

СМЕШАННАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ КОНФИГУРАЦИЯ С КОМПЛЕКСНЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ И НЕЙТРОННЫМ ВЕЩЕСТВОМ

Комплекстүү скалярдык талаа жана нейтрондук зат менен аралаш астрофизикалык
конфигурация

Mixed astrophysical configuration supported by a complex scalar field and neutron
Matter

Исследованы компактные астрофизические конфигурации, состоящие из комплексного скалярного поля и нейтронного вещества. Для таких систем найдены регулярные решения уравнений общей теории относительности, описывающие конфигурации с конечными размерами поверхности нейтронной жидкости. Определены основные физические характеристики рассматриваемых конфигураций (массы, размеры, распределение вещества). Показывается, что для исследуемых смешанных систем формулы, используемые для определения масс и размеров нейтронных звёзд по астрономическим наблюдательным данным, могут становиться неприменимыми.

Ключевые слова: комплексное скалярное поле; нейтронное вещество; компактные астрофизические конфигурации

Комплекстуу скалярдык талаадан жана нейтрондук заттан турган компакттуу астрофизикалык конфигурациялар изилденген. Мындай системалар учун нейтрондук суюктуктун бетинин акыркы влчвмдврунун конфигурациями сурвттвччу салыштырмалуулуктун жалпы теориясынын теңдемесинин регулярдык чыгарылышы алынган. Каралып жаткан конфигурациялардын (масса, влчвмдвр, заттын бвлуштурулуусу) негизги физикалык мунвзвмвлвру аныкталган. Изилдвв кврвктвндвй, астрономиялык байкоолордон алынган жыйынтыктардын негизинде нейтрондук жылдыздардын массасын жана влчвмун аныктоо учун колдонулган формулалардын аралаш системасы колдонууга болбой тургандыгы аныкталды.

Урунттуу свдвр: комплекстуу скалярдык талаа; нейтрондук зат; компакттуу астрофизикалык конфигурациялар

Compact astrophysical configurations consisting of a complex scalar field and neutron matter are studied. For such systems, regular solutions to the general-relativistic equations describing configurations with finite sizes of the neutron fluid surface are found. The main physical characteristics of the configurations under consideration are calculated (masses, sizes, matter distributions). It is shown that the formulae employed for determining masses and sizes of neutron stars using astronomical observational data may become inapplicable for the mixed systems in question.

Keywords: complex scalar field; neutron matter; compact astrophysical configurations

I. Введение

Несмотря на то, что в настоящее время имеется только одна экспериментально открытая элементарная скалярная частица - бозон Хиггса, - считается, что в природе могут также существовать и другие типы фундаментальных скалярных полей. Такие поля широко используются в физике элементарных частиц, а также при моделировании различных типов компактных астрофизических объектов и при описании космологической эволюции ранней и современной Вселенной. В частности, действительные и комплексные скалярные поля применяются при конструировании моделей гравитирующих конфигураций - так называемых бозонных звёзд [1-4]. В зависимости от массы и величины самодействия таких скалярных полей, получающиеся бозонные звёзды могут быть как микроскопическими, так и обладающими массами и размерами, сравнимыми с характеристиками других компактных объектов (например, нейтронных звёзд и чёрных дыр).

Однако можно представить себе ситуацию, когда бозонные звёзды содержат помимо скалярных полей и другие формы материи. Это может быть, например, нейтронное (барионное) вещество, которое входит в состав нейтронных звёзд. Получающиеся при этом смешанные конфигурации «скалярное поле плюс нейтронное вещество» будут обладать некоторыми специфическими особенностями, позволяющими отличать их от как от чисто бозонных систем, так и от обычных нейтронных звёзд [5-7].

В данной статье мы рассматриваем одну из таких возможностей, когда компактная астрофизическая система состоит из комплексного скалярного поля и нейтронного вещества. Нашей целью является выяснение возможности получения регулярных решений уравнений Эйнштейна, описывающих конфигурации с конечными размерами нейтронной жидкости. Для такого случая мы рассчитываем соответствующие физические характеристики смешанных объектов (массы, размеры, величины центрального и поверхностного красного смещения) и выясняем наблюдательные отличия таких систем от обычных нейтронных звёзд.

Для этого в разделе II мы выводим соответствующие гравитационные уравнения в рамках общей теории относительности. В разделе III описывается методика определения масс и размеров нейтронных звёзд на основе данных астрономических наблюдений. В разделе IV уравнения из раздела II решаются численно, и мы получаем основные физические характеристики рассматриваемых смешанных систем и сравниваем их с характеристиками обычных нейтронных звёзд. В заключительном разделе V мы суммируем полученные результаты.

II. Общие уравнения

Мы рассматриваем модель гравитирующих комплексного скалярного поля и нейтронного вещества. Для такой системы действие имеет вид

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\frac{c^4}{16\pi G} R + \frac{1}{2} [g^{\mu\nu} \partial_\mu \Phi^* \partial_\nu \Phi - V(|\Phi|^2)] - p \right]. \quad (1)$$

Здесь Φ есть комплексное поле с потенциальной энергией $V(|\Phi|^2)$, p - давление нейтронного вещества. Это действие инвариантно относительно глобального фазового преобразования $\Phi \rightarrow e^{i\alpha} \Phi$, что предполагает сохранение генератора N , соответствующего полному числу частиц.

Варьируя действие (1) по метрике, можно получить уравнения Эйнштейна с тензором энергии-импульса

$$T_\nu^\mu = \frac{1}{2} g^{\mu\sigma} (\partial_\sigma \Phi^* \partial_\nu \Phi + \partial_\sigma \Phi \partial_\nu \Phi^*) - \frac{1}{2} \delta_\nu^\mu (g^{\lambda\sigma} \partial_\lambda \Phi^* \partial_\sigma \Phi - V) + (\varepsilon + p) u_\mu u^\nu - \delta_\nu^\mu p, \quad (2)$$

где ε есть плотность энергии жидкости, а u^α - её 4-скорость. В свою очередь, варьируя (1) по скалярному полю, получим полевое уравнение для скалярного поля Φ :

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^\mu} \left[\sqrt{-g} g^{\mu\nu} \frac{\partial \Phi}{\partial x^\nu} \right] = -\frac{dV}{d|\Phi|^2} \Phi. \quad (3)$$

Нашей целью будет исследование равновесных решений этих уравнений. Для этого воспользуемся сферически-симметричной метрикой

$$ds^2 = e^\nu (dx^0)^2 - e^\lambda dr^2 - r^2 d\Omega^2, \quad (4)$$

где ν и λ есть функции радиальной координаты r , $x^0 = ct$, а $d\Omega^2$ - метрика на единичной 2-сфере.

В случае отсутствия нейтронного вещества (т.е. когда $\varepsilon = p = 0$) можно получить хорошо известные решения, описывающие бозонные звёзды (общий обзор таких конфигураций см., например, в работах [3,4]).

Здесь мы рассмотрим случай локализованных решений при наличии нейтронной материи. При этом для получения не зависящих от времени уравнений Эйнштейна мы выберем для комплексного скалярного поля следующий гармонический анзац:

$$\Phi(x^0, r) = \phi(r)e^{-i\omega x^0}. \quad (5)$$

Как и в случае с бозонными звёздами этот анзац обеспечивает статичность пространства-времени рассматриваемой системы.

Используемый анзац приводит к следующей системе уравнений (Эйнштейна и для скалярного поля):

$$-e^{-\lambda} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{\lambda'}{r} \right) + \frac{1}{r^2} = \frac{8\pi G}{c^4} T_0^0 = \frac{8\pi G}{c^4} \left[\varepsilon + \frac{1}{2} \left(e^{-\lambda} \phi'^2 + \frac{\omega^2}{c^2} e^{-\nu} \phi^2 + V \right) \right], \quad (6)$$

$$-e^{-\lambda} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{\nu'}{r} \right) + \frac{1}{r^2} = \frac{8\pi G}{c^4} T_1^1 = \frac{8\pi G}{c^4} \left[-p + \frac{1}{2} \left(-e^{-\lambda} \phi'^2 - \frac{\omega^2}{c^2} e^{-\nu} \phi^2 + V \right) \right], \quad (7)$$

$$-\frac{1}{2} e^{-\lambda} \left(\nu'' + \frac{1}{2} \nu'^2 + \frac{\nu' - \lambda'}{r} - \frac{1}{2} \nu' \lambda' \right) = \frac{8\pi G}{c^4} T_2^2 = \frac{8\pi G}{c^4} \left[-p + \frac{1}{2} \left(e^{-\lambda} \phi'^2 - \frac{\omega^2}{c^2} e^{-\nu} \phi^2 + V \right) \right], \quad (8)$$

$$\phi'' + \left[\frac{2}{r} + \frac{1}{2} (\nu' - \lambda') \right] \phi' + e^{\lambda} \left(\frac{\omega^2}{c^2} e^{-\nu} - \frac{dV}{d|\Phi|^2} \right) \phi = 0. \quad (9)$$

Здесь и далее штрих обозначает производную по радиальной координате. В зависимости от формы потенциальной энергии V и граничных условий можно получить различные локализованные равновесные решения путём численного решения этой системы уравнений. Здесь мы выберем известную из литературы потенциальную энергию в форме [8]:

$$V = \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} |\Phi|^2 + \frac{1}{2} \frac{\bar{\lambda}}{\hbar c} |\Phi|^4,$$

где m есть масса частицы скалярного поля, A - константа самодействия.

Для полного описания системы необходимо ввести уравнение состояния, связывающее плотность энергии вещества с давлением. Здесь мы воспользуемся простейшей политропной зависимостью [9]:

$$p = k\rho^y, \quad \varepsilon = \rho c^2, \quad (10)$$

где ρ есть плотность жидкости, а параметры политропы выбираются следующими: $y = 2$ и $k = 6,67 \times 10^4 \text{ см}^5 \text{ г сек}^2$. Используя это уравнение состояния в уравнении гидростатического равновесия жидкости

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{1}{2} (\varepsilon + p) \frac{d\nu}{dr},$$

можно получить

$$2\sigma(n+1) \frac{d\theta}{dr} = -(1 + \sigma\theta) \frac{d\nu}{dr}, \quad (11)$$

где введены $\sigma = p/p_c$ (p_c - центральная плотность жидкости) и релятивистский параметр $a = k p_c / c^2$ [здесь $n = 1/(y-1)$].

Далее, вводим новую переменную $M(r)$, соответствующую текущей массе рассматриваемой конфигурации: $e^{-\lambda} = 1 - 2GM(r)/(c^2 r)$. Подставляя это выражение в (6), получим

$$\frac{dM}{dr} = \frac{4\pi}{c^2} r^2 T_0^0. \quad (12)$$

В итоге моделирование рассматриваемой системы будет выполняться с использованием уравнений (7), (9), (11) и (12). Для их численного интегрирования удобно ввести следующие безразмерные переменные:

$$x = r/\lambda_c, \quad \Omega = \frac{\lambda_c}{c} \omega, \quad \Lambda = \frac{\bar{\lambda} \hbar c}{4\pi G m^2}, \quad \varphi = \frac{\sqrt{4\pi G}}{c^2} \Phi,$$

где $X_c = h/(mc)$ есть приведенная длина волны Комптона для скалярной частицы с массой m . В этих переменных имеем:

$$T_0^0 = \frac{c^4}{8\pi G \lambda_c^2} (B\theta^n + e^{-\lambda} \varphi'^2 + \Omega^2 e^{-\nu} \varphi^2 + \tilde{V}), \quad (13)$$

$$T_1^1 = \frac{c^4}{8\pi G \lambda_c^2} (-B\sigma\theta^{n+1} - e^{-\lambda} \varphi'^2 - \Omega^2 e^{-\nu} \varphi^2 + \tilde{V}), \quad (14)$$

где безразмерные $\tilde{V} = cp^2 + (J/2) \langle p^4 \rangle$ и $B = 8nGp_c A^2/c^2$. Также вводим безразмерную текущую массу $\nu(x) = 2G M(\gamma)/(Y_c c^2)$. Тогда уравнение (12) примет окончательный вид:

$$\frac{dv}{dx} = x^2 (B\theta^n + e^{-\lambda} \varphi'^2 + \Omega^2 e^{-\nu} \varphi^2 + \tilde{V}), \quad (15)$$

где теперь $e = 1 - \nu(x)/x$. В свою очередь уравнение (7) даёт:

$$-e^{-\lambda} \left(\frac{1}{x^2} + \frac{\nu'}{x} \right) + \frac{1}{x^2} = -B\sigma\theta^{n+1} - e^{-\lambda} \varphi'^2 - \Omega^2 e^{-\nu} \varphi^2 + \tilde{V}. \quad (16)$$

Уравнение (11) остаётся прежним (лишь с заменой $\gamma \rightarrow x$), а уравнение (9) примет вид:

$$\varphi'' + \left\{ \frac{2}{x} + \frac{1}{2} \left[\nu' + \frac{e^\lambda}{x} \left(\frac{\nu}{x} - \nu' \right) \right] \right\} \varphi' + e^\lambda (\Omega^2 e^{-\nu} - 1 - \Lambda \varphi^2) \varphi = 0. \quad (17)$$

Полученная система уравнений (11), (15)-(17) решается численно с заданием следующих граничных условий в окрестности центра конфигурации:

$$\nu \approx \nu_c + \frac{1}{2} \nu_2 x^2, \quad \varphi \approx \varphi_c + \frac{1}{2} \varphi_2 x^2, \quad \nu \approx \frac{1}{3} \nu_3 x^3, \quad \theta \approx \theta_c + \frac{1}{2} \theta_2 x^2, \quad (18)$$

где индекс «с» соответствует центральным значениям переменных. Входящие сюда коэффициенты разложения есть:

$$\begin{aligned} \nu_3 &= B\theta_c^n + \Omega^2 e^{-\nu_c} \varphi_c^2 + \tilde{V}_c, \quad \theta_2 = -\frac{1 + \sigma\theta_c}{2\sigma(n+1)} \nu_2, \\ \nu_2 &= 2(B\sigma\theta_c^{n+1} + \Omega^2 e^{-\nu_c} \varphi_c^2 - \tilde{V}_c), \quad \varphi_2 = \frac{1}{3} (1 + \Lambda\varphi_c^2 - \Omega^2 e^{-\nu_c}) \varphi_c. \end{aligned} \quad (19)$$

При выполнении расчётов значения коэффициентов v_c и cp_c подбираются таким образом, чтобы обеспечить регулярные асимптотически плоские решения. Это подразумевает, что плотность энергии скалярного поля на бесконечности должна стремиться к 0. В свою очередь, плотность энергии и давление жидкости зануляются при конечных значениях радиуса $x = x_b$, что соответствует наличию границы жидкости. Без потери общности в дальнейшем можно положить параметр $b_C = 1$.

III. Определение масс и радиусов нейтронных звёзд из астрономических наблюдений

Для нейтронных звёзд характерны сильные поля тяготения. Это приводит к тому, что электромагнитное излучение, испускаемое с поверхности таких звёзд, испытывает большое гравитационное красное смещение, что позволяет оценивать их размеры и массы по анализу теплового спектра.

Здесь мы рассмотрим упрощённую ситуацию, когда спектр предполагается чисто планковским, а также пренебрегается межзвёздным поглощением излучения и возможными неоднородностями распределения температуры по поверхности звезды [10]. В этом случае по положению спектрального максимума можно определить эффективную температуру $T_{eff}^?$, регистрируемую удалённым наблюдателем. В свою очередь, по измерению интенсивности излучения можно вычислить полный (боллометрический) поток $F_{ob}^?$, регистрируемый наблюдателем на Земле. При этом, если звезда находится на расстоянии D от Земли, то её видимая светимость определяется как

$L^{TM} = 4\pi D^2 F_{ob}^?$. Учитывая, что по закону Стефана-Больцмана $L^{TM} = 4\pi R_m^2 \sigma_{SB} T_{eff}^?{}^4$ (здесь R_m - видимый радиус звезды для удалённого наблюдателя, σ_{SB} - постоянная Стефана-Больцмана), можно найти:

$$R_{\infty}^2 = \frac{D^2 F_{bol}^{\infty}}{\sigma_{SB} (T_{eff}^{\infty})^4}. \quad (20)$$

С другой стороны, зная из наблюдений величину гравитационного красного смещения z_g на поверхности звезды, имеем

$$R_{\infty} = \frac{R}{\sqrt{1 - r_g/R}}, \quad (21)$$

где r_g есть гравитационный радиус звезды, а R - радиус, определяемый длиной экватора $2\pi R$ в локально инерциальной системе отсчёта. Воспользовавшись этим выражением и учитывая (20), можно получить

$$R = \frac{R_{\infty}}{1+z_g} = \sqrt{\frac{D^2 F_{bol}^{\infty}}{\sigma_{SB} (T_{eff}^{\infty})^4} \frac{1}{1+z_g}}. \quad (22)$$

Это выражение позволяет определить экваториальный радиус звезды по имеющимся данным астрономических наблюдений. Этот же радиус может быть получен из теоретических расчётов, что позволяет выполнять их сравнение с характеристиками реальных нейтронных звёзд (см. в разделе IV).

Выведем теперь формулу для определения массы звезды по наблюдательным данным. Для этого воспользуемся выражением (21), откуда имеем $r_g = R(J-1)$. Учитывая, что $r_g = 2GM/c^2$, из этого выражения можно найти

$$M = \frac{c^2}{2G} R \left[1 - \left(\frac{R}{R_\infty} \right)^2 \right]. \quad (23)$$

В свою очередь, используя выражение для красного смещения

$$z_g \equiv \frac{\omega_0}{\omega_\infty} - 1 = \left(1 - \frac{r_g}{R} \right)^{-1/2} - 1,$$

можно переписать (21) как $R = \mathcal{Y}^{\Delta} + z_g$. Подставляя это в (23) и учитывая (22), получим

$$M = \frac{c^2}{2G} \sqrt{\frac{D^2 F_{bol}^\infty}{\sigma_{SB} (T_{eff}^\infty)^4} \frac{z_g(z_g+2)}{(1+z_g)^3}}. \quad (24)$$

Эта формула позволяет по имеющимся данным астрономических наблюдений определить массу нейтронной звезды.

IV. Результаты численных расчётов

Мы численно решали систему уравнений (11), (15)-(17) с граничными условиями (18). Для простоты был рассмотрен случай отсутствия самодействия, т.е. полагалось $\mathcal{L} = 0$. Наша цель - сравнить физические характеристики двух систем: обычной нейтронной звезды (без скалярного поля) и системы «нейтронная звезда плюс комплексное скалярное поле». Для выполнения такого сравнения найдем максимальную массу и радиус нейтронной звезды, которые для используемого здесь уравнения состояния (10) составляют $M_{NS} \ll 1,3SM_\odot$ и $R_{NS} \ll 7,5$ км соответственно. Теперь, подбирая свободные параметры смешанной системы «нейтронная звезда плюс скалярное поле», можно найти такие характеристики рассматриваемых систем, которые будут сопоставимы с указанными выше характеристиками обычной нейтронной звезды. Результаты расчётов представлены в таблице 1.

φ_c	x_b	Ω	v_c	z_c	v_b	z_b	M_{tot}	M_{xb}	M_b	$R, \text{к м}$
Нейтронная звезда без скалярного поля										
-	1.88 52	-	- 2.16572	1.95 311	- 0.75625	0.45 95	1.35 28	1.35 28	1.56 24	7.52 08
Смешанная система при $m = 10^{-20}$ ГэВ										
0.07	0.38 05	0.97 8	- 2.22969	2.04 91	- 0.8202	0.50 69	1.23 80	1.34 95	1.79 51	7.50 61
Смешанная система при $m = 10^{-21}$ ГэВ										
0.27 1	0.03 808	0.85 859	- 2.89212	3.24 636	- 1.48278	1.09 886	31.0 615	1.35 034	1.79 891	7.51 085
Смешанная система при $m = 10^{-22}$ ГэВ										
0.27 1	0.00 3809	0.85 342	- 2.91671	3.29 887	- 1.50724	1.12 468	317. 683	1.35 065	1.80 004	7.51 4

Таблица 1 – Рассчитанные данные для рассматриваемых систем. Массы конфигураций даны в массах Солнца. M_{xb} – масса, заключённая внутри поверхности жидкости.

Отметим, что для всех рассматриваемых здесь систем берётся одно и то же центральное значение плотности нейтронного вещества $\rho_c = 5,7 \times 10^{15} \text{ г см}^{-3}$. При этом численные расчёты показывают, что основной вклад в полную плотность энергии внутри звезды даёт нейтронная жидкость. Тогда, учитывая, что $B \sim m^{-2}$ [см. после уравнения (14)], распределение плотности энергии также масштабируется обратно пропорционально квадрату m . В этой связи получается, что массы в пределах видимой поверхности одинаковые, но полные массы сильно различаются за счёт того, что скалярное поле даёт существенный вклад при больших x . Соответствующие распределения скалярного поля и нейтронного вещества по радиусу конфигураций представлены на рис. 1.

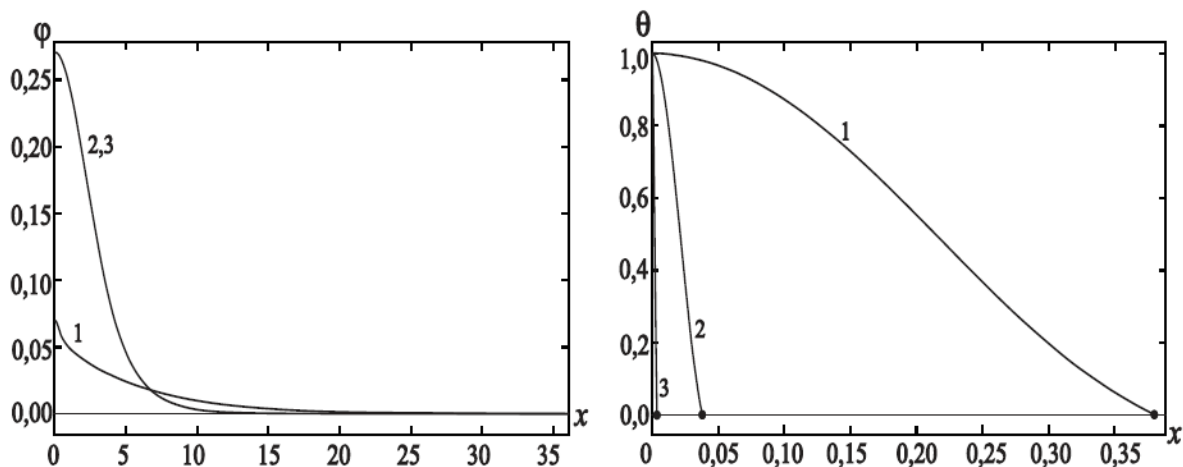


Рисунок 1 - Распределения скалярного поля (левый рисунок) и плотности нейтронного вещества (правый рисунок) для различных значений массы кванта скалярного поля m . Кривые, обозначенные цифрой 1 соответствуют $m = 10^{-20} \text{ ГэВ}$, цифрой 2 - $m = 1 \text{ (Г}^{21} \text{ ГэВ)}$, цифрой 3 - $m = 1 \text{ (Г}^{22} \text{ ГэВ)}$. Точками на правом рисунке обозначено положение границы нейтронной жидкости x_b (видимой поверхности звезды). Асимптотически при $x \rightarrow \infty$ скалярное поле стремится к 0 для всех конфигураций.

Для выполнения сравнения мы выбрали конфигурации, содержащие приблизительно одинаковое количество барионов, т.е. системы с сопоставимой барионной массой M^b , которая рассчитывается согласно формуле $M^b = \int n \rho_c A_c \int I^b e^n e^x 2x^2 dx$.

В этом случае количество излучающего вещества одинаково для всех рассматриваемых объектов, а различия в спектре излучения обусловлены только наличием скалярного поля. Из анализа полученных результатов теоретических расчётов видно, что величина поверхностного красного смещения z^{\wedge} рассматриваемых смешанных объектов существенно определяется массой кванта скалярного поля m . Для наших целей мы выбирали величины $m \sim 10^{-20} - 10^{-22}$ ГэВ, которые часто используются в литературе при моделировании бозонных звёзд. Как видно из таблицы, величина z_b минимальна для чисто нейтронной звезды и заметно растёт по мере уменьшения m в случае смешанной системы. В свою очередь, масса вещества (нейтронная материя плюс скалярное поле), заключённая внутри видимой поверхности звезды с радиусом $R \ll 7,5$ км, остаётся приблизительно одинаковой ($M \ll 1,35M_0$) для всех систем. При этом полная масса конфигураций со скалярным полем быстро растёт с уменьшением m , достигая $M_{tot} \sim 300MQ$ при $m = 10^{-22}$ ГэВ. Из полученных результатов следует, что системы, обладающие приблизительно одинаковыми барионной массой и массой, заключённой в радиусе видимой поверхности нейтронного вещества, могут обладать сильно отличающимися поверхностными красными смещениями и полными массами в зависимости от того, каков тип (масса) частиц скалярного поля. Поскольку число барионов в таких смешанных системах приблизительно равно числу барионов у обычных нейтронных звёзд, то можно ожидать, что их излучательная способность (т.е. величины Tf^{**} и F^{ol}) будет близкой к нейтронным звёздам. Однако, поскольку поверхностные красные смещения смешанных систем и чисто нейтронных звёзд сильно отличаются (см. таблицу), то формулы (22) и (24) будут уже давать существенно отличные результаты для объектов различного типа. Тогда на основании этих формул можно было бы заключить, что у смешанных систем размеры видимой поверхности нейтронной жидкости и массы, сосредоточенные в них, сильно отличаются от характеристик обычных нейтронных звёзд. Поскольку это не так, то для смешанных систем эти выражения уже перестают быть справедливыми. В этой связи при выполнении оценок масс и размеров на основе наблюдательных астрономических данных у конфигураций, внешне похожих на нейтронные звёзды, необходимо принимать во внимание, что в таких системах, помимо барионов, могут присутствовать и другие типы вещества, кардинально меняющие некоторые наблюдательные характеристики.

V. Заключение

В статье рассмотрены смешанные системы, состоящие из нейтронного (барионного) вещества, моделируемого политропным уравнением состояния, и комплексного скалярного поля. Описание таких систем выполнялось в рамках общей теории относительности А. Эйнштейна, позволяющей моделировать сильные гравитационные поля рассматриваемых объектов.

Основной целью работы являлось выявление наблюдательно проявляемых различий между обычными нейтронными звёздами (моделируемыми тем же уравнением состояния) и смешанными системами. Для этого выполнялось сравнение основных характеристик исследуемых компактных астрофизических объектов. А именно, параметры смешанных конфигураций подбирались таким образом, чтобы радиусы видимого (нейтронного) вещества и массы, заключённые внутри этих радиусов, были одинаковыми у обычной нейтронной звезды и смешанных систем. При этом, поскольку число барионов у всех рассматриваемых систем приблизительно одинаково, можно ожидать, что излучательная способность их поверхностей также будет сопоставимой.

В такой постановке задачи мы показали, что использование известных из литературы формул для определения масс и радиусов нейтронных звёзд из данных астрономических наблюдений требует осторожности. Это связано с тем, что даже если имеются два объекта, обладающие одинаковыми теоретически рассчитанными массами, радиусами, поверхностными потоками плотности излучения и температурой, они могут обладать различными красными смещениями. Это приводит к тому, что определение наблюдательных масс и размеров по формулам (22) и (24) будет давать различные

результаты, в зависимости от того, какое вещество и сколько его добавлено в такие конфигурации (в нашем случае - комплексное скалярное поле).

Благодарности

Авторы выражают благодарность В. Фоломееву за обсуждение постановки задачи и полученных результатов.

Список цитируемых источников

1. Jetzer P. Bosonstars. // Phys. Rep. -1992. –V. 220. P.163.
2. Lee T. D. and Pang Y. Nontopological solitons. // Phys. Rep. -1992. –V. 221. P.251.
3. Schunck F. E. and Mielke E. W. General relativistic boson stars. // Classical Quantum Gravity - 2003. –V.20: R301.
4. Liebling S. L. and Palenzuela C. Dynamical Boson Stars. // Living Rev. Relativity -2012. –V.15. P.6.
5. Henriques A. B., Liddle A. R. and Moorhouse R. G. Combined Boson-Fermion Stars. // Phys. Lett. -1989. –V. B233. P.99.
6. Henriques A. B., Liddle A. R. and Moorhouse R. G. Combined Boson-Fermion Stars: Configurations and Stability. // Nucl. Phys. -1990. –V.B337. P.737-761.
7. Jetzer P. Stability of Combined Boson-Fermion Stars. // Phys. Lett. -1990. –V.B243. P.36-40.
8. Colpi M., Shapiro S. L., and Wasserman I. Boson Stars: Gravitational Equilibria of Selfinteracting Scalar Fields. // Phys. Rev. Lett. -1986. –V.57. P.2485-2488.
9. Horvat D., Ilijic S. and Marunovic A. Radial pulsations and stability of anisotropic stars with quasi-local equation of state. // Class. Quant. Grav. -2011. –V.28:025009. – 15 p.
10. Potekhin A. Y. The physics of neutron stars. // Phys. Usp. -2010. –V.53.P.1235-1256.

Рецензенты: *Фоломеев В.Н.* - доктор физико-математических наук, профессор НАН КР
Урусов Р.М. - доктор физико-математических наук, профессор НАН КР