

УДК 524.354.6:531.51

## МОДЕЛИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В ОБОБЩЕННОЙ БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

М. Р. АВАКЯН, Л. Ш. ГРИГОРЯН, А. А. СААРЯН

Поступила 16 июля 1991  
Принята к печати 25 июля 1991

Исследованы модели сверхплотных небесных тел в рамках биметрической теории с переменной гравитационной постоянной. По сравнению с аналогичными выводами ОТО разница пренебрежимо мала для белых карликов и заметна для нейтронных звезд, если безразмерный параметр теории  $|\xi| \ll 100$ . В случае  $-3/7 < \xi < 0$  возможно существование статических, сверхплотных и сверхмассивных конфигураций.

Среди неэйнштейновских вариантов теории гравитации выделяются скалярно-тензорные [1-7] и биметрические [7-10] теории, до недавнего времени существовавшие независимо друг от друга. В [11-14] была предложена комбинированная скалярно-тензорно-биметрическая теория (СТБТ), в которой гипотеза Дирака [15,16] о переменности гравитационной постоянной сочетается с биметрической формулировкой ОТО [8,17]. По замыслу СТБТ должна была выгодно отличаться от отдельно взятых скалярно-тензорных и биметрических теорий. Ожидания в известной степени оправдались [11-13]. В скалярно-тензорных теориях без фоновой метрики (теория Йордана-Бранса-Дикке [1-3] и др.) согласие с данными наблюдений в солнечной системе имеется при  $|\xi| \geq 500$  [7] ( $\xi$  безразмерный параметр теории), а в СТБТ - при значительно более слабом условии [11,12]

$$|\xi| \gg 4 \cdot 10^{-6}. \quad (1)$$

Это связано с тем, что в слабом и умеренном гравитационных полях СТБТ отличается от ОТО меньше, чем каждая из теорий, лежащих в ее основе. Поляризация слабой гравитационной волны в СТБТ такая же, что и в ОТО, тогда как, например, в биметрической теории Розена [7-9] такого совпадения нет. Отличия между СТБТ и ОТО могут проявляться только в сильных гравитационных полях (нейтронные звезды, тесные двойные системы, космологические модели). В настоящей работе исследованы статические сферически-симмет-

ричные звездные конфигурации из вырожденного сверхплотного вещества в рамках наипростейшего варианта СТБТ - обобщенной биметрической теории (ОБТ) [11,12]. Действие гравитирующих масс в ОБТ определяется выражением

$$S = \frac{1}{c} \int \left( -\frac{1}{2} \varphi \Lambda_g + \frac{1}{2} \zeta g^{ik} \frac{\varphi_i \varphi_k}{\varphi} + L_m \right) \sqrt{-g} d^4x, \quad (2)$$

где  $\varphi$  - динамическое скалярное поле,  $\varphi_i = \partial \varphi / \partial x^i$ ,  $L_m$  - плотность лагранжiana материи и негравитационных полей,

$$\Lambda_g = g^{ik} (\bar{\Gamma}^i_l \bar{\Gamma}^k_n - \bar{\Gamma}^i_k \bar{\Gamma}^l_n), \quad \bar{\Gamma}^i_k = \Gamma^i_k - \check{\Gamma}^i_k. \quad (3)$$

$\bar{\Gamma}^i_{ik}$  - тензор аффинной деформации,  $\Gamma^i_{ik}$  и  $\check{\Gamma}^i_{ik}$  - символы Кристоффеля, соответствующие  $g_{ik}$  (метрика фонового плоского пространства - времени) и  $\gamma_{ik}$  (метрика фонового плоского пространства - времени). В случае скалярно-тензорных теорий [1-7] в (2) вместо  $\Lambda_g$  фигурирует скалярная кривизна пространства - времени

$$R = \Lambda_g + W^i_{;i} \quad W^i = g^{mn} \bar{\Gamma}^i_{mn} - g^{in} \bar{\Gamma}^m_{nm}. \quad (4)$$

Из-за переменности  $\varphi$  уравнения гравитационного поля, соответствующие (2), (3) (см. [11,12]), существенно отличаются от уравнений теории Йордана-Бранса-Дикке [1-3].

Для статических сферически - симметричных звездных конфигураций удобно выбрать сферическую систему координат с началом в центре небесного тела. В этом случае квадрат интервала плоского пространства - времени

$$\gamma_{ik} dx^i dx^k = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (5)$$

а соответствующий ему квадрат интервала искривленного пространства - времени

$$g_{ik} dx^i dx^k = e^\nu c^2 dt^2 - e^\lambda dr^2 - e^\mu r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (6)$$

Здесь  $\nu$ ,  $\lambda$  и  $\mu$  - функции радиальной координаты  $r$ , стремящиеся к нулю на бесконечности. Необходимо иметь также уравнение состояния  $\rho = \rho(P)$  вырожденного сверхплотного вещества [4,6,18] ( $\rho c^2$  - плотность энергии, а  $P$  - давление материи). Зависимость  $\nu$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $\varphi$  и  $P$  от  $r$  определяется численным

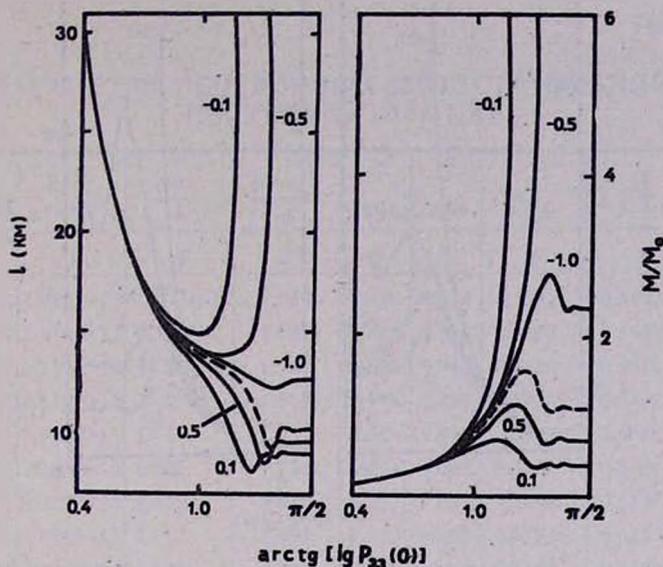


Рис. 1. Истинный радиус  $l$  и масса  $M$  нейтронной звезды в зависимости от центрального давления  $P(0)$ . Рядом с кривыми указаны значения параметра  $\xi$ ,  $P_{33} = P / 10^{33} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$ . Пунктирные кривые соответствуют результатам ОТО ( $\xi = \infty$ ). Уравнение состояния [4].

интегрированием уравнений поля внутри небесного тела и последующей сшивкой  $\nu$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$  и  $\varphi$  с внешним аналитическим решением. Уравнения поля и внешние решения приведены в [11,12]. Заметим только, что

$$\mu(r) = \lambda(r) \tag{7}$$

как внутри, так и вне небесного тела. В [11,12] это равенство выведено непосредственно из уравнений поля. Однако проще воспользоваться уравнением [14]

$$(\varphi_l \tilde{g}^{lk} - \varphi_l \tilde{g}^{lk})_{|k} = 0, \quad \tilde{g}^{lk} = \sqrt{-g} g^{lk}, \tag{8}$$

где вертикальная черта означает операцию ковариантного дифференцирования по метрике  $\gamma_{ik}$ . В ОТО (8) удовлетворяется тождественно, поскольку

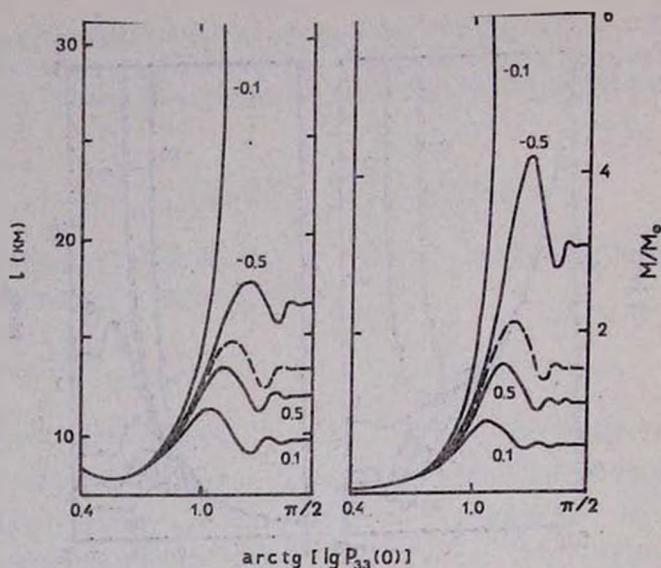


Рис.2. Те же кривые, что и на рис. 1, для уравнения состояния [18].

$$\varphi = c^2/8\pi G_0 = \text{const}, \quad (9)$$

$G_0$  - ньютонская гравитационная постоянная. В нашем случае из-за переменности  $\varphi$  (8) имеет нетривиальное решение (7).

После задания значений  $\zeta$  и давления  $P(0)$  в центре конфигурации величины  $\nu(0)$ ,  $\lambda(0)$ ,  $\varphi(0)$  и тяготеющая масса

$$M = \int (\rho + \frac{3P}{c^2}) \sqrt{-g} d^3x \quad (10)$$

определяются условиями сшивки внутреннего и внешнего решений на поверхности небесного тела  $r = r_1$ , где  $P(r_1) = 0$ . Формула (10) для полной массы постоянного гравитационного поля и материи, выведенная Толменом [19] в рамках ОТО, справедлива также в СТБТ [11, 12, 20]. Параметры конфигурации ( $M$ , число барионов  $N$ , истинный радиус  $l$  и др.) образуют двухпараметрическое семейство решений, определяемое  $\zeta$  и  $P(0)$ . На рис. 1 и 2 приведены кривые зависимости истинного радиуса

$$l = \int_0^{r_1} e^{\lambda/2} dr \quad (11)$$

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД С УРАВНЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ ГАЗА [18]

$\xi$	$P(0)$ (эрг·см <sup>-3</sup> )	$\rho(0)$ (г·см <sup>-3</sup> )	$\frac{G(0)}{G_0}$	$\frac{G(r_1)}{G_0}$	$r_1$ (км)	$l$ (км)	$\frac{M}{M_\odot}$	$\frac{N}{N_\odot}$	$\alpha$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0.1	1.000E+44	3.450E+23	7.474E+03	1.759	6.820	9.814	0.5851	0.5913	0.2371
	1.563E+39	5.618E+18	72.10	1.759	6.824	9.818	0.5857	0.5921	0.2370
	4.906E+38	1.777E+18	44.81	1.757	6.824	9.813	0.5848	0.5910	0.2368
	7.765E+37	2.870E+17	21.23	1.768	6.795	9.777	0.5834	0.5893	0.2385
	1.910E+37	7.067E+16	12.17	1.755	6.880	9.877	0.5973	0.6060	0.2347
	3.333E+36	1.260E+16	6.006	1.729	6.741	9.542	0.5532	0.5534	0.2381
	9.563E+35	3.842E+15	3.878	1.911	6.350	9.069	0.5452	0.5441	0.2629
	3.733E+35	1.694E+15	2.812	1.953	6.752	9.632	0.6572	0.6819	0.2499
	1.786E+35	9.771E+14	2.128	1.771	7.566	10.54	0.7989	0.8594	0.2137
	9.841E+34	6.819E+14	1.682	1.531	8.382	11.23	0.8939	0.9779	0.1726
	6.008E+34	5.407E+14	1.405	1.337	8.959	11.47	0.8944	0.9789	0.1357
	2.766E+34	4.213E+14	1.146	1.127	9.189	10.83	0.6764	0.7253	8.285E-02
	1.534E+34	3.759E+14	1.058	1.051	8.701	9.688	0.4257	0.4469	5.255E-02
	9.578E+33	3.547E+14	1.026	1.022	8.118	9.725	0.2601	0.2691	3.522E-02
	6.479E+33	3.432E+14	1.013	1.011	7.710	8.105	0.1634	0.1674	2.485E-02
3.570E+33	3.332E+14	1.005	1.004	7.631	7.863	8.750E-02	8.892E-02	1.586E-02	
-5	1.000E+44	3.450E+23	1.565E-02	0.5970	7.670	16.54	3.072	3.699	0.3558
	3.394E+42	1.182E+22	3.078E-02	0.5914	7.660	16.64	3.138	3.804	0.3570
	3.267E+40	1.157E+20	7.802E-02	0.6128	7.883	16.69	3.050	3.666	0.3477
	1.563E+39	5.618E+18	0.1395	0.6116	7.562	15.88	2.796	3.273	0.3558
	4.906E+38	1.777E+18	0.1708	0.5899	7.287	15.62	2.841	3.344	0.3661
	1.910E+37	7.067E+16	0.2883	0.5164	7.139	16.49	3.743	4.832	0.3803
	3.333E+36	1.260E+16	0.4061	0.5455	7.955	17.55	4.200	5.633	0.3582
	9.563E+35	3.842E+15	0.5393	0.6252	8.943	17.85	4.033	5.349	0.3203
	6.008E+34	5.407E+14	0.9198	0.9290	10.55	14.01	1.583	1.797	0.1372
	2.766E+34	4.213E+14	0.9709	0.9741	9.858	11.72	0.8531	0.9229	8.313E-02
	9.578E+33	3.547E+14	0.9948	0.9955	8.231	8.853	0.2720	0.2815	3.524E-02
	6.479E+33	3.432E+14	0.9974	0.9978	7.763	8.162	0.1670	0.1712	2.485E-02
	3.970E+33	3.332E+14	0.9989	0.9992	7.651	7.884	8.831E-02	8.975E-02	1.586E-02

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	1.677E+35	9.373E+14	0	0	∞	∞	∞	∞	0.2236
	1.669E+35	9.343E+14	3.528E-03	4.188E-03	52.16	237.8	2.899E+03	1.038E+04	0.2232
	1.603E+35	9.097E+14	3.074E-02	3.622E-02	28.67	80.65	181.6	401.9	0.2198
	9.841E+34	6.819E+14	0.3424	0.3761	14.77	23.91	7.315	9.686	0.1787
-1	6.008E+34	5.407E+14	0.6018	0.6325	12.43	17.18	2.820	3.332	0.1382
	2.766E+34	4.213E+14	0.8545	0.8687	10.41	12.47	1.020	1.112	8.331E-02
	9.578E+33	3.547E+14	0.9740	0.9775	8.309	8.941	0.2804	0.2904	3.526E-02
	6.479E+33	3.432E+14	0.9871	0.9892	7.799	8.202	0.1696	0.1739	2.486E-02
	3.970E+33	3.332E+14	0.9947	0.9960	7.664	7.898	8.885E-02	9.030E-02	1.586E-02

и массы  $M$  нейтронной звезды от центрального давления  $P(0)$  для ряда значений  $\xi$ . Используются уравнения состояния [4] (рис.1) и [18] (рис.2, табл.1). В табл.1 приведены значения "гравитационной постоянной"  $G = c^4/8\pi\rho$  в центре  $G(0)$  и на поверхности  $G(r_1)$  конфигурации, координатного радиуса  $r_1$ , полного числа барионов  $N$  и безразмерного параметра

$$\alpha = \frac{3}{M c^2} \int P \sqrt{-g} d^3x, \quad (12)$$

определяющего относительный вклад релятивистских эффектов. Результаты расчетов по ОБТ и ОТО по существу не отличаются друг от друга при  $|\xi| \geq 100$  (скалярно-тензорные теории переходят в ОТО при  $|\xi| \rightarrow \infty$ ). Отличия ничтожны также для конфигураций со слабыми и умеренными гравитационными полями (белые карлики и нейтронные звезды с  $M < M_1 \approx 0.3 M_\odot$ , если  $|\xi|$  не очень близко к нулю) и заметны для нейтронных звезд с  $M > M_1$  при  $|\xi| \ll 100$ . Наконец, в случае  $|\xi| \leq 1$  отклонения значительны. Интересна ситуация, когда уравнение

$$\xi + 2\alpha^2(P(0), \xi) = 0, \quad (13)$$

разрешимо относительно  $P(0)$ . Кривая зависимости решения этого уравнения  $P(0, \xi)$  от  $\xi$  приведена на рис.3 для уравнения состояния [18]. Решения

существуют при

$$\zeta_0 < \zeta < 0, \quad \zeta_0 = \begin{cases} -\frac{7}{8} & (a) \\ -\frac{3}{4} & (б) \end{cases} \quad (14)$$

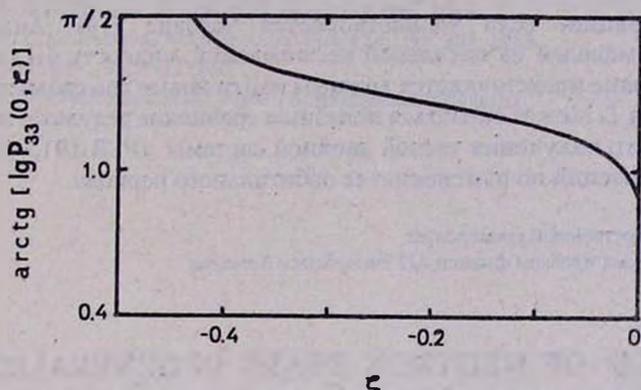


Рис.3. Те же кривые, что и на рис. 1, для уравнения состояния [18].

Случай (а) соответствует предельно жесткому уравнению состояния [4] с  $\lim_{P \rightarrow \infty} \rho c^2/P = 1$ , а случай (б) - уравнению состояния [18], учитывающему кварковую структуру адронов и свойство асимптотической свободы кварков:  $\lim_{P \rightarrow \infty} \rho c^2/P = 3 \cdot \zeta_0$  можно определить численно, но проще воспользоваться тем, что при  $\zeta < \zeta_0$  уравнения поля допускают решения с  $P(0) = \infty$ , а при  $\zeta_0 < \zeta < 0$  таких решений нет. С возрастанием центрального давления, когда  $P(0) \rightarrow P(0, \zeta)$ :

$$\varepsilon = 1 + \frac{2}{\xi} \alpha^2 (P(0), \zeta) \rightarrow 0, \quad (15)$$

имеют место аппроксимации

$$M \sim \varepsilon^{\beta - 1.5}, \quad l \sim \varepsilon^{-0.5}, \quad G(0)/G_0 \sim \varepsilon, \\ \varepsilon^{\nu(0)} \sim \varepsilon^{-\lambda(0)} \sim \varepsilon^{2\beta}; \quad \beta = \sqrt{-\xi/2}. \quad (16)$$

Они подтверждаются также результатами численных расчетов (табл.1, случай  $\xi = -0.1$ ). Как видим, ОБТ допускает возможность существования статических, сверхплотных ( $l \ll G_0 M/c^2$ ) и сверхмассивных ( $M \gg M_\odot$ ) звездных конфигураций, если удовлетворяется условие (14). Аналогичный результат для моделей из идеальной несжимаемой жидкости был получен в [12]. В этом плане представляется важным найти новые (по сравнению с (1)) ограничения на  $\xi$ . Может оказаться полезным сравнение результатов анализа гравитационного излучения тесной двойной системы (PSR 1913+16 и др.) с данными наблюдений по изменению ее орбитального периода.

Ереванский государственный университет  
Институт прикладных проблем физики АН Республики Армения

## MODELS OF NEUTRON STARS IN GENERALIZED BIMETRIC THEORY OF GRAVITATION

M.R.AVAKIAN, L.SH.GRIGORIAN, A.A.SAHARIAN

Models of superdense celestial bodies are investigated in the framework of bimetric theory with a variable gravitational constant. Difference between the obtained results and those of General Relativity is negligible for white dwarfs and is noticable for neutron stars if the theory dimensionless parameter  $|\xi| \ll 100$ . Static, superdense and supermassive configurations may exist in the case  $-3/7 < \xi < 0$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. P.Jordan, *Schwerkraft und Weltall*, Braunschweig, Friedr. Vieweg and Sohn, 1955.
2. P.Jordan, *Z.Phys.*, 157, 112, 1959.
3. C.Brans, R.H. Dicke, *Phys.Rev.*, 124, 925, 1961.
4. Г.С.Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
5. С.Вайнберг, *Гравитация и космология*, Мир, М., 1975.
6. Ч.Мизнер, К.Торн, Дж. Уилер, *Гравитация*, Мир, М., 1977.
7. К.Уилл, *Теория и эксперимент в гравитационной физике*, Энергоатомиздат, М., 1985.
8. N.Rosen, *The III International School of Cosmology and Gravitation*, Erice 8-20 May, 1974., p.2
9. N.Rosen, *Ann. Phys.*, 84, 455, 1974.

10. *Н.А.Черников*, Локальная теория гравитации. Тр. II семинара ЛТФ "Гравитационная энергия и гравитационные волны." ОИЯИ Р2-90-245, Дубна, 1990, с.3.
11. *Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян*, *Астрофизика*, 31, 359, 1989.
12. *L.Sh.Grigorian, A.A.Saharian*, *Astrophys. and Space Sci.*, 167, 271, 1990.
13. *А.А.Саарян, Л.Ш.Григорян*, *Астрофизика*, 32, 491, 1990.
14. *А.А.Саарян, Л.Ш.Григорян*, *Астрофизика*, 33, 107, 1990.
15. *Р.А.М.Драс*, *Nature*, 139, 323, 1937.
16. *Р.А.М.Драс*, *Proc. Roy. Soc. London*, A165, 199, 1938.
17. *Я.Б.Зельдович, Л.П.Гришук*, *Успехи физ. наук*, 149, 695, 1986.
18. *L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian*, *Astrophys. and Space Sci.*, 95, 305, 1983.
19. *R.C.Tolman*, *Phys.Rev.*, 35, 875, 1930.
20. *М.Р.Авакян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян*, *Астрофизика* (в печати).