

УДК: 524.354.6

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В БИМЕТРИЧЕСКОЙ СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ. II. РЕШЕНИЯ С ПЕРЕМЕННЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

Л.Ш.ГРИГОРЯН^{1,2}, П.Ф.КАЗАРЯН², Г.Ф.ХАЧАТРЯН^{1,2}

Поступила 8 апреля 1997

Принята к печати 12 июня 1997

Найдены решения уравнений биметрической скалярно-тензорной теории гравитации с переменным скалярным полем для конфигураций из сверхплотного вещества с различными вариантами уравнения состояния. Установлена возможность существования статических сверхплотных и сверхмассивных конфигураций для всех использованных вариантов уравнения состояния сверхплотного вещества.

1. *Введение.* В первой части работы [1], а в дальнейшем и в [2] были найдены новые решения уравнений биметрической скалярно-тензорной теории гравитации (БСТТ) для нейтронных звезд. В этих решениях скалярное поле постоянно $\varphi = c^4/8\pi G \equiv \varphi_0$, а метрический тензор пространства-времени определяется уравнениями ОТО (G - ньютоновская гравитационная постоянная). Была определена фигурирующая в БСТТ фоновая метрика $\gamma_{\alpha\beta}$, соответствующая этой ветви решений уравнений поля. Наличие подобных решений указывает на то, что решения ОТО и $\varphi = \varphi_0$ являются частными решениями уравнений БСТТ для нейтронных звезд. Поэтому вопрос о согласии этих эйнштейновских решений уравнений БСТТ с данными наблюдений нейтронных звезд в тесных двойных системах и, в частности, в двойном пульсаре PSR1913+16 сводится к аналогичной задаче ОТО (см., например, [3]). Ранее в [4,5] были найдены неэйнштейновские решения уравнений БСТТ с переменным φ . Наличие двух ветвей приводит к необходимости физической интерпретации решений с переменным φ . Она возможна, поскольку существуют решения с $M/M_{\odot} \rightarrow \infty$ для конфигураций с давлением в центре $P(0) \rightarrow P_0(\zeta)$, где $P_0(\zeta)$ - некое значение, соответствующее равенству

$$\zeta c^4 M^2 + 18 \left(\int P \sqrt{-g} d^3x \right)^2 = 0. \quad (1)$$

Здесь P - давление в объеме конфигурации, M - масса, а ζ - безразмерный параметр теории. В [4,5] этот результат был получен для трех вариантов

уравнения состояния сверхплотного вещества (несжимаемая жидкость, а также два реальных уравнения состояния из [6,7]) и

$$-0.5 < \zeta < 0. \quad (2)$$

Он представляется важным и поэтому следует убедиться в его справедливости независимо от используемого варианта уравнения состояния сверхплотного вещества. Ниже приводятся результаты интегрирования уравнений БСТТ с переменным ϕ для четырех вариантов уравнения состояния.

2. Рассмотрим статическое сферически-симметричное небесное тело. Выберем систему координат с фоновой метрикой, определяемой выражением

$$\gamma_{ik} dx^i dx^k = c^2 dt^2 - du^2 - u^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\phi^2). \quad (3)$$

Из симметрии гравитационного поля, а также уравнений БСТТ следует [10], что для решений с переменным ϕ квадрат интервала пространства-времени должен определяться выражением

$$g_{ik} dx^i dx^k = e^\nu c^2 dt^2 - e^\lambda [du^2 + u^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\phi^2)] \quad (4)$$

(изотропная система координат), где ν и λ - функции радиальной координаты u .

Интегрирование уравнений БСТТ удобно начать с центра конфигурации. При этом необходимо удовлетворить условиям

$$u(\infty) = \lambda(\infty) = 0, \quad \phi(\infty) = \phi_0 \quad (5)$$

на бесконечности.

Введением функций

$$\begin{aligned} y_1 &= u - u(0); & y_2 &= \exp\left(\frac{y_1 + \lambda - \lambda(0)}{2}\right); & y_3 &= \frac{\rho}{\rho(0)c^2}; \\ y_4 &= \frac{\Phi}{\Phi(0)}; & \bar{\rho} &= \frac{\rho}{\rho(0)}, \end{aligned} \quad (6)$$

где ρ - плотность вещества, а

$$x = c u \sqrt{\frac{\rho(0)}{\Phi(0)} \exp[\lambda(0)]}. \quad (7)$$

- новая безразмерная переменная, можно избежать многократного интегрирования. В самом деле, в новых обозначениях уравнения поля [10] принимают вид

$$\begin{aligned}
 y_2 y_4 \dot{y}_1 &= \frac{y_5}{x^2}; & \ddot{y}_2 + \left(\frac{3}{x} + \frac{y_4}{y_4} \right) \dot{y}_2 &= \frac{2}{y_4} y_3 y_2^3 e^{-y_1}; \\
 \dot{y}_3 &= -\frac{1}{2} (\bar{c} + y_3) \dot{y}_1; & \zeta \frac{\dot{y}_4}{y_4} + 2 \frac{\dot{y}_2}{y_2} &= \frac{y_6}{y_5} \dot{y}_1; \\
 \dot{y}_5 &= x^2 y_2^3 (\bar{c} + 3 y_3) e^{-y_1}; & \dot{y}_6 &= 3 x^2 y_2^3 y_3 e^{-y_1}
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

с начальными условиями

$$\begin{aligned}
 y_1(0) &= y_2(0) = y_5(0) = y_6(0) = 0; \\
 y_2(0) &= y_4(0) = 1; & y_3(0) &= \frac{P(0)}{\rho(0) c^2},
 \end{aligned}
 \tag{9}$$

где точка означает дифференцирование по x . Выражения (8), (9) содержат $v(0)$, $\lambda(0)$, $\phi(0)$ и поэтому нет необходимости многократного интегрирования (8). При заданном уравнении состояния сверхплотного вещества $\rho = \rho(P)$ решения образуют двухпараметрическое семейство, определяемое ζ и $P(0)$.

3. Интегрируя (8) внутри небесного тела и сшивая найденные численные решения с аналитическими решениями этих уравнений в вакууме [10], можно определить массу, радиус, полное число барионов и другие параметры конфигурации. Нами было проведено интегрирование уравнений (8) для 4-х вариантов уравнения состояния из табл.1.

Таблица 1

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ИЗ [8,9]

Вариант	Таблица	Литература
1	2	[8]
2	7	[8]
3	2	[9]
4	7	[9]

Полученные результаты подтверждают вывод о существовании конфигураций с $M/M_\odot \rightarrow \infty$ при условии (2). На рис.1 приведена зависимость $P_0(\zeta)$ от параметра ζ . Рядом с кривыми указаны варианты уравнения состояния согласно табл.1. Кривые зависимости радиуса и массы конфигурации от центрального давления аналогичны приведенным в [4,5] и поэтому мы их здесь не приводим.

С возрастанием центрального давления $P(0)$ происходит ослабление гравитационного поля конфигурации ввиду ослабления скалярного поля ϕ , что способствует поддержанию гидростатического равновесия для масс

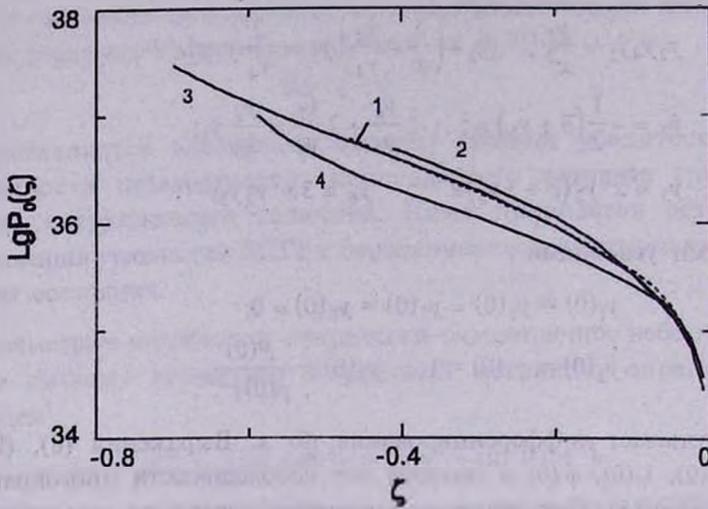


Рис.1. Зависимость центрального давления $P_0(\zeta)$ статических сверхплотных и сверхмассивных конфигураций от ζ . Цифрами указаны варианты уравнения состояния из табл.1.

больших, чем это имеет место для решений с постоянным ϕ . При $P(0) \rightarrow P_0(\zeta)$ уменьшение гравитационного поля становится настолько эффективным, что давление в центре конфигурации достигает насыщения и почти перестает расти при дальнейшем увеличении массы конфигурации $M/M_\odot \rightarrow \infty$.

Таким образом, решения уравнений БСТТ с переменным скалярным полем допускают существование статических сверхплотных и сверхмассивных ($M \gg M_\odot$) конфигураций. Этот вывод подтвержден численными расчетами для семи вариантов уравнения состояния, рассмотренных в [4,5] и данной работе. Конфигурации с $M \gg M_\odot$ можно использовать для построения сверхплотных (в обычном смысле) и сверхмассивных дозвездных тел, фигурирующих в космогонической концепции Амбарцумяна [11-13]. Кривые на рис.1 представляют зависимость центрального давления подобных конфигураций от параметра теории ζ .

С благодарностью отмечаем, что в расчетах использован PC Pentium, подаренный Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG).

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства науки и образования Республики Армения.

¹Институт прикладных проблем физики, Армения

²Ереванский государственный университет, Армения

NEUTRON STARS IN BIMETRIC SCALAR - TENSOR
THEORY OF GRAVITATION. II
SOLUTIONS WITH VARIABLE SCALAR FIELDL.SH.GRIGORIAN^{1,2}, P.F.KAZARIAN², H.F.KHACHATRIAN^{1,2}

The solutions of the field equations of Bimetric Scalar - Tensor Theory of gravitation with variable scalar field are investigated for configurations consisting of superdense matter with different versions of the equation of state. There are found solutions corresponding to static, superdense and supermassive configurations for all used versions of the equation of state.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Ш.Григорян, П.Ф.Казарян, Г.Ф.Хачатрян, *Астрофизика*, **40**, 391, 1997.
2. Л.Ш.Григорян, П.Ф.Казарян, Г.Ф.Хачатрян, *Астрофизика* (в печати).
3. К.Уилл, *Теория и эксперимент в гравитационной физике*, Энергоатомиздат, М., 1985.
4. L.Sh.Grigorian, A.A.Saharian, *Astrophys. Space Sci.*, **167**, 271, 1990.
5. М.Р.Авакян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян, *Астрофизика*, **35**, 121, 1991.
6. Г.С.Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
7. L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian, *Astrophys. Space Sci.*, **95**, 305, 1983.
8. W.D.Arnett, R.L.Bowers, *Astrophys. J.*, **33**, 415, 1977.
9. G.Bao, E.Østgaard, B.Dybvik, *Int. J. Mod. Phys.*, **D3**, 813, 1994.
10. Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян, *Астрофизика*, **31**, 359, 1989.
11. V.A.Ambartsumian, *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 944, 1958.
12. В.А.Амбарцумян, *Изв. АН Арм. ССР, сер. физ.-мат. наук*, **11**, 9, 1958.
13. В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, *Astrophys. Space Sci.*, **84**, 331, 1982.