

УДК: 524.354.6

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Д.М.СЕДРАКЯН¹, М.БЕНАКВИСТА², К.М.ШАХАБАСЯН¹,
А.А.САДОЯН¹, М.В.АЙРАПЕТЯН¹

Поступила 4 июля 2003

В работе рассматриваются незатухающие квазирадиальные пульсации вращающихся нейтронных звезд и обусловленное ими гравитационное излучение. Указаны два возможных источника энергии для поддержания этих пульсаций: энергия деформации замедляющейся нейтронной звезды и энергия, высвобождаемая во время скачка угловой скорости звезды. Получены выражения для интенсивности гравитационного излучения и амплитуды плоской гравитационной волны для наблюдателя на Земле. Приведены оценки этих величин для пульсаров Vela и Crab, вековое изменение угловой скорости которых наиболее часто сопровождается нерегулярными изменениями. Показано, что гравитационные волны от этих пульсаров могут быть зарегистрированы детекторами нового поколения.

1. Введение. Одним из современных направлений исследований в астрофизике является изучение возможности детектирования гравитационного излучения. Наблюдение гравитационного излучения от компактных объектов - нейтронных звезд и белых карликов, может послужить дополнительным источником информации о состоянии материи, их характеристик и процессов, происходящих в них.

Известно, что сверхстабильная периодичность импульсов радиопульсаров дала возможность использовать пульсары в двойных системах для косвенной экспериментальной проверки Общей теории относительности. Наблюдение изменения орбитального периода двойного пульсара PSR1913+16 из-за гравитационных эффектов послужило первым примером, указывающим на наличие гравитационного излучения [1]. Возможными источниками гравитационных волн могут быть столкновения или тесные сближения астрофизических объектов, а также гравитационный коллапс массивной звезды, приводящий к образованию нейтронной звезды или черной дыры [2]. Однако в последнее время все больше внимания уделяется возможности гравитационного излучения от вращающихся одиночных нейтронных звезд в связи с появлением детекторов нового поколения VIRGO, LIGO, GEO 600, LISA, GAYA и т.д.

Как известно, гравитационные волны может излучать объект, квадрупольный момент которого зависит от времени. В частности, в работе [3] рассматривалась возможность гравитационного излучения от трехосной

нейтронной звезды. К трехосности звезды могут привести напряжения, возникшие в кристаллической коре при замедлении звезды, деформации из-за большого значения магнитного поля, а также неоднородности в виде гор, появляющихся в самом начале эволюции на кристаллической поверхности звезды. Как показывают расчеты [4], характерные размеры неоднородностей не могут превышать $10^{-1}+10^{-3}$ см из-за сильного гравитационного поля звезды. Если принять, что при замедлении звезды кинетическая энергия вращения преобразуется в энергию гравитационных волн, то для объяснения замедления нейтронной звезды гравитационным излучением необходимо, чтобы характерные размеры гор превышали вышеприведенную величину на четыре порядка. По-видимому, гравитационные волны с амплитудой, необходимой для детектирования, могут излучать миллисекундные пульсары, из-за быстрого вращения которых кора звезды максимально сплюснута. Если считать, что деформации звезды обусловлены магнитным полем, то характерные значения магнитного поля внутри звезды должны достигать 10^{16} Гс и выше. Такие значения магнитного поля на несколько порядков больше типичного значения этой величины для пульсаров, и неясны механизмы генерации таких сверхсильных магнитных полей.

Другим источником гравитационных волн может быть свободно-прецессирующая нейтронная звезда [4,5], ось симметрии которой вращается вокруг оси, направленной вдоль углового момента вращения звезды. Подобные "качения" нейтронной звезды учитывались при объяснении флуктуаций угловой скорости пульсаров Crab и Vela. На наличие прецессии указывает анализ наблюдательных данных пульсара PSRB 1828-11 [6]. Предполагается также, что недавно обнаруженный пульсар в остатке сверхновой 1987A замедляется гравитационным излучением, обусловленным свободной прецессией звезды [7]. Однако, как показывают теоретические исследования, наличие сверхтекучей компоненты должно привести к быстрому затуханию осцилляций из-за пиннинга части сверхтекучей жидкости к нормальной компоненте звезды. Можно было предположить, что пиннинг достаточно слаб, и сила Магнуса, обусловленная прецессионным движением, может превосходить силу пиннинга [8], и сверхтекучая компонента останется несвязанной с нормальной компонентой. Однако в этом случае интенсивность гравитационного излучения оказывается малой и не может быть детектирована имеющейся техникой наблюдения [4]. Рассматривалось также гравитационное излучение различных мод колебаний сверхтекучей и нормальной компонент нейтронной звезды. Частоты основных мод осцилляций сверхтекучей жидкости сильно зависят от параметра увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучей нейтронной жидкостью и лежат в области нескольких кГц. Однако эти осцилляции быстро затухают [9].

Ранее возможность гравитационного излучения радиальными пульсациями вращающейся нейтронной звезды рассматривалась в [10], где вычислены интенсивность и характерное время затухания такого излучения. Однако, как показано в этой работе, эти колебания быстро затухают; время жизни этих колебаний порядка нескольких секунд.

В настоящей работе рассматриваются незатухающие подобные квазирадиальные пульсации вращающейся нейтронной звезды, состоящей из реального барионного газа и обусловленное ими гравитационное излучение. Обсуждаются различные источники энергии для поддержания этих пульсаций. Цель данной статьи - показать, что нейтронные звезды могут излучать гравитационные волны с амплитудой, достаточной для регистрации детекторами нового поколения.

В первой части статьи получено выражение для амплитуды h плоской гравитационной волны и ее зависимость от параметров нейтронной звезды и частоты осцилляций. Во второй части приведены расчеты зависимости частот основной моды колебаний звезды от центральной плотности. В третьей - обсуждается возможность детектирования гравитационных волн детекторами нового поколения. Для оценки амплитуды h гравитационной волны использованы астрономические данные пульсаров в созвездии Парусов и Крабовидной туманности.

2. Гравитационное излучение. Как известно, осциллирующая вращающаяся нейтронная звезда обладает отличным от нуля квадрупольным моментом, который зависит от времени. Так как интенсивность гравитационного излучения пропорциональна квадрату производной третьего порядка квадрупольного момента, то осциллирующая нейтронная звезда может быть источником гравитационного излучения. Интенсивность гравитационного излучения определяется, как [11]

$$J = \frac{G}{5c^5} |\ddot{D}_{\alpha\beta}|^2, \quad (1)$$

где $G = 6.67 \times 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}$ - гравитационная постоянная, $c = 3 \times 10^{10} \text{ см с}^{-1}$ - скорость света, $D_{\alpha\beta}$ - квадрупольный момент звезды, выражение которого имеет вид:

$$D_{\alpha\beta} = \int \rho \left(x_\alpha x_\beta - \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta} x_\gamma^2 \right) dV. \quad (2)$$

При "подобных" осцилляциях координаты x_α меняются по закону

$$x_\alpha = x_\alpha^0 (1 + \eta' \sin \omega t), \quad (3)$$

где η' - относительная амплитуда этих колебаний, ω - их частота. Предполагается, что $\eta' \ll 1$ и не зависит от радиальных и угловых координат. Подставляя (3) в (2), получим зависящий от времени квадрупольный момент осциллирующей звезды:

$$D_{\alpha\beta} = D_{\alpha\beta}^0(1 + \eta \sin \omega t), \quad (4)$$

где $\eta = 2\eta'$, $D_{\alpha\beta}^0$ - квадрупольный момент вращающейся сплюснутой звезды без осцилляций. Направим ось z по оси вращения звезды. Тогда для отличных от нуля компонентов $D_{\alpha\beta}$ имеем следующие соотношения:

$$D_{xx}^0 = D_{yy}^0; \quad D_{zz}^0 = -2D_{xx}^0. \quad (5)$$

Подставляя (4) в (1), и учитывая (5), для интенсивности гравитационного излучения получим:

$$J = \frac{6G}{5c^5} \eta'^2 \omega^6 |D_{xx}^0|^2 \cos^2 \omega t' = J_0 \cos^2 \omega t', \quad (6)$$

где $t' = t - r/c$, и

$$J_0 = \frac{6G}{5c^5} \eta'^2 \omega^6 |D_{xx}^0|^2, \quad (7)$$

а r - расстояние от звезды до точки наблюдения. Для углового распределения гравитационного излучения получим следующее выражение:

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{G\eta'^2 \omega^6}{16\pi c^5} |D_{xx}^0|^2 \sin^4 \Theta \cos^2 \omega t', \quad (8)$$

где Θ - угол, отсчитываемый от оси вращения. Два типа линейно-поляризованных плоских гравитационных волн, излучаемых объектом, определяются величинами $\dot{h}_+$ и $\dot{h}_\times$, для производных которых имеем следующие выражения:

$$\dot{h}_+ = \frac{1}{2}(\ddot{h}_{yy} - \ddot{h}_{xx}) = -\frac{G}{c^4 r} (\ddot{D}_{yy} - \ddot{D}_{xx}), \quad (9)$$

$$\dot{h}_\times = \dot{h}_{yz} = -\frac{2G}{c^4 r} \ddot{D}_{yz}. \quad (10)$$

Используя выражение (4) для $D_{\alpha\beta}$ и соотношение (5), вместо (9) и (10) получим:

$$\dot{h}_+ = \frac{3G\eta'\omega^3}{c^4 r} |D_{zz}^0| \cos \omega t' = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{7.5J_0 G}{c^3}} \cos \omega t', \quad (11)$$

$$\dot{h}_\times = 0. \quad (12)$$

Для монохроматического излучения с частотой ω из (11) имеем:

$$h_+(t') = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{7.5J_0 G}{c^3 \omega^2}} \sin \omega t' = \frac{3G\eta'\omega^2}{c^4 r} |D_{zz}^0| \sin \omega t' = h_0 \sin \omega t', \quad (13)$$

где

$$h_0 = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{7.5J_0 G}{\omega^2 c^3}} = \frac{3G\eta'\omega^2}{c^4 r} |D_{zz}^0| \quad (14)$$

амплитуда плоской гравитационной волны на расстоянии r от пульсирующей нейтронной звезды. Для относительной амплитуды квазирадальных

пульсаций получаем из (14) следующее выражение:

$$\eta' = \frac{1}{\omega^3 |D_{zz}^0|} \sqrt{\frac{5}{6} \frac{J_0 c^5}{G}}. \quad (15)$$

3. Квадрупольный момент и частота осцилляций нейтронной звезды. Равновесные конфигурации нейтронных звезд и их квазирадиальные осцилляции исследовались в работах [12,13] в связи с определением интегральных характеристик и условий устойчивости этих звезд. В табл.1 представлены результаты таких исследований для

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД ВРАЩАЮЩИХСЯ С
МАКСИМАЛЬНОЙ УГЛОВОЙ СКОРОСТЬЮ

$\rho_c \times 10^{-15}$ (г/см ³)	$M/M_\odot$	$\Omega_m \times 1$ (с ⁻¹)	$I \times 10^{-4}$ (г см ²)	$\omega \times 10^{-3}$ (Гц)	$N \times 10^{-57}$	$D_{zz}^{0m} \times 10^{-43}$ (г см ²)	$W_r \times 10^{-52}$ (эрг)	$\alpha_0 - \alpha$	$W_{def} \times 10^{-53}$ (эрг)
0.546	0.7815	5.97	4.92	3	1.51	7.68	0.876	0.082	1.85
1.14	1.3737	8.37	9.85	5	1.76	9.73	3.45	0.068	1.79
2.44	1.7127	12.3	11.1	7	2.02	30.7	8.45	0.070	2.10

уравнения состояния реального барионного газа [14]. Зная уравнение состояния, при известном значении центральной плотности ρ_c звезды находятся интегральные характеристики - масса M , момент инерции I и квадрупольный момент звезды D_{zz}^{0m} . В табл.1 представлено также значение частоты ω адиабатических квазирадиальных осцилляций этих конфигураций. Таким образом, для каждого значения центральной плотности звезды из табл.1 можно найти характеристики звезды и частоту собственных квазирадиальных осцилляций. Как показали исследования [12,13] в области значений массы звезды от $0.1 M_\odot$ до $0.5 M_\odot$ частота ω этих осцилляций быстро возрастает от значения порядка 10 Гц до $2 \cdot 10^3$ Гц, а при $M > 0.5 M_\odot$ частота ω слабо зависит от массы звезды и меняется от $2 \cdot 10^3$ Гц до 10^4 Гц. Заметим, что частота квазирадиальных осцилляций найдена для невращающейся конфигурации. Однако, как показывают расчеты [12,13], вращение существенно не влияет на зависимость ω от массы M . Но вращение приводит к сплюснутости и различному от нуля значению квадрупольного момента D_{zz}^0 звезды. Отметим также, что значение квадрупольного момента звезды D_{zz}^{0max} в табл.1 приведено для конфигурации, вращающейся с максимальной угловой скоростью вращения. Известно, что квадрупольный момент D_{zz}^0 пропорционален квадрату угловой скорости вращения звезды [15]. Ясно, что нетрудно найти его значение для данной нейтронной звезды, если известна угловая скорость ее вращения и максимальное значение

угловой скорости вращения для выбранной модели нейтронной звезды. Значения $\Omega_{\max}$ данной конфигурации также представлены в табл.1.

4. *Деформационная энергия как источник незатухающих осцилляций.* Имеющиеся на сегодняшний день или проектируемые детекторы гравитационных волн имеют нижний предел чувствительности, т.е. они не могут регистрировать гравитационные волны, амплитуда $h_0(t)$ которых меньше некоторого значения, зависящего от характеристик прибора. Для того, чтобы найти амплитуду h_0 гравитационной волны от осциллирующей нейтронной звезды, необходимо указать источник энергии для поддержания незатухающих колебаний и оценить интенсивность J_0 гравитационного излучения.

Таким источником может служить энергия, обусловленная деформацией вращающейся нейтронной звезды. При вращении звезды поверхности потоянной плотности представляют собой эллипсоиды вращения. При замедлении вращения эти поверхности деформируются, стремясь принимать сферическую форму. Из-за твердотельности коры нейтронной звезды процесс замедления угловой скорости должен сопровождаться "звездотрясением", необходимым для снятия напряжений в коре звезды и возбуждением квазирадиальных осцилляций в звезде. Можно предположить, что часть энергии деформации звезды преобразуется в энергию гравитационного излучения. Энергию деформации звезды можно вычислить следующим образом [16,17]:

$$W_{def}(\Omega) = (M - M_0)c^2 - W_r(\Omega), \quad (16)$$

где M и M_0 - массы соответственно вращающейся и невращающейся конфигураций с одинаковым полным числом барионов N , $W_r = I\Omega^2/2$ - кинетическая энергия вращения, Ω - угловая скорость нейтронной звезды. Используя полученные в [18] значения гравитационного коэффициента упаковки для вращающихся и невращающихся конфигураций:

$$\alpha = 1 - \frac{M}{mN} \quad \text{и} \quad \alpha_0 = 1 - \frac{M_0}{mN}, \quad (17)$$

получим для разности масс $\Delta M = M - M_0$ следующее выражение:

$$\Delta M = (\alpha_0 - \alpha)mN, \quad (18)$$

где m - сумма масс покоя протона и электрона. Здесь коэффициент упаковки α вычислен для конфигурации, вращающейся с максимальной угловой скоростью $\Omega_{\max}$. Для вычисления энергии деформации звезды, вращающейся с угловой скоростью меньшей, чем $\Omega_{\max}$, учтем, что в работах [15,18] вычисления проведены в линейном приближении по безразмерному параметру $\beta = \Omega^2/8\pi G\rho_c$. Следовательно, выражение для энергии деформации нейтронной звезды, вращающейся с угловой скоростью Ω запишется в виде:

$$W_{def}(\Omega) = \left(\frac{\Omega}{\Omega_{max}} \right)^2 W_{def}(\Omega_{max}). \quad (19)$$

Если часть энергии деформации излучается в виде гравитационных волн в течение всего времени жизни пульсара, то интенсивность J_0 гравитационного излучения можно оценить как

$$J_0 = \frac{\gamma W_{def}}{\tau}, \quad (20)$$

где

$$\tau = \Omega / 2|\dot{\Omega}| \quad (21)$$

время жизни пульсара, а $\gamma < 1$ - малый параметр, определяющий ту часть энергии деформации, которая уносится гравитационным излучением. Тогда из (20) и (21) имеем:

$$J_0 \approx \frac{\gamma W_{def}}{\tau} = \frac{2\gamma\Omega|\dot{\Omega}|}{\Omega_{max}^2} W_{def}(\Omega_{max}). \quad (22)$$

Перейдем к оценке интенсивности гравитационного излучения J_0 и амплитуды h_0 гравитационной волны на примере пульсаров Vela и Crab. Для оценки интенсивности гравитационного излучения по формуле (22), нам необходимо знать максимальные значения угловой скорости вращения и энергии деформации звезды. С этой целью выберем модель нейтронной звезды с центральной плотностью $\rho_c = 1.14 \cdot 10^{15} \text{ гсм}^{-3}$ и массой $M = 1.4 M_\odot$. Как видно из табл.1, эта модель имеет следующие характеристики: $\Omega_{max} = 8.4 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ и $W_{def}(\Omega_{max}) = 1.8 \cdot 10^{53} \text{ эрг}$. Подставляя в (22) значения Ω_{max} и $W_{def}(\Omega_{max})$ и наблюдаемые значения угловой скорости и ее производной для пульсара Vela $\Omega = 70 \text{ с}^{-1}$ и $|\dot{\Omega}| = 10^{-10} \text{ с}^{-2}$, получим для интенсивности гравитационного излучения значение $J_0 = 3.9\gamma \cdot 10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$. Для оценки амплитуды h_0 гравитационной волны по формуле (14) необходимо знать частоту осцилляций звезды. Как показано в работах [12,13], для выбранной нами выше модели нейтронной звезды частота осцилляций имеет значение $\omega = 5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. Используя это значение и полученное выше выражение для J_0 , а также расстояние от пульсара Vela $r = 0.3 \text{ кпк}$, из (14) получим $h_0 \approx 1.8\sqrt{\gamma} \cdot 10^{-25}$. Выбирая $\gamma = 0.01$, имеем $J_0 = 3.9 \cdot 10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$ и $h_0 = 1.8 \cdot 10^{-26}$. Для пульсара Crab, у которого угловая скорость вращения и ее производная равны соответственно $\Omega = 190 \text{ с}^{-1}$, $|\dot{\Omega}| = 2.65 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-2}$, а расстояние $r = 2.5 \text{ кпк}$, из (14) получим $h_0 \approx 10^{-25}$ при значении $\gamma = 0.01$.

При рассмотрении квазирадиальных осцилляций нейтронной звезды мы выше предположили, что относительная амплитуда этих осцилляций $\eta' \ll 1$. Оценим теперь относительную амплитуду квазирадиальных осцилляций η' для пульсаров Vela и Crab. Как видно из формулы (15), для этого необходимо знать квадрупольный момент звезды D_α^0 . Как было указано

выше, его можно вычислить, используя значения Ω_{max} , D_{α}^{0m} из табл.1 и значение угловой скорости пульсара. Так, для пульсаров Vela и Crab можно получить $|D_{\alpha}^0| = 7.4 \cdot 10^{39} \text{ г см}^2$ и $|D_{\alpha}^0| = 5 \cdot 10^{40} \text{ г см}^2$, соответственно. Подставляя найденные выше значения J_0 , ω и $|D_{\alpha}^0|$ для этих пульсаров в (15), для относительной амплитуды квазирадиальных осцилляций получим значения $\eta' = 3.7 \cdot 10^{-4}$ и $\eta' = 2.6 \cdot 10^{-4}$, соответственно.

5. Гравитационное излучение при скачках угловой скорости пульсаров. Известно, что угловая скорость вращения пульсаров непрерывно замедляется из-за магнито-дипольного излучения. На нерегулярные изменения угловой скорости вращения накладываются скачки и флуктуации порядка $\Delta\Omega/\Omega = 10^{-6} + 10^{-9}$, при этом изменения порядка $\Delta\dot{\Omega}/|\dot{\Omega}| = 10^{-2} + 10^{-4}$ претерпевает также производная угловой скорости вращения. Ниже мы предполагаем, что одним из возможных источников генерации и поддержания квазирадиальных осцилляций могут служить скачки и флуктуации угловой скорости звезды. Можно полагать, что при нерегулярных изменениях угловой скорости часть вращательной энергии передается коре нейтронной звезды путем возбуждения гармонических осцилляций. В дальнейшем, передаваемая коре энергия уносится гравитационным излучением. Энергия вовлеченная в процесс ускорения нейтронной звезды равна

$$\Delta W = I \Omega \Delta\Omega \quad (23)$$

где Ω - угловая скорость вращения, $\Delta\Omega$ - ее изменение, I - момент инерции звезды. Мощность, которая передается коре звезды, определяется как

$$\Delta \dot{W} = I \Omega \Delta \dot{\Omega} = I \dot{\Omega} \frac{\Delta \dot{\Omega}}{\dot{\Omega}} = \dot{W} \frac{\Delta \dot{\Omega}}{\dot{\Omega}}, \quad (24)$$

где $\dot{W}$ - стационарные потери вращательной энергии нейтронной звезды при вековом замедлении. При получении (24) мы учли, что $(\dot{\Omega}/\Delta\dot{\Omega})(\Delta\Omega/\Omega) \ll 1$. Если предположить, что энергия квазирадиальных осцилляций полностью излучается в виде гравитационных волн, то мы должны полагать

$$J_0 = \Delta \dot{W}. \quad (25)$$

Тогда из (14) и (25) можно получить выражение для амплитуды h_0 гравитационной волны:

$$h_0 = \frac{2 \cdot 10^{-9}}{\omega} \left(\dot{W} \frac{\Delta \dot{\Omega}}{\dot{\Omega}} \right)^{1/2} \frac{1}{r}. \quad (26)$$

Для того чтобы оценить амплитуду гравитационной волны от нейтронных звезд при нерегулярных изменениях угловой скорости и выяснить, можно ли их детектировать, оценим интенсивность возможного гравитационного излучения на примере пульсаров Vela и Crab. Для наблюдаемых параметров

пульсара Vela имеем следующие значения: $\Omega \approx 70 \text{ с}^{-1}$, $|\dot{\Omega}| \approx 10^{-10} \text{ с}^{-2}$ и $r \approx 0.3 \text{ кпк}$. Для определения J_0 необходимо также знать величину изменения угловой скорости и ее производной во время скачка и шумов. В табл.2 приведены значения $(\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega})_{\max}$ для первых восьми скачков угловой скорости пульсара Vela [19]. После скачка угловой скорости следует дальнейшая релаксация угловой скорости к своему начальному значению. Релаксационное поведение величины $\dot{\Omega}$ можно описать интерполяционной формулой

$$\frac{\Delta\dot{\Omega}}{\dot{\Omega}} = -\sum_{i=1}^3 a_i e^{-t/\tau_i} + At/t_g - A, \quad (27)$$

где $\tau_1 = 10 \text{ ч}$, $\tau_2 = 3.2 \text{ дня}$ и $\tau_3 = 32.7 \text{ дней}$. Значения a_i , A и t_g также приведены в табл.2 для каждого скачка угловой скорости [19]. Обычно, после сотни дней от момента скачка поведение угловой скорости становится флуктуационным, при котором относительные изменения $\dot{\Omega}$ порядка

Таблица 2

ХАРАКТЕРИСТИКИ a_i И A ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОЙ И
ЛИНЕЙНОЙ ЧАСТЕЙ РЕЛАКСАЦИИ ПОСЛЕ ПЕРВЫХ ВОСЬМИ
СКАЧКОВ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА Vela,
 t_g - МЕЖСКАЧКОВОЕ ВРЕМЯ

a_1 ($10^{-13} \text{ р с}^{-2}$)	0.001	0.0002	0.0	0.0004	0.48	0.26	0.89	2.11
a_2 ($10^{-13} \text{ р с}^{-2}$)	1.98	6.13	1.64	4.77	3.92	5.8	4.71	6.8
a_3 ($10^{-13} \text{ р с}^{-2}$)	2.85	3.03	2.02	7.17	0.74	6.17	2.8	4.52
A ($10^{-22} \text{ р с}^{-3}$)	49.62	53.34	78.75	54.55	115.89	45.78	75.78	37.45
$(\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega})_{\max}$	0.013	0.018	0.011	0.018	0.009	0.02	0.015	0.16
t_g (дни)	912	1491	1009	1227	272	1067	1261	907

$|\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega}| \approx 10^{-4}$ [20]. Подставляя значения I , ω и D_{α}^0 для выбранной нами модели нейтронной звезды и вышеприведенные значения Ω , $\dot{\Omega}$ и $(\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega})_{\max}$ в (25) и (26), для пульсара Vela получим:

$$J_{0\max} \approx 7 \cdot 10^{34} \text{ эрг с}^{-1} \quad \text{и} \quad h_{0\max} \approx 6.8 \cdot 10^{-27}. \quad (28)$$

Ясно, что после скачка J_0 и h_0 уменьшаются по мере уменьшения $\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega}$, что следует из (27). На рис.1 представлена зависимость $h_0(t)$ после восьмого скачка угловой скорости пульсара Vela. При флуктуациях угловой скорости имеем $\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega} \approx 10^{-2} (\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega})_{\max}$. Тогда, как следует из (25) и (26),

интенсивность гравитационного излучения на два порядка, а амплитуда h_0 на один порядок меньше соответствующих значений, приведенных в (28). Теперь оценим также значение η' . Подставляя значения $J_{0\max}$, ω , $|D_{zz}^0|$ в (15), получим для η' значение $\eta' \approx 1.6 \cdot 10^{-4}$. Следовательно, и в этом

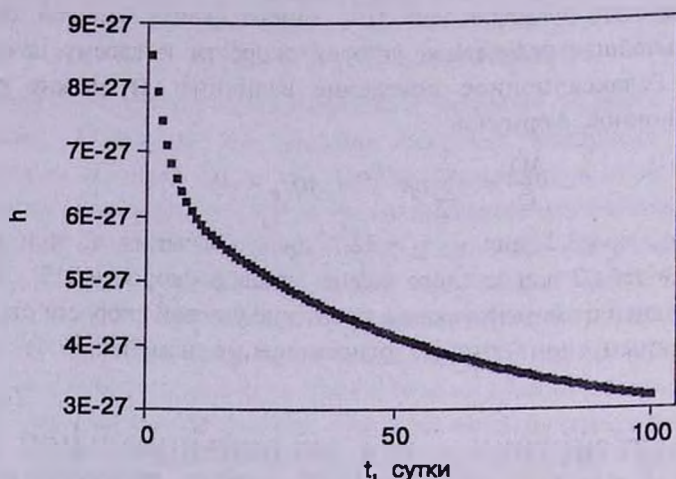


Рис.1. Зависимость амплитуды гравитационной волны от времени после восьмого скачка угловой скорости пульсара Vela.

случае вращающаяся нейтронная звезда может быть источником гравитационного излучения с достаточной для наблюдения интенсивностью.

Оценим также амплитуду гравитационной волны от пульсара Crab, для которого $\Omega \approx 190 \text{ c}^{-1}$, $|\dot{\Omega}| \approx 2.65 \cdot 10^{-9} \text{ c}^{-2}$, $(\Delta\dot{\Omega}/|\dot{\Omega}|)_{\max} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ и $r \approx 2 \text{ кпк}$ [21]. Для выбранной нами выше модели нейтронной звезды получим интенсивность гравитационного излучения порядка $J_0 \approx 2 \cdot 10^{36} \text{ эрг c}^{-1}$ и амплитуду гравитационной волны $h_0 \approx 10^{-26}$ и $\eta' \approx 10^{-3}$.

Таким образом, пульсары с нерегулярными изменениями угловой скорости являются хорошими кандидатами для обнаружения гравитационных волн. Отметим, что для этой цели наилучшим кандидатом является пульсар Vela, за которым ведется непрерывный мониторинг. Этот пульсар отличается также от других пульсаров большими значениями скачка угловой скорости и частотой их проявления.

Авторы выражают благодарность гранту CRDF N12006/NFSAT PH N067-02, в рамках которого была выполнена эта работа. Один из авторов (Д.С.) выражает благодарность также гранту МНТЦ А-353 за финансовую поддержку.

¹ Ереванский государственный университет, Армения, e-mail: dsedrak@server.physdep.r.am

² Государственный университет Монтаны, Билингс, США

GRAVITATIONAL RADIATION OF PULSATIONS OF THE ROTATING NEUTRON STARS

D.M.SEDRAKIAN¹, M.BENACQUISTA², K.M.SHAHABASSIAN¹,
A.A.SADOYAN¹, M.V.HAIRAPETYAN¹

In this paper we consider the nondamping quasiradial pulsations of rotating neutron stars and the gravitational radiation caused by them. Two possible energy sources for these pulsations are mentioned: one of them is deformation energy neutron star, released in spin-down process and the other is the energy involved in glitch-process. The expressions for the gravitational radiation power and for the amplitude of plane gravitational wave for the Earth's observer are derived. The estimates of these quantities are given for the Vela and Crab pulsars, secular spin-down of which is accompanied more frequently by glitches. It is shown that gravitational waves from these pulsars will be detectable by new generation detectors.

Key words: *stars:neutron:gravitational radiation*

ЛИТЕРАТУРА

1. J.H.Taylor, J.M.Weisberg, *Astrophys. J.*, **253**, 908, 1982.
2. С.Шаниро, С.Тьюколски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, т.2, М., 1985.
3. M.Zimmerman, *Phys. Rev.*, **D21**, 891, 1980.
4. D.I.Jones, N.Andersson, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **324**, 811, 2001.
5. M.Zimmerman, Jr.E.Szedenits, *Phys. Rev.*, **D20**, 351, 1979.
6. I.H.Stairs, A.G.Lyne, S.L.Shemar, *Nature*, **406**, 484, 2000.
7. J.Middleditch et al., *astro-ph/0010044*, 2000b.
8. B.Link, C.Cutler, представлено в *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 2001.
9. N.Andersson, C.T.Commer, *astroph/0101193*, 2001.
10. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, *Астрон. ж.*, **54**, 1047, 1977.
11. Л.Д.Ландау, И.М.Лифшиц, *Теория поля*, Наука, М., 1972.
12. В.В.Папоян, Д.М.Седракан, Э.В.Чубарян, *Астрон. ж.*, **49**, 750, 1972.
13. Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракан, Э.В.Чубарян, *Астрон. ж.*, **49**, 1216, 1972.
14. G.S.Sahakian, Yu.L.Vartanian, *Nuovo Cimento*, **30**, 82, 1963.
15. Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракан, Э.В.Чубарян, *Астрон. ж.*, **48**, 496, 1971.
16. Р.М.Авакян, Г.С.Саакян, Д.М.Седракан, *Уч. Зап. ЕГУ*, **2**, 16, 1972.
17. Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, Г.С.Саакян, *Астрофизика*, **8**, 476, 1972.
18. Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракан, Э.В.Чубарян, *Астроном. ж.*, **50**, 60, 1973.

19. *M.A.Alpar, H.F.Chou, K.S.Cheng, D.Pines*, *Astrophys. J.*, **459**, 706, 1996.
20. *J.M.Cordes, G.S.Downs, J.Krause-Polstorff*, *Astrophys. J.*, **330**, 841, 1988.
21. *N.Wand, R.N.Manchester, J.Zhang, X.-Y.Wu, A.Yusup, A.G.Lyne, K.S.Cheng, M.Z.Chen*, *astro-ph/0111006*, 2001.