

О ГРАВИТАЦИОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ КОМПАКТНЫХ ЗВЕЗД

М.В.АЙРАПЕТЯН, Д.С.БАГДАСАРЯН

Поступила 5 декабря 2015

Принята к печати 16 декабря 2015

Рассмотрены некоторые механизмы гравитационного излучения от нейтронных и кварковых звезд. Вычислены амплитуды гравитационных волн от деформированной звезды при ее вращении и осциллирующей звезды при нерегулярных изменениях динамики вращения. Обсуждается возможность детектирования гравитационных волн ныне работающими детекторами. При обнаружении гравитационных волн, в зависимости от характера этих сигналов, можно сделать вывод о наличии или об отсутствии странной кварковой материи в компактных источниках гравитационных волн.

Ключевые слова: *гравитационное излучение; нейтронные, кварковые звезды*

1. *Введение.* Как известно из Общей теории относительности, возмущение метрики пространства-времени может распространяться в виде гравитационных волн [1]. Существование гравитационных волн подтверждено наблюдениями пульсаров PSR B1913+16 и PSR J0737-3039, орбитальный период которых уменьшается из-за гравитационных эффектов [2,3]. Однако эти наблюдения являются лишь косвенным доказательством существования гравитационных волн. Прямое детектирование гравитационных волн до сих пор является важной проблемой астрофизики.

Излучать гравитационные волны могут космический объект или система объектов, квадрупольный момент которых зависит от времени. Такими явлениями, приводящими к временной зависимости квадрупольного момента, могут быть столкновения космических объектов (черных дыр, нейтронных звезд и т.д.) или взрывы сверхновых [4]. Однако эти явления достаточно редки и непредсказуемы. Более вероятными источниками гравитационных волн являются изолированные объекты - пульсары, которые обладают достаточно сильным гравитационным полем вследствие компактного распределения их масс. В основном рассматриваются два механизма излучения гравитационных волн от пульсаров - вращение и осцилляции. В первом случае звезда должна обладать формой трехосного эллипсоида и источником гравитационного излучения служит кинетическая энергия вращения звезды [5]. Такую форму звезда может принять из-за аккреции [6], сверхсильного магнитного поля [7], фрагментации [8], упругих свойств

кварковой сердцевины [9]. Так как частота гравитационной волны, излучаемой пульсаром, равна 2Ω , где Ω - частота вращения пульсара, то для их детектирования можно использовать гравитационные антенны [10]. Во втором случае источниками гравитационных волн служат различные моды затухающих колебаний вещества звезды, при котором квадрупольный момент звезды приобретает осциллирующую со временем компоненту [11,12]. Причинами возникновения осцилляций вещества могут быть звездотрясения, скачки угловой скорости пульсаров, γ - вспышки магнетаров и т.д. Так как частоты различных мод осцилляций отличаются друг от друга, то детектирование гравитационных волн осцилляциями звезды возможно широкополосными детекторами [13].

В недрах компактных объектов возможно существование кварковой материи, причем возможны два вида проявлений кварковой материи - гибридные нейтронные звезды и странные кварковые звезды. В гибридных нейтронных звездах кварковое вещество занимает центральную часть ядра и окружено адронной "пре" - фазой, а кора звезды состоит из "Aep" и "Ae" - фаз [14]. В странных кварковых звездах ядро полностью состоит из кваркового вещества и оно окружено корой звезды, состоящей только из "Ae" - фазы [15,16]. По сегодняшним данным нельзя с уверенностью указать на объекты, которые содержали бы странную кварковую материю. Поэтому в теоретических работах проводятся различные исследования с целью выявления эффективного механизма обнаружения странных кварковых звезд или гибридных нейтронных звезд с кварковой материей.

Цель данной статьи - сравнить эффективные механизмы гравитационного излучения нейтронных и странных звезд. При обнаружении гравитационных волн, в зависимости от характера этих сигналов, можно сделать вывод о наличии или об отсутствии странной кварковой материи в компактных источниках гравитационных волн.

В разделе 2 статьи рассматривается гравитационное излучение вращающейся и деформированной компактной звезды, в разделах 3 и 4 вычислены амплитуды гравитационных волн при различных видах осцилляций звезды. В заключении обсуждается также вопрос наличия кварковой материи в звезде в зависимости от вида сигнала гравитационных волн.

2. Гравитационное излучение от вращающихся звезд. Рассмотрим вращение компактной звезды в форме трехосного эллипсоида вокруг оси Oz . Такой объект обладает отличным от нуля квадрупольным моментом, который зависит от времени. Интенсивность гравитационного излучения определяется формулой [1]:

$$J_0 = \frac{G}{45c^5} |\ddot{D}_{ab}|^2. \quad (1)$$

где

$$D_{\alpha\beta} = \int \rho (3x^\alpha x^\beta - r^2 \delta_{\alpha\beta}) dV \quad (2)$$

тензор квадрупольного момента масс, G - гравитационная постоянная, c - скорость света. Далее целесообразно выразить компоненты $D_{\alpha\beta}$ через компоненты тензора момента инерции, записанный в координатной системе, связанной с телом и с началом координат в центре масс.

Компоненты $D_{\alpha\beta}$ выражаются через компоненты тензора инерции $I_{\alpha\beta}$ следующим образом [4]:

$$\begin{aligned} D_{xx} &= -\frac{3}{2} \cos 2\phi (I_1 - I_2) + \text{const}, & D_{yy} &= -\frac{3}{2} \cos 2\phi (I_2 - I_1) + \text{const}, \\ D_{xy} &= D_{yx} = \frac{3}{2} \sin 2\phi (I_2 - I_1), & D_{zz} &= \text{const}, & D_{zx} &= D_{xz} = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\phi = \Omega t$, Ω - угловая скорость вращения звезды,

$$I_{\alpha\beta} = \int \rho (x_\alpha^2 \delta_{\alpha\beta} - x_\alpha x_\beta) dV.$$

а $I_1 = I_{xx}$, $I_2 = I_{yy}$, $I_3 = I_{zz}$. Подставляя выражения (3) для $D_{\alpha\beta}$ в (1), и учитывая, что при малых значениях эллиптичности звезды можно положить $I_1 - I_2 \approx \varepsilon I_3$, после несложных преобразований получим полную интенсивность J_0 гравитационного излучения:

$$J_0 = \frac{32}{5} \frac{G}{c^5} I_3^2 \varepsilon^2 \Omega^6. \quad (4)$$

Два типа линейно-поляризованных плоских гравитационных волн характеризуются величинами h_+ и $h_\times$, которые определяются как

$$h_+ = -\frac{G}{3c^4 r} (\ddot{D}_{xx} - \ddot{D}_{yy}) = \frac{4G}{c^4 r} (I_2 - I_1) \Omega^2 \cos 2\Omega t' = h_0 \cos 2\Omega t', \quad (5)$$

$$h_\times = -\frac{2G}{3c^4 r} \ddot{D}_{xy} = \frac{4G}{c^4 r} (I_2 - I_1) \Omega^2 \sin 2\Omega t' = h_0 \sin 2\Omega t', \quad (6)$$

где r - расстояние звезды от наблюдателя на Земле, а h_0 - амплитуда гравитационной волны и определяется как

$$h_0 = \frac{4G}{c^4 r} \varepsilon I_3 \Omega^2 = \frac{1}{\Omega r} \sqrt{\frac{2.5 J_0 G}{c^3}}, \quad (7)$$

а $t' = t - r/c$. Как видно из формул (4) и (7), интенсивность гравитационного излучения и амплитуда волн зависят от момента инерции I_3 звезды и ее эллиптичности ε . Для их вычислений необходимо задать уравнение состояния звезды и интегрировать уравнения гравитационного поля. Оказывается, что можно получить интерполяционную формулу для значения εI_3 для различных уравнений состояния с точностью нескольких процентов [17,18]. В частности, для обычных и гибридных (с кристаллической кварковой сердцевиной) нейтронных звезд и странных кварковых звезд

эти формулы, соответственно, имеют вид:

$$(\varepsilon I_3)^n = 3.1 \cdot 10^{31} \left(\frac{1.4 M_\odot}{M} \right)^{12} \left(\frac{R}{10 \text{ км}} \right)^{6.26} \left(\frac{\sigma_{\max}}{10^{-2}} \right), \quad (8)$$

$$(\varepsilon I_3)^h = 4.6 \cdot 10^{39} \left(\frac{1.4 M_\odot}{M} \right) \left(\frac{10 \text{ км}}{R} \right) \left(\frac{R_c}{8 \text{ км}} \right) \left(\frac{\sigma_{\max}}{10^{-2}} \right), \quad (9)$$

$$(\varepsilon I_3)^q = 4.4 \cdot 10^{42} \left(\frac{1.4 M_\odot}{M} \right) \left(\frac{R}{10 \text{ км}} \right)^6 \left(\frac{\sigma_{\max}}{10^{-2}} \right) \left(\frac{v}{\text{МэВ/фм}^3} \right), \quad (10)$$

где M - масса звезды, $M_\odot$ - масса Солнца, R - радиус звезды, R_c - радиус кристаллической кварковой сердцевины, $\sigma_{\max}$ - максимальное смещение, v - модуль упругости кварковой материи. Подставляя эти формулы в (4) и (7), можно получить следующие оценочные значения для амплитуды гравитационных волн от компактных звезд:

$$h_0^n = 3.4 \cdot 10^{-26} \left(\frac{1.4 M_\odot}{M} \right)^{12} \left(\frac{R}{10 \text{ км}} \right)^{6.26} \left(\frac{1 \text{ кпк}}{r} \right) \left(\frac{\Omega}{1000} \right)^2, \quad (11)$$

$$h_0^h = 5.5 \cdot 10^{-25} \left(\frac{1.4 M_\odot}{M} \right) \left(\frac{10 \text{ км}}{R} \right) \left(\frac{R_c}{8 \text{ км}} \right) \left(\frac{1 \text{ кпк}}{r} \right) \left(\frac{\Omega}{1000} \right)^2, \quad (12)$$

$$h_0^q = 5.3 \cdot 10^{-22} \left(\frac{1.4 M_\odot}{M} \right) \left(\frac{R}{10 \text{ км}} \right)^6 \left(\frac{1 \text{ кпк}}{r} \right) \left(\frac{\Omega}{1000} \right)^2. \quad (13)$$

Заметим, что мы приняли значение $\sigma_{\max} = 10^{-2}$ при получении выражений (11) и (12), и $\sigma_{\max} \approx 10^{-3}$, $v \approx 1 \text{ МэВ/фм}^3$ при получении (13) [19]. Уже из простого сравнения выражений (11)-(13) следует, что наиболее перспективными источниками гравитационных волн являются гибридные нейтронные звезды и кварковые звезды, если они содержат кристаллическую кварковую материю в значительной части объема звезды.

Оценим значения h_0^h и h_0^q для относительно тяжелого пульсара J1614-2230 с массой $M \approx 2 M_\odot$, вращающегося с угловой скоростью $\Omega \approx 2000 \text{ с}^{-1}$ и находящегося на расстоянии $r \approx 1.2 \text{ кпк}$. Используем также вычисления моделей гибридных нейтронных звезд из работы [9], согласно которым для звезды с массой $M \approx 2 M_\odot$ имеем $R_c \approx 7 \text{ км}$ и $R \approx 12 \text{ км}$. Тогда для h_0^h получим значение $h_0^h \approx 10^{-25}$. Кварковая звезда той же массы имеет радиус $R \approx 11 \text{ км}$ [16], следовательно, из (13) получим $h_0^q \approx 10^{-21}$. Отметим, что детектор aLIGO наиболее чувствителен в области частот порядка 100-1000 Гц, где могут детектировать волны с амплитудой $h_0 \approx 10^{-24}$. Как видно из формул (5) и (6), частота гравитационных волн равна удвоенной частоте вращения пульсара, т.е. порядка 600 Гц для рассмотренного пульсара J1614-2230. Следовательно гравитационные волны

от пульсара J1614-2230 могли быть детектированы на aLIGO, если бы пульсар содержал кристаллическую кварковую фазу. Однако существуют несколько факторов, которые могут привести к уменьшению значения h_0^* . Это неопределенность значений σ_{max} и v для кварковой материи, а также радиуса кристаллической фазы в кварковой звезде, от которого значение $(\epsilon I_3)^q$ зависит как R^6 . Если кристаллическая фаза кварковой материи имеет радиус вдвое меньше радиуса звезды (как, например, в гибридной звезде), то h_0^* будет порядка $h_0^* \approx 10^{-23}$. Несмотря на такую неопределенность, кварковая звезда с кристаллической фазой является наиболее вероятным источником гравитационных волн, обусловленных вращением деформированной звезды.

3. *Гравитационное излучение подобными осцилляциями звезды.* В нейтронных звездах происходят явления, которые могут возбуждать различные моды осцилляций вещества звезды. Таковыми являются, например, скачки угловой скорости пульсаров или γ -вспышки магнетаров. Предположим, что при таких процессах в звезде возбуждены подобные осцилляции звезды, при которых координаты x_α частицы вещества меняются по закону

$$x_\alpha = x_\alpha^0 (1 + \eta \sin \omega t), \quad (14)$$

где η - относительная амплитуда этих колебаний, ω - их частота. Предполагается, что $\eta \ll 1$ и не зависит от радиальных и угловых координат. Подставляя (14) в (2), получим зависящий от времени квадрупольный момент пульсирующей звезды:

$$D_{\alpha\beta}(t) = D_{\alpha\beta}^0 (1 + 2\eta \sin \omega t), \quad (15)$$

где $D_{\alpha\beta}^0$ - квадрупольный момент звезды без пульсаций. Тогда для интенсивности гравитационного излучения J_0 и амплитуды h_0 гравитационной волны, соответственно, получим выражения [12]:

$$J_0 = \frac{32G}{135c^5} \eta^2 \omega^6 |D_{\alpha\beta}^0|^2, \quad (16)$$

$$h_0 = \frac{2G}{3c^4 R_0} \eta \omega^2 |D_{\alpha\beta}^0|. \quad (17)$$

Если предположить, что при вышеуказанных процессах часть выделяемой энергии излучается в виде гравитационных волн, то при заданном значении J_0 из (16) можно найти также величину η :

$$\eta = \frac{1}{\omega^4 |D_{\alpha\beta}^0|} \sqrt{\frac{135 J_0 c^5}{32 G}}. \quad (18)$$

Для применимости наших расчетов необходимо, чтобы выполнялось условие

$\eta \ll 1$.

Как было отмечено выше, у довольно обширного класса нейтронных звезд - радиопульсаров [20] и γ -пульсаров [21], существует естественная причина возникновения осцилляций звезды. Это почти периодические скачки угловой скорости пульсаров, при которых относительное изменение угловой скорости порядка $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-6}$. Считается, что во время скачка коре нейтронной звезды и связанной с ней компоненте передается момент количества движения из внутренних сверхтекучих областей звезды. Энергия, вовлеченная в процесс скачка, порядка

$$\Delta W_{\text{glitch}} = I \Omega \Delta\Omega = I \Omega^2 (\Delta\Omega/\Omega), \quad (19)$$

где I - момент инерции коры и связанной с ней части ядра звезды. Примем, что некоторая часть энергии, выделенной во время скачка, идет на возбуждение подобных осцилляций звезды. Для определения интенсивности гравитационного излучения учтем, что скачкообразное увеличение угловой скорости пульсаров происходит менее, чем за $\tau_0 \approx 2$ мин [22]. Тогда среднюю интенсивность гравитационного излучения можно оценить как

$$J_0 = \gamma \Delta W_{\text{glitch}} / \tau_0 = \gamma (\Delta\Omega/\Omega) (I \Omega^2 / \tau_0), \quad (20)$$

где γ - малый параметр, показывающий часть энергии скачка, уносимой гравитационными волнами. Используя выражение (20), из (18) и (17) получим следующие оценочные значения для амплитуд колебаний η и гравитационных волн h_0 :

$$\eta \approx 0.3 \cdot \gamma^{1/2} \left(\frac{5 \cdot 10^3}{\omega} \right)^3 \left(\frac{10^{40}}{D_{\text{zz}}^0} \right) \left(\frac{\Delta\Omega/\Omega}{10^{-6}} \right)^{1/2} \left(\frac{I}{10^{45}} \right)^{1/2} \left(\frac{\Omega}{10^2} \right) \left(\frac{100}{\tau_0} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

$$h_0 \approx 4.4 \cdot 10^{-26} \left(\frac{1 \text{ кпк}}{R_0} \right) \left(\frac{\eta}{10^{-3}} \right) \left(\frac{\omega}{5 \cdot 10^3} \right)^2 \left(\frac{D_{\text{zz}}^0}{10^{40}} \right). \quad (22)$$

Оценим значения величин η и h_0 с использованием выражений для $|D_{\text{zz}}^0| \sim \varepsilon I_3$ из (8)-(10) и, принимая $\gamma \approx 10^{-6}$. В этом случае амплитуда осцилляций может принимать значения $\eta \sim 10^{-5} - 10^{-2}$ в зависимости от модели звезды, но во всех случаях амплитуда гравитационных волн оказывается одинаковой и порядка $h_0 \sim 10^{-25}$ при расстоянии от Земли $R_0 \approx 0.5$ кпк (пульсар Vela). Таким образом, при обнаружении гравитационных волн в диапазоне частот $\omega \sim 10^3 - 10^4 \text{ с}^{-1}$, совпадающими с частотами основных мод осцилляций компактных звезд, невозможно однозначно судить о наличии кварковой материи внутри звезды. Необходимы дополнительные наблюдательные данные, указывающие на значения амплитуды осцилляций вещества компактных звезд.

4. Гравитационное излучение при квазирадиальных осцилляциях.

Рассмотрим еще один вид осциллирующей звезды - нерадiallyные осцилляции, при которых плотность вещества меняется по закону

$$\rho(r, \theta, t) = \rho_0(r) + \rho'(r) e^{im\varphi} P_l(\mu) \cos \omega t, \quad (23)$$

где $\mu = \cos \theta$, $\rho_0(r)$ - плотность вещества при отсутствии осцилляций, $P_l(\mu)$ - полином Лежандра. Для упрощения вычислений рассмотрим квазирадиальный случай $l = 2$, $m = 0$. Подставляя выражение (23) в (2), после несложных преобразований, для средних значений интенсивности гравитационного излучения и амплитуды волн получим [23]:

$$J_0 = \frac{G \omega^6}{60 c^5} |D'_{zz}|^2, \quad (24)$$

$$h_0 = \frac{G \omega^2}{3 c^4 R_0} |D'_{zz}|. \quad (25)$$

Выражение для $|D'_{zz}|$ в ньютоновском приближении и для политропного уравнения состояния $P = k \rho^2$ имеет вид:

$$D'_{zz} = \frac{8\pi}{5} \left(\frac{k}{2\pi G} \right)^{5/2} \rho_c \int_{x_1}^{x_2} x^4 q'(x) dx, \quad (26)$$

где $x = r \sqrt{2\pi G/k}$ - безразмерный текущий радиус звезды и меняется от 0 в центре звезды до π на поверхности, ρ_c - центральная плотность звезды, $q' = \rho'/\rho_c$ - безразмерное возмущение плотности вещества и определяется как

$$q' = c' \left(\frac{\sin x}{x} + \frac{3 \cos x}{x^2} - \frac{3 \sin x}{x^3} \right). \quad (27)$$

Здесь c' - постоянная, которую можно определить, задав относительное изменение плотности вещества на поверхности звезды. Из (24)-(26) можно найти оценочные формулы, соответственно, для D'_{zz} , J_0 и h_0 :

$$D'_{zz} \approx 2.5 \cdot 10^{41} \left(\frac{R}{10^6} \right)^5 \left(\frac{\rho_c}{10^{13}} \right) \left(\frac{c'}{10^{-3}} \right) \left(\frac{\Delta F}{15} \right), \quad (28)$$

$$J_0 = 3 \cdot 10^{33} \left(\frac{\omega}{10^2} \right)^6 \left(\frac{R}{10^6} \right)^{10} \left(\frac{\rho_c}{10^{13}} \right)^2 \left(\frac{c'}{10^{-3}} \right)^2 \left(\frac{\Delta F}{15} \right)^2, \quad (29)$$

$$h_0 \approx 2.3 \cdot 10^{-26} \left(\frac{1 \text{ кпк}}{R_0} \right) \left(\frac{\omega}{10^2} \right) \left(\frac{R}{10^6} \right)^3 \left(\frac{\rho_c}{10^{13}} \right) \left(\frac{c'}{10^{-3}} \right) \left(\frac{\Delta F}{15} \right), \quad (30)$$

где $\Delta \bar{F} = \int_{x_1}^{x_2} x^4 \left(\frac{\sin x}{x} + \frac{3 \cos x}{x^2} - \frac{3 \sin x}{x^3} \right) dx$. Здесь, как и в разделе 2, примем, что часть энергии скачка уносится гравитационными волнами, т.е. для интенсивности гравитационного излучения будем использовать формулу (20).

Используя следующие значения параметров обычной нейтронной звезды с массой порядка $1.4 M_{\odot}$: $R = 13$ км, $\rho_c = 2 \cdot 10^{15}$ г см $^{-3}$, $\omega = 100$ см $^{-1}$, $\Delta F = 15$, и приняв $\gamma = 10^{-6}$, из сравнения (20) и (29), получим $c' = 0.8 \cdot 10^{-3}$. Подставляя полученное значение c' в (30) и принимая $R_0 \approx 0.5$ кпк (для пульсара Vela), для амплитуды гравитационных волн получим оценку $h_0 \approx 2.7 \cdot 10^{-25}$. Заметим, что для более компактных гибридных нейтронных и кварковых звезд значения h_0 будут меньше, чем полученное значение для обычных нейтронных звезд. Это связано как с меньшим радиусом звезды, от которого сильно зависят значения J_0 и h_0 , так и с наличием кристаллической фазы кваркового вещества, что приводит к уменьшению гравитационного излучения.

5. *Заключение.* Детектирование гравитационного излучения компактных звезд может раскрыть информацию о внутреннем строении звезды. Периодический источник гравитационных волн указывал бы на наличие кваркового вещества внутри звезды, т.е. на гибридную или кварковую звезду. И, наоборот, гравитационный сигнал в виде затухающих импульсов при нерегулярных изменениях динамики вращения пульсаров указывал либо на отсутствие кваркового вещества в звезде, либо на его малое количество в центре звезды. В последнем случае для детектирования гравитационных волн необходима синхронизация наблюдений как радиотелескопов, так и гравитационных антенн.

Ереванский государственный университет, Армения

e-mail: mhayrapetyan@ysu.am daniel.baghdasaryan@gmail.com

ON THE GRAVITATION RADIATION OF COMPACT STARS

M.V.HAYRAPETYAN, D.S.BAGHDASARYAN

Some mechanisms of gravitational radiation from neutron and quark stars are considered. The amplitudes of gravitational waves from deformed star during its rotation and from oscillating star during irregular changes of rotation dynamics have been calculated. The possibility of detection of gravitational waves by operating detectors is discussed. In case of discovery of gravitational waves, from the wave form of these signals, a conclusion may be drawn about the presence of strange quark matter inside the compact stars.

Key words: *gravitation radiation: neutron, quark stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д.Ландау, И.М.Лифшиц, Теория поля., М., Наука, 1972.
2. J.M.Weisberg, J.H.Taylor, ASP Conference Series, **328**, 25, 2005.
3. M.Burgay, N.D'Amico, A.Possenti et al., Nature, **426**, 531, 2003.
4. С.Шапиро, С.Тьюколски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, М., 2, 1985.
5. M.Zimmerman, Phys. Rev. D, **21**, 891, 1980.
6. G.Ushomirsky, C.Cutler, L.Bildsten, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **319**, 902, 2000.
7. C.Cutler, Phys. Rev. D, **66**, 084025, 2002.
8. C.J.Horowitz, Phys. Rev. D, **81**, 103001, 2010.
9. B.Knippel, A.Sedrakian, Phys. Rev. D, **79**, 083007, 2009.
10. G.Modestino, G.Pizzella, Phys. Rev. D, **83**, 062004, 2011.
11. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, Астрон. ж., **54**, 1047, 1977.
12. Д.М.Седракян, М.Бенаквиста, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, **46**, 545, 2003, (Astrophysics, **46**, 445, 2003).
13. The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, Phys. Rev. D, **91**, 022003, 2015.
14. L.Bonanno, A.Sedrakian, Astron. Astrophys., **539**, A16, 2012.
15. N.K.Glendenning, F.Weber, Astrophys. J., **400**, 647, 1992.
16. Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, А.А.Шагинян, Астрофизика, **58**, 297, 2015, (Astrophysics, **58**, 276, 2015).
17. M.Bejger, P.Haensel, Astron. Astrophys., **396**, 917, 2002.
18. B.Owen, Phys. Rev. Lett., **95**, 211101, 2005.
19. M.Mannarelli, K.Rajagopal, R.Sharma, Phys. Rev. D, **76**, 074026, 2007.
20. R.N.Manchester, G.B.Hobs, A.Teoh, M.Hobs, Astron. J., **129**, 1993, 2005.
21. H.J.Pletsch, L.Guillemot, B.Allen et al., Astrophys. J., **755**, L20, 2012.
22. C.M.Espinoza, A.G.Lyne, B.W.Stappers, M.Kramer, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **414**, 1679, 2011.
23. М.В.Айрапетян, Астрофизика, **55**, 273, 2012, (Astrophysics, **55**, 242, 2012).

