alexeyev, “Post-Newtonian limit of hybrid metric-Palatini $f(R)$ -gravity”// Journal of Experimental and Theoretical Physics, 156, 11, с. 838-848, 2019
4. N. Avdeev, **P. Dyadina**, S. Alexeyev “Manifestations of Horndeski theory in binary systems with pulsars”// EPJ Web of Conferences, 191, с. 07011, 2018
5. **P. Dyadina**, S. Labazova, “The post-Newtonian limit of hybrid $f(R)$ -gravity”// EPJ Web of Conferences, 191, с. 07009, 2018
6. **P. Dyadina**, S. Alexeyev, M. De Laurentis, S. Capozziello, “Verification of $f(R)$ -gravity in binary pulsars”// EPJ Web of Conferences, 125, с. 03005, 2016
7. **Dyadina P.I.**, Alexeyev S.O., Capozziello S., De Laurentis M., Rannu K.A. “Strong-field tests of $f(R)$ -gravity in binary pulsars”// Journal of Modern Physics: Conference Series, том 41, с. 1660131-1-1660131-9, 2016
8. S.O. Alexeyev, K.A. Rannu, **P.I. Dyadina**, B.N. Latosh, S.G. Turyshev, “Observational Limits on Gauss-Bonnet and Randall-Sundrum Gravities”// Journal of Experimental and Theoretical Physics, 120, 6, с. 966-973, 2015
9. **P.I. Dyadina**, B.N. Latosh, S.O. Alexeyev “On evaporation of Randall-Sundrum black holes”// Journal of Physics: Conference Series, 600, с. 012034-01-012034-04, 2015
10. K.A. Rannu, **P.I. Dyadina**, S.O. Alexeyev “Post-Newtonian limits for Randall-Sundrum model”// Journal of Physics: Conference Series, 600, с. 012049-1-012049-4, 2015
11. К.А. Ранну, **П.И. Дядина** “Экспериментальные проверки расширенных теорий гравитации”// Ученые записки физического факультета Московского Университета, 4, с. 134801-1-134801-4, 2013

ПОЛНЫЙ СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ

- Статьи в сборниках

1. **P.I. Dyadina**, S.O. Alexeyev, K.A. Rannu, S. Capozziello, M. De Laurentis “Tests of $f(R)$ -gravity in binary pulsars”// Proceedings of the Fourteenth Marcel Grossman Meeting on General Relativity, 2017
2. **P.I. Dyadina**, B.N. Latosh, S.O. Alexeyev “On evaporation of Randall-Sundrum black holes”// Proceedings of the 18th international seminar QUARKS-2014, 2015
3. K.A. Rannu, S.O. Alexeyev, **P.I. Dyadina** “Post-Newtonian limits for brane-world model”// Proceedings of the 18th international seminar QUARKS-2014, 2015
4. **P.I. Dyadina**, S.O. Alexeyev, K.A. Rannu “STRONG-FIELD TESTS OF $f(R)$ -GRAVITY IN BINARY PULSARS”// Proceedings of the 50th rencontres de Moriond. (Gravitation: 100 years after GR), серия 50th Rencontres de Moriond, 1, с. 371-376, 2015
5. K.A. Rannu, S.O. Alexeyev, **P.I. Dyadina** “PPN formalism in higher order curvature gravity. Spherically symmetric case”// Proceedings of the 17th international seminar QUARKS-2012, 2, с. 217-221, 2013
6. K.A. Rannu, S.O. Alexeyev, **P.I. Dyadina** “Post-newtonian limits for brane-world model”// PROCEEDINGS of The International Workshop and School Black and Dark Topics in Modern Cosmology and Astrophysics, 2013
7. **P.I. Dyadina**, K.A. Rannu, S.O. Alexeyev “Post-newtonian limits for lovelock gravity with scalar field”// PROCEEDINGS of The International Workshop and School Black and Dark Topics in Modern Cosmology and Astrophysics, 2013

- Книги

1. S. Euro, S. Anais, G.E. Romero, N.D. Pappas, L.S. Jackson, S.O. Alexeyev, K.A. Rannu, **P.I. Dyadina**, B.N. Latosh, M. Davood, M. Ratbay “Advances in Black Holes Research: Observational Limits on Modern Extended Gravity Models”// место издания Nova Publishers Нью-Йорк, США, ISBN 978-1-63463-168-6, 14 с., 2015

Результаты работы

- В 2019 году защитила кандидатскую диссертацию по теме «Астрофизические следствия скалярно-тензорных моделей и теорий с высшими поправками по кривизне» под руководством внс, д.ф.-м.н. С.О. Алексеева
- соавтор 19 статей, из них 8 статей WoS (1 в top 25% журналах)
- 14 докладов на конференциях
- руководителем гранта РФФИ в категории «мол_а» (2018-2019 гг)
- являлась соруководителем 2 курсовых работ студентов 4 курса (Авдеева Н.А.(2016) и Лабазовой С.П.(2017))
- персональный рейтинг сотрудника согласно данным системы ИСТИНА составляет 1126,4 баллов.

Планы для дальнейшей работы

- Проверка гибридной $f(R)$ -гравитации с использованием данных гравитационно-волновых детекторов LIGO/VIRGO за счет вычисления поправочные члены по амплитуде, фазе и поляризации гравитационных волн относительно соответствующих результатов в ОТО.
- Исследование эффективной однопетлевой скалярно-тензорной гравитации в первом постньютоновском приближении, получение постньютоновской метрики и наложение ограничений на параметры модели.



Спасибо за
внимание!

Экранирующие механизмы

- Вайнштейна (Vainshtein A. I., 1972, Phys. Lett. B 39, 393)
- Хамелионный (J. Khoury and A. Weltman, 2004, Phys. Rev. D69, 044026)
- Симметронный (K. Hinterbichler and J. Khoury, 2010, Phys. Rev. Lett. 104, 231301)
- Дилатонный (T. Damour and A. M. Polyakov, 1994, Nucl. Phys. B 423, 532)

Цели и задачи работы 1.

- Получить аналитическое выражение изменения орбитального периода двойных систем с пульсаром в теории Хорндески без учета эффектов экранирования
- Проверить соответствие выводов теории Хорндески наблюдательным данным систем PSR J0737-3039 и PSR J1738+0333
- Применить найденные ограничения к частным случаям теории Хорндески: гибридной $f(R)$ -гравитации, массивной теории Бранса-Дикке

Цели и задачи работы 2

- Проверить корректность предсказаний гибридной $f(R)$ -гравитации для наблюдательных данных Солнечной системы, получив выражения для постньютоновских параметров β , ξ , ζ_1 , ζ_2 , ζ_3 , ζ_4 , α_1 , α_2 , α_3
- Получить ограничения на фоновое значение скалярного поля

Цели и задачи работы 3

- Проверка гибридной $f(R)$ -гравитации с использованием наблюдательных данных посредством применения параметризованного посткеплеровского формализма
- Получение предсказаний для масс объектов входящих в двойную систему и сравнение полученного диапазона с предсказаниями ОТО

Like in the pure metric and Palatini cases [55,56], the action (1) for the hybrid metric-Palatini theory can be turned into that of a scalar-tensor theory by introducing an auxiliary field A such that

$$S = \frac{1}{2\kappa^2} \int d^4x \sqrt{-g} [\Omega_A R + f(A) + f_A(\mathcal{R} - A)] + S_m , \quad (11)$$

where $f_A \equiv df/dA$ and we have included a coupling constant Ω_A for generality. Note that $\Omega_A = 1$ for the original hybrid metric-Palatini theory [28]. Rearranging the terms and defining $\phi \equiv f_A$, $V(\phi) = Af_A - f(A)$, Eq. (11) becomes

$$S = \frac{1}{2\kappa^2} \int d^4x \sqrt{-g} [\Omega_A R + \phi \mathcal{R} - V(\phi)] + S_m . \quad (12)$$

$$\begin{aligned}
g_{00} = & -1 + \frac{\rho_0}{4\pi(1+\phi_0)c^2} \int \frac{e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \left(1 - \frac{\rho_0}{3} e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}'|}\right) d^3\vec{r}' - \frac{\rho_0}{32\pi^2(1+\phi_0)^2c^4} \\
& \times \int \frac{\rho'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}'|}\right) \frac{\rho''}{|\vec{r}-\vec{r}''|} \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}''|}\right) d^3\vec{r}' d^3\vec{r}'' \\
& + \frac{k^4}{32\pi^2(1+\phi_0)^2c^4} \frac{\phi_0(1+\phi_0)}{18} \int \frac{\rho'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}'|} \frac{\rho''}{|\vec{r}-\vec{r}''|} e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}''|} d^3\vec{r}' d^3\vec{r}'' \\
& + \frac{k^2}{4\pi(1+\phi_0)c^4} \int \frac{\Pi'\rho'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}'|}\right) d^3\vec{r}' \\
& + \frac{k^2}{2\pi(1+\phi_0)c^4} \int \frac{\rho'v^2}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d^3\vec{r}' + \frac{3k^2}{4\pi(1+\phi_0)c^4} \int \frac{p'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \\
& \times \left(1 + \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}'|}\right) d^3\vec{r}' + \frac{k^4}{32\pi^2(1+\phi_0)^2c^4} \int \frac{\rho'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \\
& \times \left[1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}'|}\right] d^3\vec{r}' \int \frac{\hat{\rho}}{|\vec{r}'-\hat{\vec{r}}|} \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi|\vec{r}'-\hat{\vec{r}}|}\right) d^3\hat{\vec{r}} \\
& + \frac{3k^4}{32\pi^2(1+\phi_0)^2c^4} \int \frac{\rho'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \left[1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}'|}\right] d^3\vec{r}' \int \frac{\hat{\rho}}{|\vec{r}'-\hat{\vec{r}}|} \\
& \times \left(1 + \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi|\vec{r}'-\hat{\vec{r}}|}\right) d^3\hat{\vec{r}} - \frac{k^4}{16\pi^2(1+\phi_0)^2c^4} \int \frac{\rho'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \\
& \times \left[1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}'|}\right] d^3\vec{r}' \int \frac{\hat{\rho}}{|\vec{r}'-\hat{\vec{r}}|} \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi|\vec{r}'-\hat{\vec{r}}|}\right) d^3\hat{\vec{r}} \\
& + \frac{k^4}{16\pi^2(1+\phi_0)^2c^4} \frac{\phi_0(1+\phi_0)}{18} \int \frac{\rho'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}'|} d^3\vec{r}' \int \frac{\hat{\rho}}{|\vec{r}'-\hat{\vec{r}}|} e^{-m_\psi|\vec{r}'-\hat{\vec{r}}|} d^3\hat{\vec{r}} \\
& + \frac{(7\phi_0+1)k^4\phi_0}{2304\pi^3(1+\phi_0)^2c^4} m_\psi^2 \int \frac{e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d^3\vec{r}' \left(\int \frac{\hat{\rho}}{|\vec{r}'-\hat{\vec{r}}|} e^{-m_\psi|\vec{r}'-\hat{\vec{r}}|} \right. \\
& \times \left. \frac{\rho''}{|\vec{r}'-\vec{r}''|} e^{-m_\psi|\vec{r}'-\vec{r}''|} d^3\hat{\vec{r}} d^3\vec{r}'' \right) + \frac{k^4\phi_0}{192\pi^3(1+\phi_0)^2c^4} m_\psi \\
& \times \int \frac{e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d^3\vec{r}' \left(\int \frac{\hat{\rho}}{|\vec{r}'-\hat{\vec{r}}|} e^{-m_\psi|\vec{r}'-\hat{\vec{r}}|} \frac{\rho''}{|\vec{r}'-\vec{r}''|} e^{-m_\psi|\vec{r}'-\vec{r}''|} d^3\hat{\vec{r}} d^3\vec{r}'' \right) \\
& + \frac{k^4\phi_0^2}{1728\pi^3c^4} [V'' - \frac{\phi_0}{2}V'''] \int \frac{e^{-m_\psi|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d^3\vec{r}' \left(\int \frac{\hat{\rho}}{|\vec{r}'-\hat{\vec{r}}|} e^{-m_\psi|\vec{r}'-\hat{\vec{r}}|} \right. \\
& \times \left. \frac{\rho''}{|\vec{r}'-\vec{r}''|} e^{-m_\psi|\vec{r}'-\vec{r}''|} d^3\hat{\vec{r}} d^3\vec{r}'' \right),
\end{aligned}$$

ППН метрика

$$\begin{aligned} g_{0i} = & - \frac{k^2}{4\pi(1 + \phi_0)c^3} \int \frac{\rho' v'_i}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \left(1 + \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi |\vec{r} - \vec{r}'|} \right) d^3 \vec{r}' \\ & - \frac{3k^2}{16\pi(1 + \phi_0)c^3} \int \frac{\rho' v'_i}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \left(1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi |\vec{r} - \vec{r}'|} \right) d^3 \vec{r}' \\ & - \frac{k^2}{16\pi(1 + \phi_0)c^3} \int \frac{\rho' x'_i (\vec{v}' \cdot \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \left[1 - \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi |\vec{r} - \vec{r}'|} \right] d^3 \vec{r}', \\ g_{ij} = & \delta_{ij} \left(1 + \frac{k^2}{4\pi(1 + \phi_0)c^2} \int \frac{\rho'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \left(1 + \frac{\phi_0}{3} e^{-m_\psi |\vec{r} - \vec{r}'|} \right) d^3 \vec{r}' \right). \end{aligned}$$

$$v_{\psi}(\omega) = c \sqrt{1 - m_{\psi}^2 c^2 / \omega^2}$$

$$\square\theta_{\mu\nu} = -\frac{16\pi}{c^4 G_{4(0,0)}} T_{\mu\nu}, \quad \square\varphi - m_\varphi^2 \varphi = \frac{16\pi}{c^4} c_\varphi S,$$

где

$$m_\varphi^2 = \frac{G_{2(2,0)}}{2G_{3(1,0)} - G_{2(0,1)} - 3\frac{G_{4(1,0)}^2}{G_{4(0,0)}}}, \quad S = T - \frac{2G_{4(0,0)}}{G_{4(1,0)}} \frac{\partial T}{\partial \varphi},$$

$$c_\varphi = -\frac{G_{4(1,0)}}{2G_{4(0,0)} \left(2G_{3(1,0)} - G_{2(0,1)} - 3\frac{G_{4(1,0)}^2}{G_{4(0,0)}} \right)}.$$

$$\theta_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h - \frac{G_{4(1,0)}}{G_{4(0,0)}}\eta_{\mu\nu}\varphi,$$

$$\theta = -h - 4\frac{G_{4(1,0)}}{G_{4(0,0)}}\varphi.$$

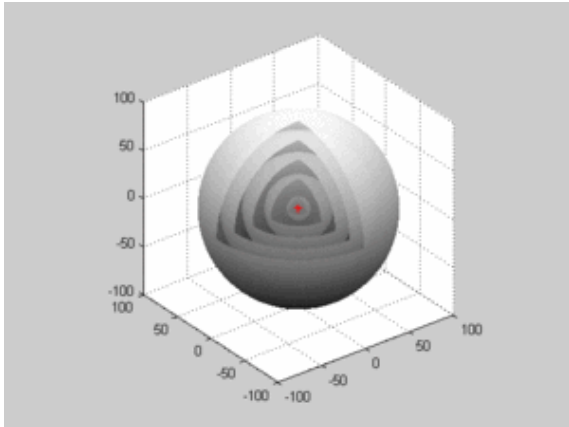
$$\vec{a}_a = - \sum_{a \neq b} \frac{\mathcal{G}_{ab} m_b}{r_{ab}^2} \hat{r}_{ab},$$

$$\mathcal{G}_{ab} = \frac{1}{G_{4(0,0)}} \left[1 + 2c_\varphi G_{4(1,0)} \left(1 - \frac{2s_b G_{4(0,0)}}{\phi_0 G_{4(1,0)}} \right) - \frac{4s_a c_\varphi G_{4(0,0)}}{\phi_0} \left(1 - \frac{2s_b G_{4(0,0)}}{\phi_0 G_{4(1,0)}} \right) \right].$$

$$a^3 (2\pi/P_b)^2 = \mathcal{G}_{12} m$$

$$t_{\gamma}^{\alpha} = \frac{c^4}{16\pi} \left[\frac{G_{4(0,0)}}{2} \partial_{\gamma} \theta_{TT}^{\mu\nu} \partial^{\alpha} \theta_{\mu\nu}^{TT} + \frac{G_{4(1,0)}}{2G_{4(0,0)}c_{\varphi}} \partial_{\gamma} \varphi \partial^{\alpha} \varphi \right. \\ \left. + \delta_{\gamma}^{\alpha} \left(G_{2(2,0)} \varphi^2 - \frac{G_{4(0,0)}}{4} \partial_{\alpha} \theta_{TT}^{\mu\nu} \partial^{\alpha} \theta_{\mu\nu}^{TT} - \frac{G_{4(1,0)}}{4G_{4(0,0)}c_{\varphi}} \partial_{\mu} \varphi \partial^{\mu} \varphi \right) \right].$$

$$\langle \dot{E} \rangle = -cr^2 \int d\Omega \langle t_{0r} \rangle,$$



$$\theta_{ij}(t, r) \sim 1/r f_{ij}(t - r/c)$$

$$\begin{aligned} \langle \dot{E}_g \rangle &= \frac{c^5 r^2}{16\pi} \int d\Omega \left\langle \frac{G_{4(0,0)}}{2} \partial_0 \theta_{TT}^{\mu\nu} \partial_r \theta_{\mu\nu}^{TT} \right\rangle \\ &= -\frac{c^5 r^2 G_{4(0,0)}}{32\pi} \int d\Omega \langle \partial_0 \theta_{TT}^{\mu\nu} \partial_0 \theta_{\mu\nu}^{TT} \rangle. \end{aligned}$$

$$\varphi = -\frac{4c_\varphi}{rc^4} \int_0^\infty dz J_1(z) \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{c^l l!} \frac{\partial^l}{\partial t^l} \int_N d^3 \vec{r}' (\vec{n} \times \vec{r}')^l \left[S(t - r/c, \vec{r}') - \frac{S(t - ru(r, z)/c, \vec{r}')}{u^{l+1}(r, z)} \right],$$

$$\varphi = \frac{4c_\varphi}{rc^2} \int_0^\infty dz J_1(z) \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{c^l l!} n_L \partial_t^l \mathcal{M}_l^L,$$

где

$$\mathcal{M}_l^L = \mathcal{M}_l^{i_1 i_2 \dots i_l}(t, r, z) = \sum_a \left(M_a(t - r/c) r_a^L(t - r/c) - u^{-(l+1)}(r, z) M_a(t - ru(r, z)/c) r_a^L(t - ru(r, z)/c) \right)$$

и

$$\begin{aligned} M_a(t) = & m_a \left[1 - 2 \frac{G_{4(0,0)}}{G_{4(1,0)}} \frac{s_a}{\phi_0} - \frac{v_a^2}{2c^2} \left(1 - \frac{2G_{4(0,0)}}{G_{4(1,0)}} \frac{s_a}{\phi_0} \right) - 3 \sum_{b \neq a} \frac{m_b}{r_{ab}(t) c^2 G_{4(0,0)}} \left(1 - \frac{2G_{4(0,0)}}{G_{4(1,0)}} \frac{s_b}{\phi_0} \right) \right. \\ & + \frac{6G_{4(1,0)} c_\varphi}{c^2 G_{4(0,0)}} \sum_{b \neq a} \frac{m_b}{r_{ab}(t)} e^{-m_\varphi R} \left(1 - \frac{2G_{4(0,0)}}{G_{4(1,0)}} \frac{s_b}{\phi_0} \right) - \sum_{b \neq a} \frac{m_b}{r_{ab}(t) c^2} e^{-m_\varphi R} \left(1 - \frac{2G_{4(0,0)}}{G_{4(1,0)}} \frac{s_b}{\phi_0} \right) \\ & \left. \times \left(\frac{8c_\varphi s_a}{\phi_0} - \frac{8}{\phi_0} \frac{2G_{4(0,0)}}{G_{4(1,0)}} (s'_a - s_a^2 + s_a) c_\varphi \right) \right]. \end{aligned}$$

$$\partial_0 \varphi = \frac{4c_\varphi}{rc^2} \int_0^\infty dz J_1(z) \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{c^{l+1} l!} n_L \partial_t^{l+1} \mathcal{M}_l^L,$$

$$\partial_r \varphi = -\frac{4c_\varphi}{rc^2} \int_0^\infty dz J_1(z) \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{c^{l+1} l!} n_L \partial_t^{l+1} \mathcal{M}_{l+1}^L,$$

$$\langle \dot{E}_\varphi \rangle = \frac{c^5 r^2}{16\pi} \int d\Omega \left\langle \frac{G_{4(1,0)}}{2G_{4(0,0)} c_\varphi} \partial_0 \varphi \partial_r \varphi \right\rangle.$$

